

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М.В. ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА МАГНЕТИЗМА

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

**«ИЗУЧЕНИЕ ГИГАНТСКОГО МАГНИТНОГО ИМПЕДАНСА
В МАГНИТНОМЯГКИХ АМОРФНЫХ СПЛАВАХ
ЖЕЛЕЗО-КОБАЛЬТ-НИКЕЛЬ-КРЕМНИЙ-БОР»**

Выполнил студент

группы 219М

Махаматов Нурсултан Дадажонович

Научный руководитель:

профессор Перов Николай Сергеевич

Допущена к защите _____

Зав. кафедрой магнетизма

профессор Перов Н.С. _____

Москва

2017

Оглавление:

ВВЕДЕНИЕ.....	3
Глава 1. АМОРФНЫЕ МАГНИТНЫЕ МИКРОПРОВОДА И ИХ СВОЙСТВА	6
1.1 Аморфные материалы и способы их получения.....	6
1.2 Особенности магнитных свойств аморфных микропроводов.....	8
1.3 Гигантский магнитоимпеданс в аморфных микропроводах	16
1.4 Основные теоретические модели для описания эффекта ГМИ	19
1.5 Особенности экспериментального измерения ГМИ	26
1.6 Датчики на основе эффекта ГМИ и их применения.....	31
Глава 2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ.....	33
2.1 Образцы.....	33
2.2 Экспериментальная установка. Векторный сетевой анализатор Agilent FieldFox N9923A.....	33
2.3 Методика измерения.....	36
Глава 3. ГИГАНТСКИЙ МАГНИТНЫЙ ИМПЕДАНС В МАГНИТНОМЯГКИХ АМОРФНЫХ СПЛАВАХ Fe-Co-Ni-Si-B.....	39
ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ	46
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	47
ПРИЛОЖЕНИЕ	50
БЛАГОДАРНОСТИ	53

ВВЕДЕНИЕ

Магнитные датчики играют важную роль в современной технике. Они широко используются в инженерных и промышленных секторах, таких как высокоплотная магнитная запись, навигация, военная и охранная системы (обнаружение и отслеживание целей, противоугонные системы), неразрушающий контроль, геомагнитные измерения, космические исследования и биомагнитные исследования в человеческом теле [1, 2] и др.

В настоящее время доступен широкий выбор магнитных датчиков: датчики магнитного потока, датчики на основе эффекта Холла, магнитооптические датчики, датчики на основе эффекта гигантского магнитного сопротивления (ГМС), сверхчувствительные магнитометры СКВИД [3]. Чувствительность датчиков играет ключевую роль в определении режима их работы и потенциальных применений. К примеру, СКВИД магнитометр, имеющий чувствительность до $10^{-14} \div 10^{-10}$ Э используются для исследования работы мозга. Датчики на основе эффекта Холла с низкой чувствительностью $0.1 \div 10^6$ Э используются в бесконтактных переключателях, при измерениях тока и т.п. Помимо чувствительности существуют и другие факторы, определяющие целесообразность использования того или иного магнитного датчика, такие как стоимость производства и энергопотребление. Датчики на основе эффекта ГМС лидируют по двум последним показателям. Однако, их чувствительность довольно низкая – порядка $\sim 1\%/Э$.

В последнее время, разработка высокопроизводительных датчиков начала сильно прогрессировать с открытием нового магнитного явления – гигантского магнитоимпеданса (то есть, гигантского изменения комплексного сопротивления магнитного проводника при протекании в нем переменного тока при приложении внешнего магнитного поля) в металлических аморфных сплавах [4, 5]. Датчики на основе эффекта

гигантского магнитоимпеданса (ГМИ) имеют ряд преимуществ по сравнению с традиционными магнитными датчиками. Основное преимущество – сверхвысокая чувствительность, которая может составлять 500 %/Э [3]. Хотя разработка датчиков на основе эффекта ГМИ сейчас находится на ранней стадии, в будущем они найдут широкое применение благодаря их низкой стоимости и универсальности.

В научном сообществе особый интерес к эффекту магнитоимпеданса возник лишь после открытия в 1994 г. гигантского эффекта магнитоимпеданса [4]. В современных ферромагнитных материалах максимальное экспериментальное значение эффекта ГМИ не достигает теоретических величин [2]. Таким образом, исследования в этой области сосредоточены в основном на специальных термических обработках и/или на разработке новых материалов с улучшенными свойствами [6, 7, 8, 9]. Для проектирования и производства новых датчиков на основе эффекта ГМИ, необходимо полное понимание возможностей увеличения величины эффекта ГМИ и улучшения свойств ГМИ материалов.

Цель настоящей магистерской диссертационной работы заключается в разработке и изготовлении установки для измерения ГМИ при комнатной температуре, проведении исследований ГМИ на образцах микропроводов одинакового состава различной толщины, определении распределения внутренних напряжений на основе полученных данных.

Результаты магистерской диссертации имеют научное и практическое значение. Ранее исследований зависимости эффекта ГМИ от диаметра микропровода не было, поэтому результаты данной работы могут быть интересны с фундаментальной точки зрения. В промышленности же результаты работы можно использовать для управления параметрами датчика, варьируя диаметр микропровода.

Данная диссертация состоит из введения, трех глав, выводов, списка используемых источников, приложения и благодарностей. Работа включает

46 страниц, 26 рисунков, одну таблицу и одно приложение, содержащее код программы в пакете Mathematica для расчета эффекта ГМИ.

Работа организована следующим образом. В Главе 1 приводится краткий литературный обзор по основным магнитным свойствам аморфных микропроводов: особенности их петель гистерезиса, магнитной проницаемости, процессов намагничивания. Описаны их доменные структуры и метод получения микропровода. Охарактеризованы основные особенности эффекта гигантского магнитоимпеданса и основные модели для описания данного эффекта. Описаны влияния различных параметров измерения эффекта ГМИ, таких как, амплитуда переменного тока и т.п. В Главе 2 описаны образцы, которые были исследованы в данной работе, и экспериментальная установка. Кратко была описана методика измерения. В Главе 3 изложены результаты исследования аморфных микропроводов, их магнитных свойств и эффекта ГМИ, а также зависимость эффекта ГМИ от диаметра образцов.

Глава 1. АМОΡФНЫЕ МАГНИТНЫЕ МИКРОПРОВОДА И ИХ СВОЙСТВА

1.1 Аморфные материалы и способы их получения

Магнитные материалы разделяют на магнитномягкие и магнитножесткие. К магнитномягким материалам относят материалы с коэрцитивной силой 10 Э и менее, и низкой остаточной намагниченностью. К магнитножестким относят материалы с коэрцитивной силой 100 Э и более и высокой остаточной намагниченностью. Аморфные металлические сплавы относятся к магнитномягким материалам.

Аморфные металлические сплавы могут быть получены множеством способов, основанных на сверхбыстром охлаждении расплавов или паров – splat quenching, метод спиннингования, gas atomization, конденсация из газовой фазы. В настоящее время для получения аморфных лент используется метод спиннингования – самый широко распространённый метод производства, скорость охлаждения при котором $10^4 \div 10^7$ К/с. Аморфные провода очень часто получают методом Улитовского-Тейлора. Рассмотрим основной метод получения аморфных проводов со стеклянным покрытием.

Метод вытягивания в стеклянном капилляре

Это самый распространённый метод получения аморфных проводов/микропроводов со стеклянным покрытием. Схематическое изображение метода показано на рис 1. Сперва куски сплава помещаются в стеклянную трубку. Затем сплав плавится высокочастотной индукционной печью. Стеклянная трубка, находясь в прямом контакте с жидким металлическим сплавом, размягчается и переходит в расплавленное состояние. Капля стеклянного расплава, висющая на конце стеклянной трубки – капилляра, быстро вытягивается с помощью специального барабана,

увлекая за собой жидкий сплав. Для предотвращения окисления используют вакуум ($50 \div 200$ Па) или атмосферу инертного газа внутри стеклянной трубки. Вытянутый провод охлаждается струёй воды. В зависимости от скорости вытягивания провода, скорость охлаждения варьируется от 10^4 до 10^7 К/с. Диаметры центральных жил составляют ($0.8 \div 30$) мкм, а толщины стеклянного покрытия ($2 \div 15$) мкм.

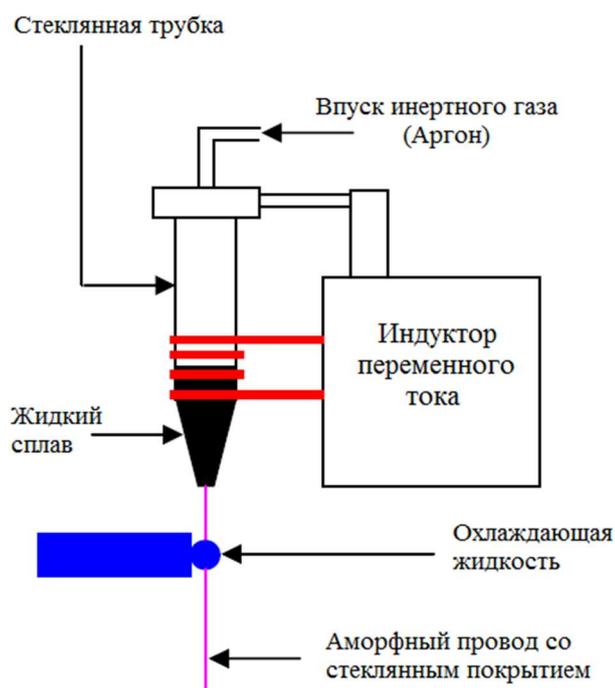


Рисунок 1. Схематическое изображение процесса изготовления аморфных проводов/микропроводов методом вытягивания в стеклянном капилляре. Рисунок взят из [14].

Аналогичным образом можно получать и аморфные микропровода без стеклянной оболочки (вместо стекла используется керамический тигель), но толщины проводов получаются существенно больше (до 100 мкм) [10].

1.2 Особенности магнитных свойств аморфных микропроводов

Доменная структура материалов, полученных быстрой закалкой часто определяется магнитострикцией и внутренними напряжениями, наведенными в процессе производства. Знание доменной структуры современных материалов чрезвычайно важно для объяснения магнитных свойств материалов. Данный раздел посвящен описанию механизмов образования доменных структур в аморфных микропроводах.

Доменные структуры аморфных микропроводов

В быстрозакалённых проводах, в зависимости от скорости охлаждения между поверхностной и центральной областями провода, возникает сложное радиальное распределение внутренних напряжений с различными аксиальными, радиальными и циркулярными компонентами [11]. Знак и величина константы магнитострикции определяют тип доменной структуры в проводах.

В аморфных проводах с положительной константой магнитострикции (напр., провода на основе Fe) распределение напряжений при охлаждении может привести к появлению лёгкой оси намагничивания параллельной оси провода в цилиндрической центральной области провода и радиальным лёгким осям в внешней части провода. Внутренняя область занимает примерно 70% общего объема [12]. Схематическая иллюстрация данной упрощённой доменной конфигурации представлена на рис. 2. Образуются внутренний цилиндрический домен с продольной намагниченностью и радиальные домены. Доменная структура такого типа иногда называется «зонтичной». Такая доменная структура приводит к гигантскому эффекту Баркгаузена в проводе, который можно использовать в некоторых технических приложениях [6, 12].

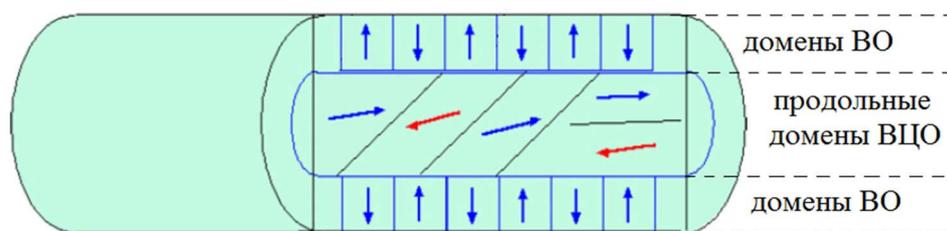


Рисунок 2. Упрощенная иллюстрация доменной структуры типичного традиционного аморфного провода с положительной константой магнитострикции. ВО – внешняя оболочка, ВЦО – внутренняя цилиндрическая область. Рисунок взят из [3].

Для аморфных проводов с отрицательной константой магнитострикции (напр., Co-Si-B провода) напряжения, замороженные в процессе закалки, могут привести к циркулярной поверхностной анизотропии и продольной внутренней анизотропии, как показано на рис 3. Взаимодействие сжимающих напряжений и отрицательной магнитострикции приводит к ориентации поверхностных магнитных моментов в циркулярном направлении. Минимальная размагничивающая энергия благоприятствует циркулярной ориентации, что наблюдалось экспериментально [6, 12]. Можно заметить, что доменные структуры внутренних областей аморфных проводов с положительной константой магнитострикции ($\lambda_s > 0$) и с отрицательной константой магнитострикции ($\lambda_s < 0$) похожи, что также приводит к проявлению в аморфных проводах с отрицательной константой магнитострикции гигантского эффекта Баркгаузена. Следует указать, что доменная структура внутренней области в проводах с отрицательной λ_s может измениться при покрытии провода стеклянной оболочкой – в этом случае направление лёгкой оси изменится с циркулярного на радиальное. Это связано с перераспределением внутренних напряжений при нанесении стеклянной оболочки. В случае аморфных микропроводов, покрытых стеклом, с большой и отрицательной константой магнитострикции оболочка с циркулярными доменами занимает практически весь объем провода вследствие сильной циркулярной магнитоупругой анизотропии. Основное отличие между доменными структурами проводов с положительной

константой магнитострикции (рис. 2) и отрицательной (рис. 3) заключается в направлении лёгкой оси в оболочке – у проводов с положительной λ_s радиальная, у проводов с отрицательной λ_s циркулярная. Это является основным различием между проводами на основе Fe и Co, имеющих разные знаки константы магнитострикции [12].

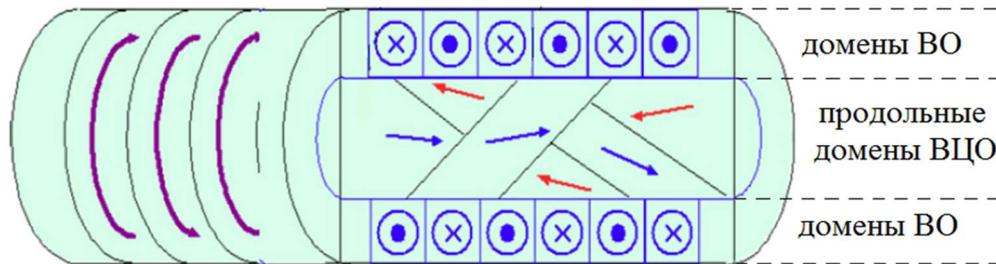


Рисунок 3. Упрощенная иллюстрация доменной структуры типичного традиционного аморфного провода с отрицательной константой магнитострикции. ВО – внешняя оболочка; ВЦО – внутренняя цилиндрическая область. Рисунок взят из [3].

В случае проводов с отрицательной и околонулевой константой магнитострикции (напр., Co-Fe-Si-B провода) возможны другие виды анизотропии, их доменная структура не определена. На практике, доменную структуру этих проводов рассматривают как доменную структуру проводов с отрицательной λ_s [12].

Следует отметить, что термическая и механическая обработки могут привести к значительному изменению доменной структуры аморфных проводов. Типичным примером этого может служить изменение доменной структуры, вызванное изменением внутренних напряжений при удалении внешней стеклянной оболочки. В аморфных проводах, покрытых стеклянной оболочкой (далее вместо фразы «провода, покрытые стеклянной оболочкой» для краткости будет употребляться «покрытые провода») с $\lambda_s < 0$ удаление стеклянного покрытия приводит к увеличению объема доменов во внешней оболочке за счёт уменьшения объёма доменов во внутренней области.

Однако, конфигурация доменов остаётся неизменной, как показано на рис. 4 [12].

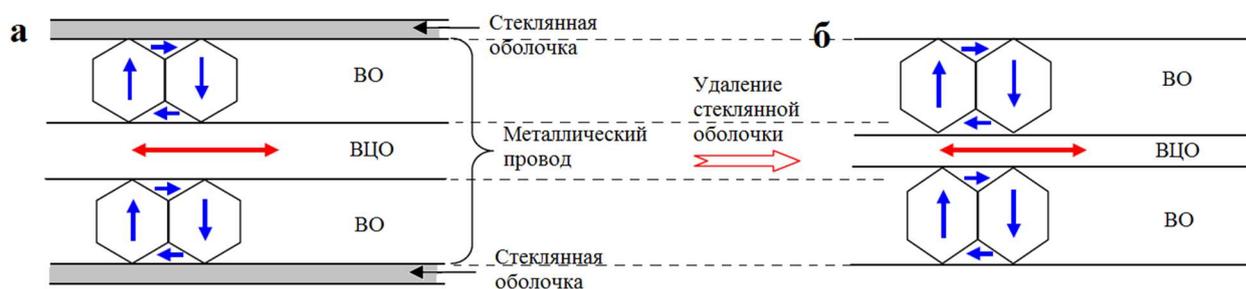


Рисунок 4. Схематическая иллюстрация доменной структуры типичного аморфного провода с положительной константой магнитострикции со стеклянной оболочкой: (а) провод со стеклянной оболочкой; (б) провод после удаления стеклянной оболочки. ВО – внешняя оболочка; ВЦО – внутренняя цилиндрическая область. Рисунок взят из [12]

В покрытых проводах с $\lambda_s < 0$ удаление стеклянного покрытия приводит к изменению конфигурации доменной структуры внутренней области из радиальной в продольную (рис. 5). Доменная структура, очевидно, оказывает существенное влияние на процессы намагничивания, то есть на форму петель гистерезиса. При этом доменная структура внешней оболочки сохраняется, меняется лишь объем доменов. Доменная структура покрытых проводов с $\lambda_s < 0$ (рис. 5а) после удаления стеклянного покрытия становится аналогичной доменной структуре непокрытых проводов (рис. 5б) [3, 12].

Процессы намагничивания аморфных проводов

Петля гистерезиса – одна из ключевых магнитных характеристик, обеспечивающая полезной информацией о свойствах магнитных материалов. Проводятся исследования как продольного гистерезиса, при приложении продольного магнитного поля, так и циркулярного гистерезиса, при приложении циркулярного магнитного поля. Однако, отследить изменения

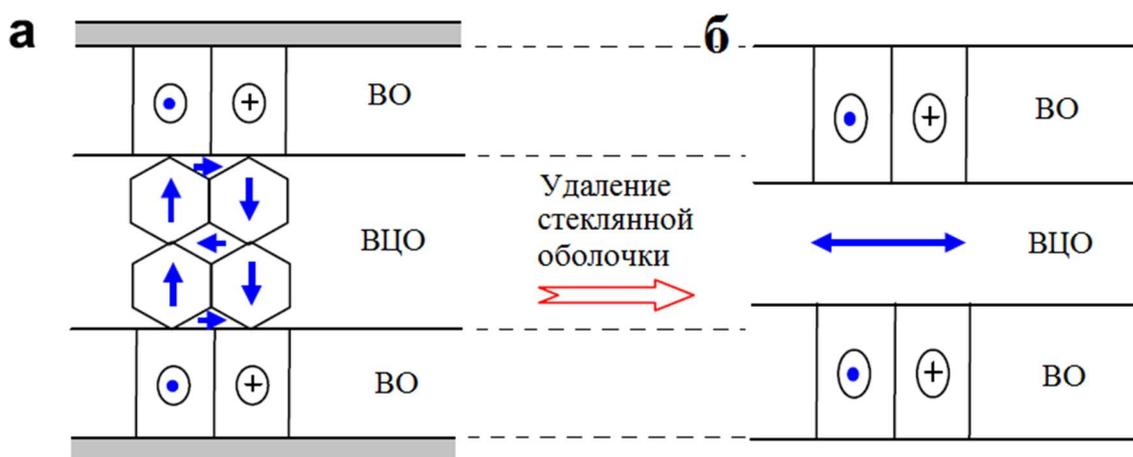


Рисунок 5. Схематическая иллюстрация доменной структуры типичного аморфного провода с отрицательной константой магнитострикции со стеклянной оболочкой: (а) провод со стеклянным покрытием; (б) провод после удаления стеклянной оболочки. ВО – внешняя оболочка; ВЦО – внутренняя цилиндрическая область. Рисунок взят из [12].

внутренней циркулярной намагниченности в проводах традиционным магнитометром нельзя. Для этого нужно снимать сигнал индукционного напряжения вдоль провода при намагничивании низкочастотным током [13]. Измерять продольный гистерезис проще. Так, на рис. 6 показаны типичные петли гистерезиса аморфных микропроводов со стеклянным покрытием с положительной (а), отрицательной (б) и отрицательной, околонулевой (в) константами магнитострикции [14].

В покрытых проводах с $\lambda_s > 0$ (напр., провода на основе Fe) магнитоупругая анизотропия приводит к возникновению аксиальной лёгкой оси в “core”, которая добавляется к анизотропии формы. Следовательно, из-за наличия внутренней аксиальной доменной структуры (рис. 4а) будет проявляться гигантский эффект Баркгаузена (рис. 6а) [6, 26]. При удалении стеклянного покрытия прямоугольная петля гистерезиса становится меньше, уменьшая эффект Баркгаузена, вследствие уменьшения объёма доменов внутренней области (рис. 4б).

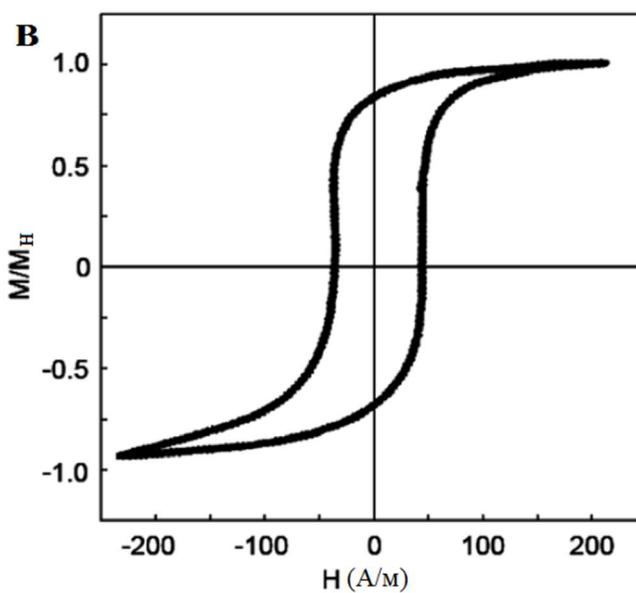
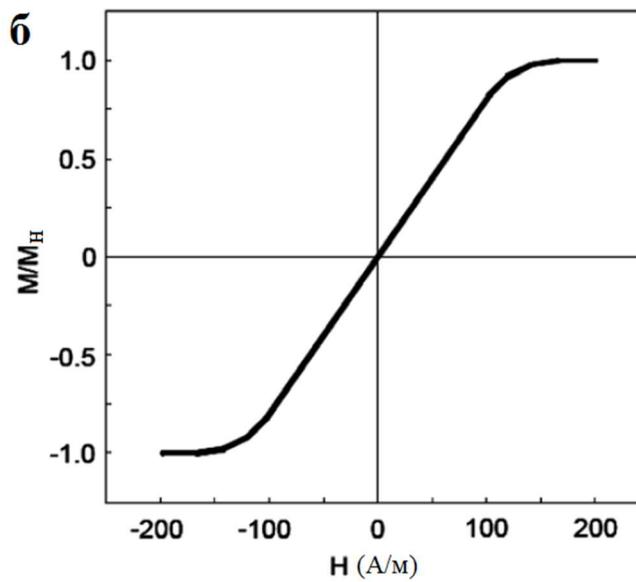
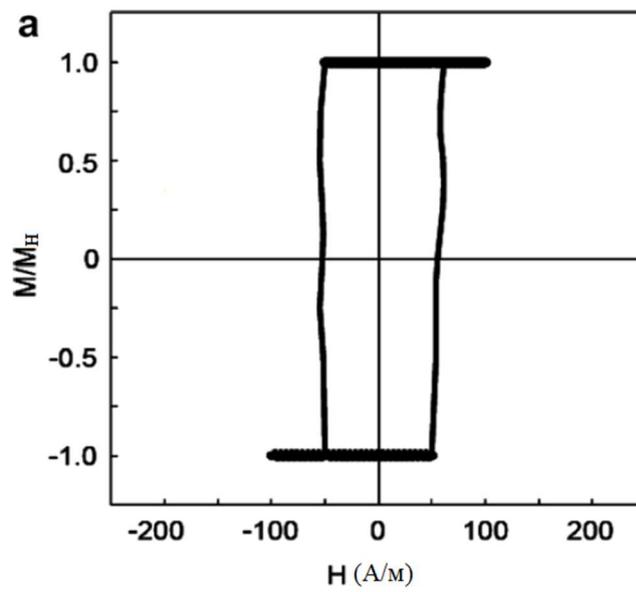


Рисунок 6. Типичные петли продольного гистерезиса аморфного провода Co-Mn-Si-B с положительной (а), отрицательной (б) и околонулевой отрицательной (в) константами магнитострикции. Рисунок взят из [14].

В покрытых проводах с $\lambda_s < 0$ (напр., Co-Si-B провода) механические напряжения приводят к возникновению циркулярной анизотропии, то есть в каждой точке локальный магнитный момент ориентирован перпендикулярно оси провода. Как следствие, наблюдаются только узкие петли гистерезиса (рис. 6b). Отсутствие аксиальной доменной структуры во внутренней области провода приводит к отсутствию эффекта Баркгаузена в данном типе проводов. Однако удаление стеклянной оболочки приводит к изменению анизотропии внутренней области – анизотропия вновь становится аксиальной. И, в таком случае, возможен гигантский эффект Баркгаузена [6, 12].

В покрытых проводах с отрицательной $\lambda_s \approx 0$ (напр., Co-Fe-Si-B провода) происходит компенсация индуцированной анизотропии при равенстве магнитоупругой и магнитостатической энергий. И, как следствие, петля гистерезиса представляет собой гладкую кривую. Эффект Баркгаузена в данном случае не наблюдается [6, 12] (рис. 6в).

Магнитная проницаемость – это ключевой параметр для определения магнитной мягкости и областей потенциального применения ферромагнитного магнитномягкого материала. В частности, проницаемость зависит от геометрии образца, распределения внутренних напряжений и т.д. Как следствие, проницаемость зависит и от доменной структуры. Необходимо знать величину магнитной проницаемости и её поведение при приложении внешнего магнитного поля или механических напряжений [3].

Было показано [6, 12], что относительная магнитная проницаемость (отношение абсолютной магнитной проницаемости к магнитной постоянной) типичных аморфных проводов имеет наибольшее значение у проводов с околонулевой константой магнитострикции (напр., Co-Fe-Si-B). Поэтому данные провода являются идеальными для использования в датчиках магнитного поля, использующих эффект ГМИ. Тогда как провода с положительной и отрицательной константами магнитострикции имеют относительно малую величину проницаемости. Как было ранее установлено,

удаление стеклянной оболочки у проводов приводит к резкому увеличению относительной проницаемости из-за уменьшения внутренних напряжений. Приложение соответствующего растягивающего напряжения к аморфному проводу с удалённой стеклянной оболочкой приводит к возвращению значения относительной проницаемости [12, 15].

Приложение магнитного поля перпендикулярно оси провода (или в циркулярном направлении) может увеличить относительную проницаемость провода, так как это приводит к увеличению циркулярной проницаемости из-за смещений ДГ или поворота намагниченности в циркулярном направлении. Приложение магнитного поля вдоль оси провода может также слегка увеличить продольную относительную проницаемость, при величине поля, меньшем поля переключения (поля анизотропии), и сильно уменьшить при превышении поля анизотропии. Поэтому, как показано в [12], максимальная величина проницаемости чаще всего достигается при величине внешнего магнитного поля равной полю анизотропии [12].

Понимание процессов намагничивания даёт возможность прогнозирования магнитных свойств, что очень важно для технических применений.

В случае аморфных проводов с отрицательной или околонулевой константой магнитострикции приложение магнитного поля перпендикулярно оси провода, в зависимости от его величины, способствует процессам смещения ДГ и процессам поворота намагниченности, таким образом меняя циркулярную компоненту намагниченности [3]. Тогда как, приложение магнитного поля вдоль оси провода (вдоль трудной оси) подавляет циркулярную намагниченность посредством смещения ДГ. Изменение циркулярной компоненты намагниченности связано с изменением импеданса. Следовательно, эффект ГМИ в данном случае наблюдается из-за изменения компоненты намагниченности [4, 8], как будет показано ниже.

Аморфные провода с положительной константой магнитострикции обычно проявляют малый эффект ГМИ из-за радиальной доменной

структуры во внешней оболочке провода. Такая доменная структура не благоприятна для движения доменных границ в циркулярном направлении. При приложении магнитного поля вдоль оси провода замыкающие домены в центральной аксиально намагниченной части с обеих концов этого провода будут увеличиваться по направлению к центру, уменьшая продольную намагниченность [6, 12]. При достижении поля переключения ДГ от одного из замыкающих доменов «откалывается» и необратимо перемещается к другому концу провода, что приводит к резкому изменению намагниченности (рис. ба). Скорость перемещения при этом зависит от внешних факторов, таких, как приложенное магнитное поле или механическое напряжение. Это также важно для некоторых технических применений [3]. Одним из перспективных применений является использование эффекта ГМИ в аморфных проводах.

1.3 Гигантский магнитоимпеданс в аморфных микропроводах

Эффект магнитоимпеданса – эффект заключающийся в изменении комплексного сопротивления ферромагнитного проводника, в котором протекает переменный ток, при приложении внешнего постоянного магнитного поля. Данный эффект был впервые обнаружен в 30-х гг. прошлого столетия в железоникелевых проволоках Fe-Cu-Mn-Cr-Si-Ni [16]. В работе [16] было отмечено, что данный эффект может быть использован для измерения малых магнитных полей. Однако, в связи с тем, что изменение импеданса было относительно малым и в то время технология изготовления проволок Fe-Cu-Mn-Cr-Si-Ni сильно влияла на изменение импеданса, эффект магнитоимпеданса долгое время не вызывал интереса.

Типичные зависимости модуля импеданса аморфных проводов от поля при различных константах магнитострикции приведены на рис. 7.

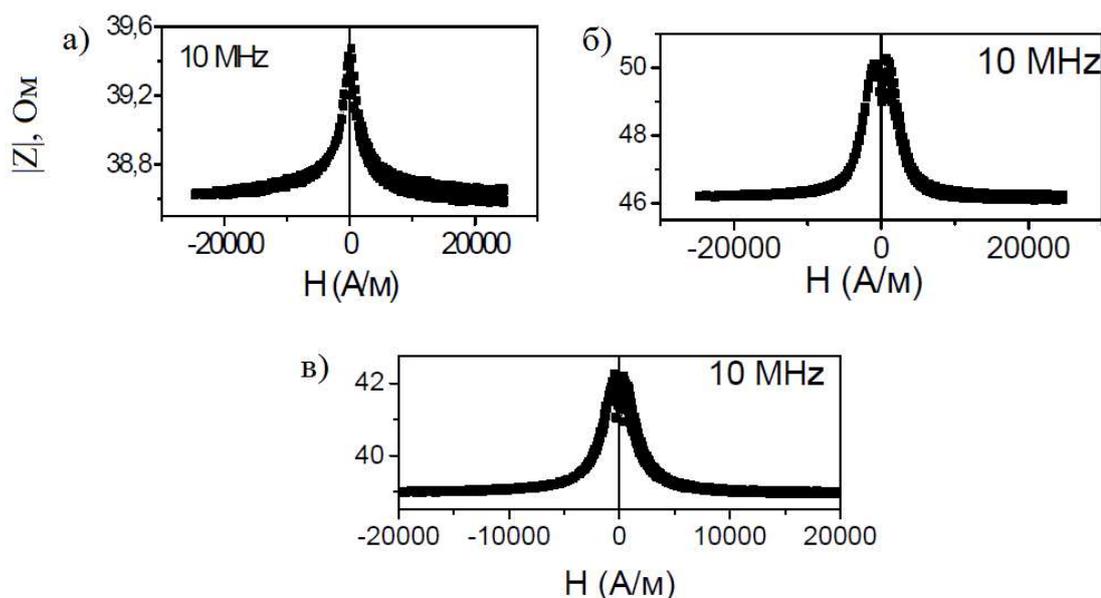


Рисунок 7. Зависимости модуля импеданса $|Z|$ от поля H аморфных микропроводов (а) $\text{Fe}_{75.5}\text{B}_{13}\text{Si}_{11}\text{Mo}_{0.5}$ ($\lambda_s > 0$), (б) $\text{Fe}_{3.7}\text{Co}_{69.8}\text{Ni}_1\text{Si}_{11}\text{B}_{13}\text{Mo}_{1.5}$ ($\lambda_s \approx 0$) и (в) $\text{Co}_{77.5}\text{Si}_{7.5}\text{B}_{15}$ ($\lambda_s < 0$).

Рисунки взяты из [17].

Для металлического ферромагнитного проводника длиной l и площадью поперечного сечения q в линейном приближении импеданс выражается как:

$$Z = \frac{V_{ac}}{I_{ac}} = \frac{l \cdot E_z(S)}{q \langle j_z \rangle_q} = R \frac{j_z(S)}{\langle j_z \rangle_q}, \quad (1.1)$$

где I_{ac} – амплитуда тока, V_{ac} – напряжение на концах проводника, E_z и j_z – это продольные компоненты электрического поля и плотности тока, соответственно, R – активное сопротивление, S – значение на поверхности, $\langle j_z \rangle_q$ – означает усреднение j_z по q .

Интерес к эффекту магнитоимпеданса активизировался в 90-х гг. прошлого столетия вместе с появлением более совершенных технологий производства проводов и лент из аморфных и нанокристаллических материалов с высоким значением магнитной проницаемости.

Интенсивные исследования эффекта магнитоимпеданса начались в 1994 г. после обнаружения сильного изменения импеданса в аморфных магнитномягких проводах и лентах на основе кобальта [4, 18, 19]. В магнитномягких проводах относительное изменение импеданса может достигать нескольких сотен процентов, поэтому этот эффект был назван гигантским магнитоимпедансом (ГМИ). Хотя в работе [20] уже был предложен сенсор слабых магнитных полей, принцип работы которого заключался в изменении импеданса аморфной ленты Fe-Co-Si-B при приложении внешнего магнитного поля.

Общепринято, что для представления экспериментальных результатов магнитоимпеданса используют относительное изменение импеданса, которое может быть представлено тремя способами:

$$\frac{\Delta Z}{Z} = 100 \cdot \frac{Z(H_e) - Z(0)}{Z(0)} [\%] \quad (1.2)$$

где $Z = R + i\omega L$ – импеданс образца (i – мнимая единица, ω – частота тока, протекающего в образце, L – индуктивность), $Z(H_e)$ – импеданс во внешнем магнитном поле, а $Z(0)$ – импеданс в отсутствие внешнего магнитного поля;

$$\frac{\Delta Z}{Z} = 100 \cdot \frac{Z(H_e) - Z(H_{max})}{Z(H_{max})} [\%] \quad (1.3)$$

где $Z(H_{max})$ – импеданс во внешнем максимальном магнитном поле, в котором проводился эксперимент. Как правило, H_{max} – достаточно большое

поле, при котором намагниченность образца достигает насыщения. Типичное значение поля H_{max} – порядка 100 Э аморфных магнетиков.

Выражение (1.3) является неудобным для теоретических расчетов, так как теряется информация о сдвиге фазы и относительное изменение импеданса зависит от произвольно выбранного поля H_{max} [8]. Отношение $\Delta Z/Z$ становится чувствительным к измерительной цепи. В связи с этим, для проведения теоретического анализа более удобным является отношение $\frac{|Z|}{R}$.

Магнитоимпеданс является гигантским, когда эффект достигает 100 и более процентов. Современные магнитномягкие материалы дают эффект в несколько сотен процентов. С точки зрения приложений, большую роль играет также чувствительность эффекта ГМИ к полю – отношение величины изменения импеданса к величине изменения внешнего поля, в котором происходит это изменение.

1.4 Основные теоретические модели для описания эффекта ГМИ

При различных частотах эффект ГМИ имеет различную природу и условно выделяют 3 основные частотные области:

1. Область низких частот (до 10 кГц).

В этом диапазоне частот изменение импеданса Z обусловлено изменением индуктивности L , которая пропорциональна циркулярной магнитной проницаемости

$$Z = R + \frac{i\omega}{c^2} L, \quad L = \frac{\mu_\phi l}{2}, \quad (1.4)$$

где μ_ϕ – циркулярная магнитная проницаемость, l – длина проводника. Поскольку магнитная проницаемость зависит от напряженности магнитного поля (кривая Столетова), величина импеданса также будет изменяться.

Плотность тока, практически, равномерно распределена по сечению проводника [19]. Этот эффект был назван магнитоиндуктивным [21].

Для объяснения механизма изменения импеданса при низких частотах была предложена «квазистатическая модель» [5, 9].

Данная модель основана на предположении, что частота тока мала и равновесное состояние системы может достигаться в любой момент времени. Было показано, что в случае, когда легкая ось анизотропии перпендикулярна оси образца, основной вклад в магнитную проницаемость и в ГМИ вносит движение доменных границ. В случае, когда легкая ось анизотропии параллельна оси образца, основной вклад в ГМИ вносит вращение намагниченности. Квазистатическая модель хорошо описывает эффект магнитоимпеданса в низкочастотной области, в среднечастотной области, но для более высоких частот данная модель не применима.

2. Область средних частот (10 кГц ÷ 10 МГц).

В этом диапазоне частот ГМИ обусловлен изменением глубины скин-слоя из-за изменения магнитной проницаемости под действием внешнего магнитного поля. Вклад в магнитную проницаемость вносят процессы смещения доменных границ и вращения намагниченности. При пропускании переменного тока через ферромагнитный образец, его импеданс определяется как

$$Z = R \frac{ka J_0(ka)}{2 J_1(ka)}, \quad (1.5)$$

где J_0 и J_1 – функции Бесселя первого рода, a – радиус провода, $k = \frac{1+j}{\delta}$, δ – толщина скин-слоя:

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\omega\sigma\mu_\phi}}, \quad (1.6)$$

где c – скорость света, ω – циклическая частота тока, σ – проводимость, μ_ϕ – циркулярная проницаемость.

В этой области частот для объяснения механизма зависимости импеданса от магнитного поля используют «модель вихревых токов» [4, 5].

Квазистатическая модель способна описать основные особенности ГМИ на низких частотах, где скин-эффект незначителен. Однако, на средних частотах влияние скин-эффекта на ГМИ является доминантным [4, 5]. В связи с этим, была предложена [5] модель вихревых токов для расчета циркулярной проницаемости в цилиндрических проводниках с периодической бамбукоподобной доменной структурой ($\lambda_s < 0$). В данной модели микроскопические вихревые токи, создаваемые движением доменных границ, усредняются по размеру доменных границ, тем самым, приводя к частотной зависимости комплексной проницаемости в выражении для глубины скин-слоя в (1.6). Как известно, процесс намагничивания определяется движением доменных границ и вращением намагниченности, которые, в свою очередь, характеризуются релаксационными частотами ω_{dw} и ω_{rot} , соответственно. Причем, $\omega_{dw} \ll \omega_{rot}$. При относительно низких частотах, $\omega < \omega_{dw}$, уменьшение проницаемости с ростом частоты связано с затуханием движения доменных границ из-за вихревых токов.

Было показано, что зависимость импеданса от внешнего магнитного поля связана с индуктивностью L , которая пропорциональна циркулярной проницаемости μ_ϕ . Также было показано, что потери на вихревые токи в проводах в случае циркулярной доменной структуры меньше, чем в случае аксиальной [4, 5]. Это объясняет, почему проницаемость сохраняет свое значение при более высоких частотах. В высокочастотном случае ($\delta \ll a$ и

$\omega_{dw} < \omega < \omega_{rot}$) и R , и L зависят от μ_ϕ , поэтому оба параметра вносят вклад в изменение ГМИ. В данном случае вклад скин-эффекта является доминантным и импеданс зависит от частоты и циркулярной проницаемости как $Z \sim (\omega \cdot \mu_\phi)^{1/2}$. При дальнейшем увеличении частоты $\omega > \omega_{rot}$ вклад R в Z становится доминирующим. В этом случае, зависимость импеданса от внешнего магнитного поля отсутствует, так как проницаемость уже не зависит от поля [22]. Модель вихревых токов успешно объясняет основные особенности ГМИ и большинство экспериментальных результатов в области частот 100 кГц ÷ 10 МГц.

Кроме описанной выше была разработана «доменная модель».

Впервые данная модель была предложена в работе [23] и позволила качественно интерпретировать одно- и двухпиковые зависимости ГМИ и некоторые экспериментальные результаты исследований в аморфных проводниках. Хотя теоретические расчеты импеданса Z довольно хорошо согласовывались с экспериментальными данными, полного соответствия между теоретическими предсказаниями и экспериментальными результатами исследований циркулярной проницаемости не наблюдалось. Эта проблема была решена [24] модификацией доменной модели предложенной в [23], когда для расчета циркулярной проницаемости использовали не импеданс Z , а индуктивность L . Была установлена корреляция между индуктивностью и магнитной проницаемостью, позволяющая произвести оценку циркулярной проницаемости как функции от частоты. Тем не менее, данные модели были не способны объяснить механизм релаксационной дисперсии спектра проницаемости в аморфных магнитных материалах [3]. В связи с этим была предложена феноменологическая модель [25, 26], позволяющая различать компоненты в спектре магнитной проницаемости: обратимое смещение доменных границ и поворот намагниченности аморфных проводов и лент. Данные исследования обеспечили понимание роли вкладов движения доменных границ и поворота намагниченности в ГМИ в малых полях.

Модель вихревых токов и доменная модель успешно описывают некоторые особенности ГМИ при частотах ниже 100 МГц. Более высокие частоты приводят к значению глубины скин-слоя сравнимой с длиной обменного взаимодействия, что приводит к неработоспособности вышеприведенных моделей. Это объясняется тем, что на данных частотах ($f \sim 1$ ГГц) возникает ферромагнитный резонанс, который и способствует возникновению ГМИ. Ниже описаны модели, описывающие ГМИ на высоких частотах: электромагнитная модель и модель обменной проводимости.

3. Область высоких частот (10 МГц и выше).

В этой области частот на процесс вращения намагниченности существенно влияет гиромангнитный эффект. Максимумы в зависимости импеданса от магнитного поля смещены в сторону больших полей. В данном случае ГМИ возникает вследствие ферромагнитного резонанса (ФМР).

Теоретические принципы зависимости импеданса от магнитного поля в этом случае были рассмотрены в рамках «электромагнитной модели».

В высокочастотной области вкладом движения доменных границ в циркулярную проницаемость, и, следовательно, в ГМИ, можно пренебречь.

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \frac{\mu_0}{\rho} \mathbf{H} = \frac{\mu}{\rho} \mathbf{M} - \text{grad div} \mathbf{M}, \quad (1.7)$$

$$\mathbf{M} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \mathbf{M} - \frac{1}{\tau} (\mathbf{M} - \mathbf{M}_0), \quad (1.8)$$

где ρ – удельное сопротивление, γ – гиромангнитное отношение, α – параметр затухания, \mathbf{M} – вектор намагниченности, M_s – намагниченность насыщения, \mathbf{M}_0 – статическая намагниченность, \mathbf{H}_{eff} – эффективное магнитное поле.

В электромагнитной модели к решению уравнения Максвелла (1.7) и Ландау-Лифшица (1.8) подходят с использованием теоретических приближений из теории ферромагнитного резонанса (ФМР) без учёта обменного взаимодействия в эффективном поле [27]. Взаимосвязь между ГМИ и ФМР опубликована в работе [28] для образцов, намагниченных до насыщения. Поглощение энергии электромагнитного излучения происходит на резонансной частоте

$$\omega_r = \gamma\mu\sqrt{(H + M_s)(H + \frac{2K}{\mu M_s})}, \quad (1.9)$$

где γ – гиромагнитное отношение, K – константа анизотропии. В данном случае циркулярная проницаемость проявляет типичный резонансный характер с максимумом мнимой компоненты и изменением знака реальной компоненты в резонансном поле [3]. В резонансном поле эффективная проницаемость значительно увеличивается, а глубина скин-слоя становится очень мала. Теоретическое минимальное значение скин-слоя (~ 0.1 мкм)

$$\delta_{\min} = \sqrt{\frac{\alpha\rho}{\gamma\mu M_s}}, \quad (1.10)$$

при котором ГМИ достигает своего максимального значения. Максимальное значение ГМИ, рассчитанное по формуле (1.10), которое не зависит от частоты, составляет порядка $\sim 10^3$, что намного превышает экспериментально полученные значения [8]. Это связано с тем, что измерения ГМИ проводятся при частотах менее 100 МГц, где условия ФМР не могут быть выполнены [28]. Более того, величина ГМИ, вычисленная в рамках данной модели, может быть применима только для одноосных магнитных материалов, в которых легкая ось анизотропии перпендикулярна оси образца и приложенному магнитному полю. Тем не менее, в реальных материалах

всегда существует отклонение легкой оси от перпендикулярного направления [9]. Стоит упомянуть, однако, что в ГГц области частот экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими, так как условия ФМР в данной области частот выполнимы [28].

В целом, электромагнитная модель может качественно описывать основные особенности ГМИ и большинство экспериментальных данных в ВЧ диапазоне. Однако, некоторые аспекты ГМИ не могут быть объяснены в рамках данной модели из-за пренебрежения обменным взаимодействием в эффективном поле [29, 30].

Еще одна теоретическая модель называется «модель обменной проводимости».

В отличие от электромагнитной модели, модель обменной проводимости включает поле обменного взаимодействия в эффективное поле. Обменная проводимость возникает вследствие взаимного влияния между скин-эффектом и обменным взаимодействием. Скин-эффект приводит к уменьшению амплитуды намагниченности, создаваемой переменным током, от поверхности к центру. Следовательно, намагниченность неоднородна, а это может приводить к росту обменной энергии. Увеличение энергии обменного взаимодействия приводит к ослаблению скин-эффекта, приводя к увеличению скин-слоя. В данном случае, неоднородное переменное магнитное поле возбуждает спиновые волны длиной порядка скин-слоя, которые усиливают потери энергии на вихревых токах. Это можно представить, как кажущееся увеличение удельного сопротивления в ферромагнитных материалах.

Используя упрощенное решение (1.7) и (1.8), согласно модели обменной проводимости, можно получить, что затухание ничтожно ($\alpha=0$), а глубина скин-слоя достигает своего минимального значения

$$\delta_{\min} = \left(\frac{A\rho}{\omega\mu^2 M_s^2} \right)^{1/4}, \quad (1.11)$$

$$\omega_c = \frac{4\alpha^2 \gamma^2 A M_s}{\rho}, \quad (1.12)$$

где ω – меньше характеристической частоты, A – константа обменной жёсткости, ω_c примерно 100 МГц для магнитномягких аморфных материалов. Для низких и средних частот ($\omega < \omega_c$) расчетные максимумы ГМИ растут пропорционально $\sim \omega^{1/4}$. При частотах выше характеристической ($\omega \geq \omega_c$) для величины глубины скин-слоя используется выражение (1.10).

Модель обменной проводимости даёт качественную интерпретацию частотной и полевой зависимостей ГМИ в более широком диапазоне частот, чем электромагнитная модель. Тем не менее, ни одна теоретическая модель полностью не согласуется с результатами экспериментальных исследований ГМИ ввиду сложной доменной структуры магнитных материалов и теоретических приближений.

1.5 Особенности экспериментального измерения ГМИ

Влияние амплитуды переменного тока

Известно, что циркулярное намагничивание происходит за счёт циркулярного магнитного поля, порождаемого протекающим по проводнику током. Изменение импеданса напрямую связано с данным процессом намагничивания [4-8]. Было теоретически показано [23], что для ГМИ с двойным пиком величина магнитного поля H_m , при котором наблюдается максимум Z , уменьшается с ростом амплитуды тока I_{ac} . Практически, кривая

ГМИ проявляет двойной пик при малых амплитудах тока, где возможно лишь обратимое смещение ДГ и проявляет одиночный пик при больших амплитудах тока, что связано с циркулярной коэрцитивной силой [31, 32].

Были проведены исследования (на аморфных проводах, микропроводах и нанокристаллических лентах) зависимости ГМИ от амплитуды тока [31]. Эти исследования привели к выводу, что магнитная проницаемость в образцах имеет тензорный характер, а за ГМИ отвечают компоненты этого тензора, ответственные за поперечную магнитную анизотропию.

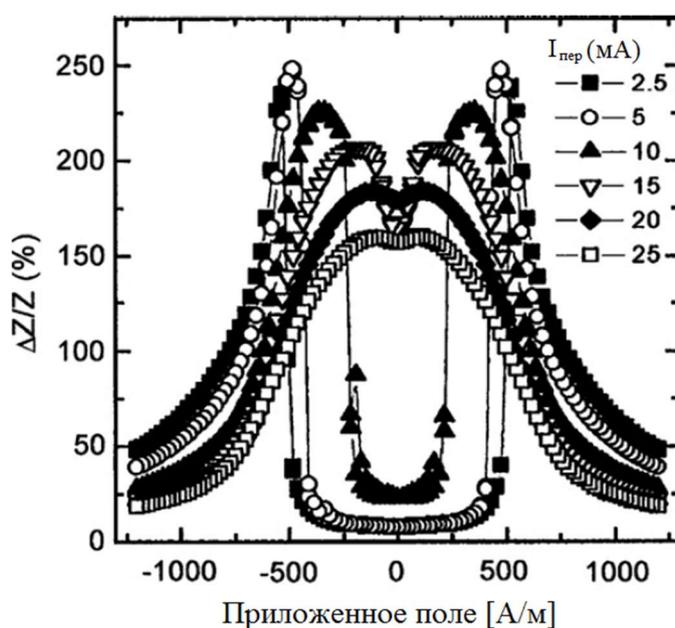


Рисунок 8. ГМИ аморфного провода на основе Fe с индуцированной циркулярной анизотропией. Переход от кривой с двойным пиком к одиночному пику. Рисунок взят из [31].

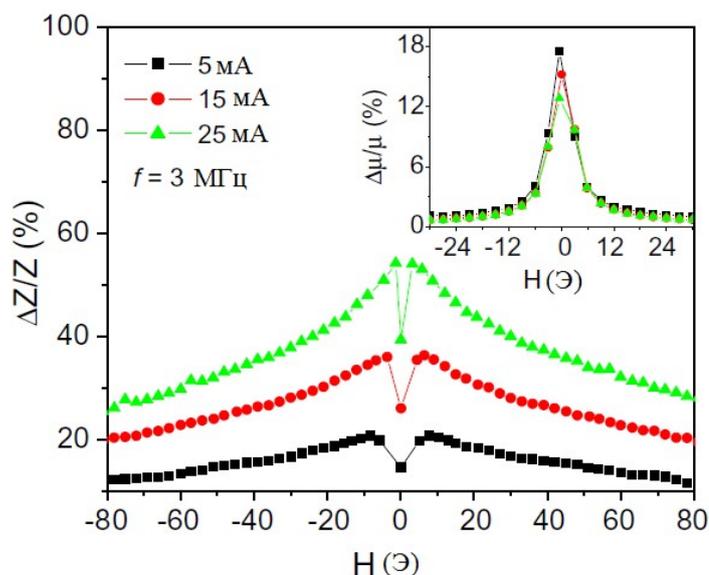


Рисунок 9. Зависимость ГМИ ($\Delta Z/Z$) от магнитного поля при различных амплитудах тока для нанокристаллической ленты $\text{Fe}_{73.5}\text{Si}_{13.5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$. На вставке показана зависимость продольной $\Delta\mu/\mu$ от поля H . Рисунок взят из [3].

Влияние магнитного поля

Для измерения эффекта ГМИ, обычно магнитное поле прикладывают параллельно току, протекающему вдоль образца. Это так называемый продольный эффект ГМИ [4, 8]. Как упоминалось выше, при определенной частоте тока, приложение постоянного магнитного поля H приводит к изменению циркулярной проницаемости и, следовательно, изменению величины скин слоя δ (1.6), которое, в свою очередь, приводит к изменению импеданса пока δ не достигнет значения радиуса провода. Следовательно, ГМИ увеличивается до максимального значения с увеличением поля, как показано на рис. 10. В действительности, прикладываемое магнитное поле H компенсирует аксиальную магнитную анизотропию при достижении H поля анизотропии образца [8, 16, 33, 34]. При таком поле, квазисвободная намагниченность способна откликаться на внешнее циркулярное осциллирующее магнитное поле и дает большую поперечную проницаемость [33]. Так как поле анизотропии очень мало в аморфных и нанокристаллических образцах, максимальное значение ГМИ наблюдается

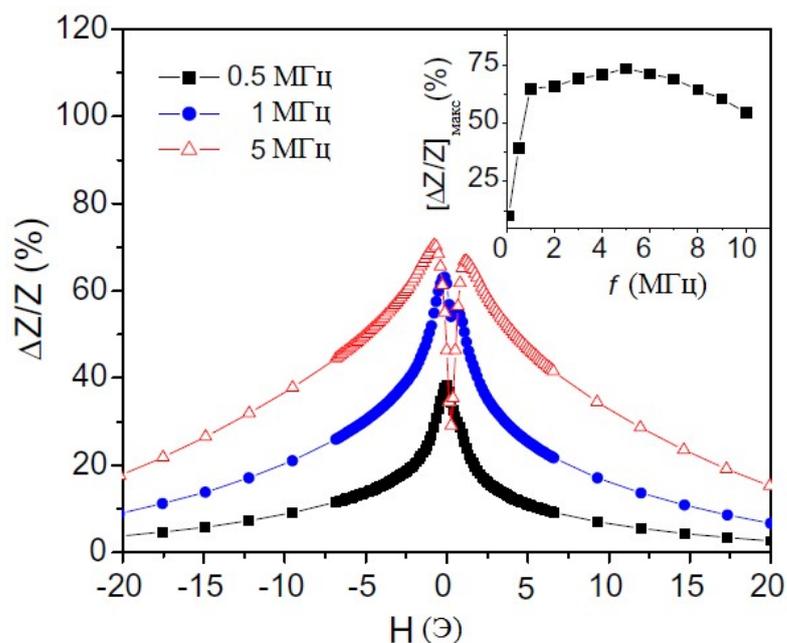


Рисунок 10. Зависимость ГМИ нанокристаллической ленты $\text{Fe}_{71}\text{Al}_2\text{Si}_{14}\text{B}_{8.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_{3.5}$ от поля при различных частотах. На вложенной картинке показана частотная зависимость $(\Delta Z/Z)_{\text{max}}$. Рисунок взят из [8].

при малых полях ($H \sim 0$) и при низких частотах ($f \leq 1$ МГц) [34]. При превышении постоянным магнитным полем значения поля анизотропии поперечная проницаемость уменьшается из-за однонаправленной анизотропии, вызванной полем H . Так, увеличение магнитного поля приводит к увеличению толщины скин-слоя и, следовательно, увеличению эффекта ГМИ [33].

При изучении влияния внешнего постоянного магнитного поля на движение доменных стенок при намагничивании на низких частотах в нанокристаллических лентах на основе Fe [3], было обнаружено, что небольшое продольное поле помогает освободиться доменной границе в случае пиннинга. Большое продольное магнитное поле увеличивает поле пиннинга, вызывает затухание движения доменных границ, тогда как, влияние поперечного магнитного поля на поле пиннинга незначительно. На высоких частотах ($f \geq 1$ МГц), профиль ГМИ показывал двойной пик (рис. 10) из-за изменения поля переключения и поля анизотропии образца при

повышении частоты [8]. Повышение частоты приводит не только к образованию двойного пика, но и вызывает сдвиг этих пиков в сторону больших полей [8, 33]. Как бы то ни было, существует корреляция между зависимостями ГМИ от поля и циркулярной проницаемости от поля [4, 5, 8]. Такие особенности ГМИ как одиночный пик и двойной пик определяются относительным вкладом движения ДГ и поворота намагниченности в циркулярную проницаемость [4].

Влияние частоты переменного тока

Согласно уравнениям (1.5) и (1.6) ГМИ сильно зависит от частоты тока [4, 5, 8], что подтверждает множество исследований в различных материалах [3, 8].

Было показано, что с увеличением частоты тока, происходит уменьшение смещения ДГ и, следовательно, процесса намагничивания при частотах (0.1 ÷ 1) МГц в аморфных проводах [25] и лентах [26]. У покрытых проводов на более высоких частотах в спектре проницаемости наблюдается дисперсия [4, 12].

На низких частотах максимальное значение ГМИ является относительно низким из-за вклада индуктивного напряжения в магнитоимпеданс [4, 8]. В этом случае особенности ГМИ описываются квазистатической моделью [5, 9].

На средних частотах с увеличением частоты максимальные значения ГМИ сначала растут до максимума, затем падают с последующей сменой знака.

На высоких частотах максимальные значения ГМИ уменьшаются с ростом частоты. Считается, что в этом диапазоне частот вследствие сильного затухания движения ДГ, уменьшается их вклад в поперечную проницаемость, отсюда и малый эффект магнитоимпеданса. Также следует отметить, что МИ увеличивается с ростом частоты, так как импеданс

$Z \sim (\omega \mu_T)^{1/2}$, даже при уменьшении поперечной проницаемости на высоких частотах [3].

Кривые ГМИ могут также уширяться с ростом частоты, как показано на рис.10.

1.6 Датчики на основе эффекта ГМИ и их применения

Как уже отмечалось выше, ГМИ проявляется при приложении магнитного поля и при протекании переменного тока. Данный эффект может быть использован для изготовления датчиков магнитного поля и тока. ГМИ также чувствителен к внешним механическим напряжениям, поэтому на его основе могут быть созданы датчики механического напряжения.

Типичный датчик магнитного поля, основанный на эффекте ГМИ, был впервые предложен в работе. Датчики на основе эффекта ГМИ имеют ряд преимуществ, по сравнению с традиционными датчиками магнитного поля (феррозондовые датчики магнитного поля): меньшее потребление энергии, меньшие размеры и высокая чувствительность. Более того, датчики на основе магнитоимпеданса имеют лучшую температурную стабильность по сравнению с феррозондовыми датчиками [35].

В работе [36] был предложен датчик постоянного тока на основе эффекта магнитоимпеданса. В качестве чувствительного элемента в данном датчике использовалась аморфная проволока на основе кобальта. Принцип работы заключался в следующем: постоянный ток протекал по соленоиду и магнитное поле соленоида приводило к контролируемому изменению импеданса проволоки. Таким образом, для измерения постоянного тока использовалась зависимость импеданса от магнитного поля.

Возможности использования эффекта ГМИ очень широки. К настоящему моменту предложено огромное количество практических применений для датчиков на основе ГМИ. Они могут использоваться в системах мониторинга и контроля, в электронных компасах, для контроля автомобильного

движения, магнитной дефектоскопии, в магнитной записи, для диагностики заболеваний и т.д. [37].

Несмотря на многочисленные исследования ГМИ в микропроводах, лентах и пленках, до настоящего времени остаются открытыми вопросы, связанные с определением механизмов связи магнитных свойств, механических и магнитоупругих напряжений с параметрами полевой чувствительности импеданса.

Цель настоящей магистерской диссертации заключалась в разработке и изготовлении установки для измерения ГМИ при комнатной температуре, проведении пилотных исследований ГМИ на образцах микропроводов одинакового состава различной толщины.

Глава 2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ

2.1 Образцы

В настоящей работе в качестве образцов использовались аморфные микропровода в стеклянной оболочке, изготовленные стандартным методом Улитовского-Тейлора, микропровода были предоставлены проф. Жуковым А.П. (Сан-Себастьян, Испания).

Образцы были двух составов с разным диаметром металлической жилы d и диаметром провода D (металлическая жила + стеклянная оболочка):

1. $\text{Fe}_{6.1}\text{Co}_{57}\text{Ni}_{10}\text{B}_{15.9}\text{Si}_{11}$ (4636) с диаметрами:
 - а. $d=9.4$ мкм, $D=21.6$ мкм
 - б. $d=14.4$ мкм, $D=19.2$ мкм
 - в. $d=20.4$ мкм, $D=24$ мкм
2. $\text{Fe}_{3.7}\text{Co}_{69.8}\text{Ni}_1\text{B}_{13}\text{Si}_{11}\text{Mo}_{1.5}$ (4769) с диаметрами:
 - а. $d=14$ мкм, $D=17.6$ мкм
 - б. $d=14.8$ мкм, $D=18.4$ мкм
 - в. $d=18.6$ мкм, $D=33$ мкм

2.2 Экспериментальная установка. Векторный сетевой анализатор Agilent FieldFox N9923A

Для измерения эффекта ГМИ в данной диссертационной работе использовался векторный сетевой анализатор Agilent FieldFox N9923A (рис. 11). Векторный анализатор электрических цепей – устройство, измеряющее характеристики СВЧ компонентов, таких как аттенюаторы, адаптеры, кабели, волноводы, антенны, осцилляторы, усилители и др. Измеряются, так называемые, параметры рассеяния – S-параметры (scattering – рассеяние) (рис. 12). При прямом измерении (рис. 12) сигнал частично отражается (параметр S_{11}) от тестируемого устройства (DUT – device under test) и

частично проходит (параметр S_{21}) через DUT. При обратном измерении (рис. 12) сигнал частично отражается (параметр S_{22}) от DUT и частично проходит через DUT (параметр S_{12}).



Рисунок 11. Векторный сетевой анализатор Agilent FieldFox N9923A [рисунок взят с сайта: <http://www.keysight.com>]

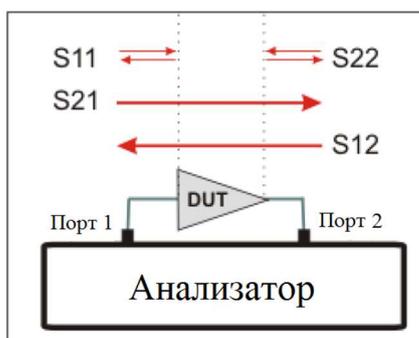


Рисунок 12. Иллюстрация параметров рассеяния (S-параметров) [Рисунок взят из Keysight Technologies, N9923A FieldFox, User's Guide, с. 37]

Технические характеристики анализатора:

Минимальная частота: 2 МГц

Максимальная частота: 6 ГГц

Динамический диапазон: 100 дБ

Выходная мощность: 5 дБм

Количество портов: 2 порта

Амплитуда тока:

$$2 \div 625 \text{ МГц} \rightarrow I=3.55 \text{ мА}$$

$$625 \text{ МГц} \div 3 \text{ ГГц} \rightarrow I=5.02 \text{ мА}$$

$$3 \text{ ГГц} \div 6 \text{ ГГц} \rightarrow I=3.97 \text{ мА}$$

Для определения погрешности измерений один и тот же образец измерялся дважды. Максимальное отклонение значения импеданса провода составило 5 %. Таким образом погрешность измерения импеданса составляет 5 %.

Эффект ГМИ измерялся в диапазоне частот $f = 2 \text{ МГц} \div 6 \text{ ГГц}$ с интервалом $\Delta f \approx 30 \text{ МГц}$, количество точек – 201. Магнитное поле задавалось в диапазоне $H = 0 \div 100 \text{ Э}$ с неравномерным шагом, причем, около 0 Э количество точек было больше, чем около 100 Э. Точность установления поля δH составляла 0.1 Э

В данной работе измерялись лишь параметры отражения (S_{11}), которые связаны с импедансом тестируемого устройства следующим соотношением:

$$S_{11} = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0}$$

где Z – импеданс тестируемого устройства, Z_0 – импеданс источника ($Z_0=50 \text{ Ом}$).

2.3 Методика измерения

Схематическое изображение собранной при выполнении диссертации установки измерения эффекта ГМИ показано на рис. 13.

Поэтапное изложение методики:

1. Необходимо припаять микропровод к держателю (рис. 14), где держатель представляет собой пластину из фольгированного стеклотекстолита длиной 30 мм, шириной 3 мм, толщиной 0.5 мм, с одной стороны вытравленную полностью, а с другой – посередине, как показано на рис. 14. Длина исследуемого участка микропровода, таким образом, получается 10 мм.

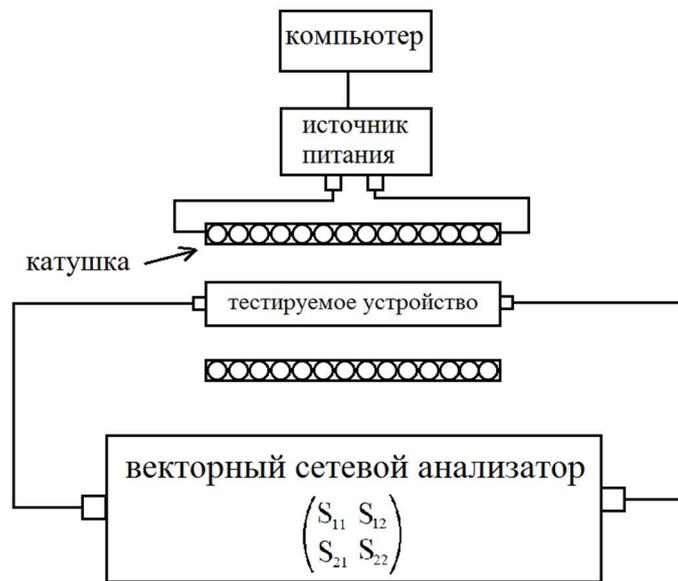


Рисунок 13. Схематическое изображение установки. Катушка изображена в продольном разрезе



Рисунок 14. Держатель, к которому припаян образец (микропровод).

2. Затем держатель с образцом припаивается к тестируемому устройству, как показано на рис. 15:



Рисунок 15. Изображение тестируемого устройства, к которому припаивается держатель с образцом (на этом рисунке на держатель припаян медный провод).

3. Тестируемое устройство посредством коаксиального кабеля подсоединяется к анализатору.

4. Величина внешнего продольного постоянного магнитного поля задается на компьютере, управляющем источником напряжения, питающим катушку. Катушка состоит из 1500 витков, диаметр провода 0.8 мм, диаметр катушки 15 см, толщина катушки 4 см.

5. Затем снимаются параметры отражения от тестируемого устройства при нулевом внешнем магнитном поле. Далее при каждом значении внешнего постоянного магнитного поля снимаются параметры S_{11} . Одно измерение – один выходной текстовый файл формата “S2P”. Таким образом, количество выходных файлов равно количеству значений внешних магнитных полей (включая нулевое). Перед каждой серией экспериментов производится калибровка анализатора с помощью высокоточных механических калибровочных стандартов OpenShortLoad (OSL).

6. Затем выходные файлы обрабатываются с помощью пакетов прикладных программ Mathematica и Origin. В пакете Mathematica производится обработка данных, обеспечивающая вычисление величины ГМИ на

основании измеренных параметров. Для этого была написана программа в пакете Mathematica (текст программы дан в приложении), а в пакете Origin производилось построение графиков зависимостей ГМИ от поля.

Необходимо также отметить, что в выходных файлах содержатся параметры отражения от тестируемого устройства, а не от образца. Для извлечения сигнала образца, из сигнала ТУ вычитается сигнал от медного провода (когда вместо образца припаивается медный провод).

Глава 3. ГИГАНТСКИЙ МАГНИТНЫЙ ИМПЕДАНС В МАГНИТНОМЯГКИХ АМОРФНЫХ СПЛАВАХ Fe-Co-Ni-Si-B

В зависимостях максимальных значений ГМИ каждого образца от частоты наблюдались по два пика, как показано на рис. 16. Первый пик (рисунки 17-22 (слева)) наблюдался в диапазоне частот $f = 30 \div 100$ МГц, второй пик – в диапазоне частот $f = 1.8 \div 5$ ГГц (рисунки 17-22 (справа)).

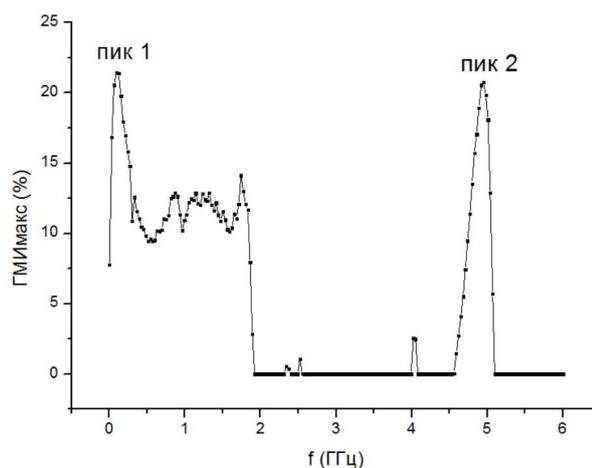


Рисунок 16. Типичная зависимость максимальных значений эффекта гигантского магнитоимпеданса от частоты тока

Зависимости ГМИ при частотах, соответствующих каждому пику, от поля:

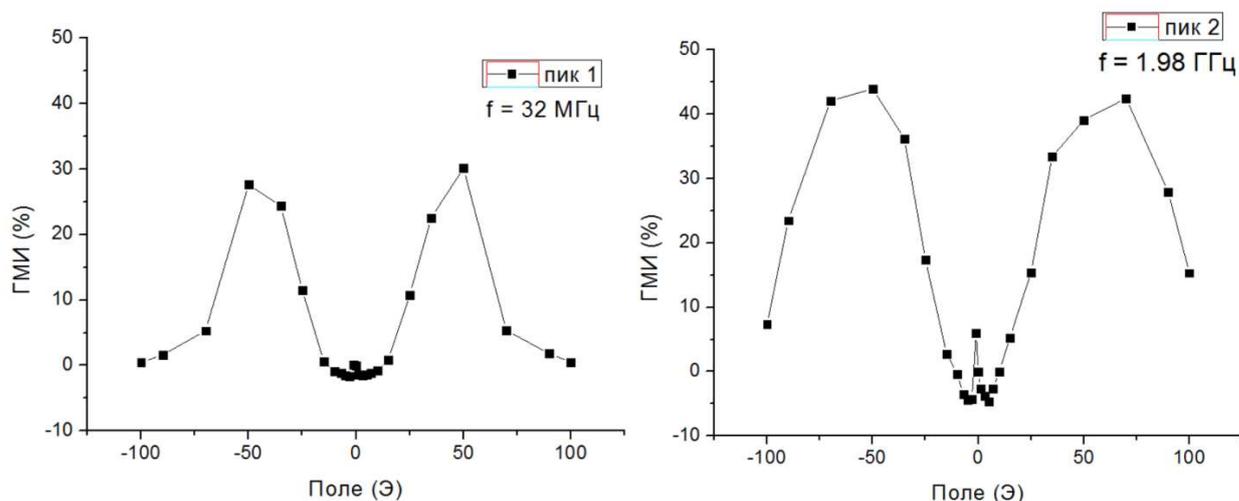


Рисунок 17. Графики зависимости эффекта ГМИ от поля образца 1а

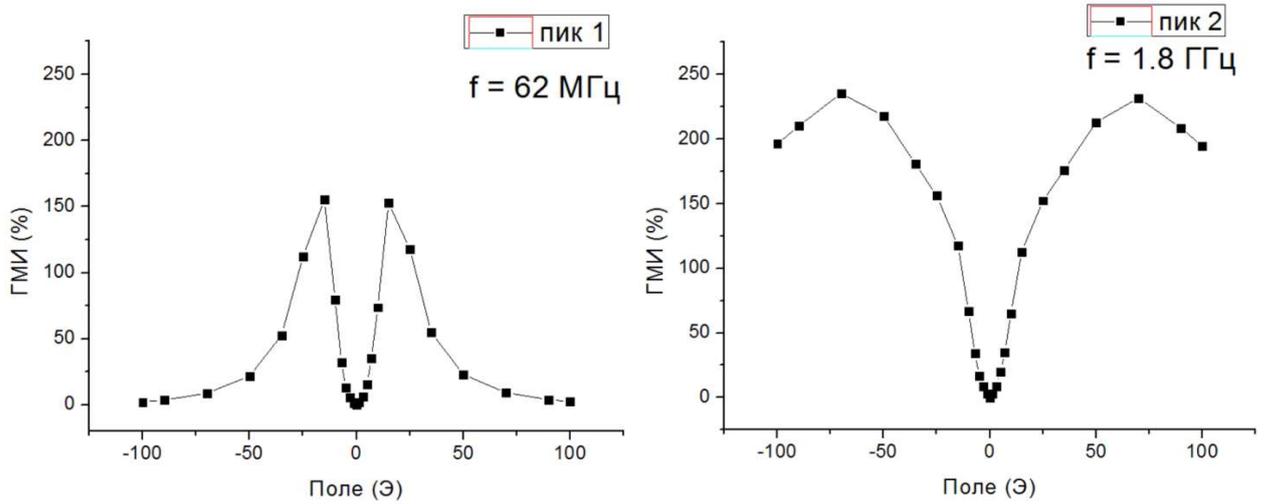


Рисунок 18. Графики зависимости эффекта ГМИ от поля образца 1б

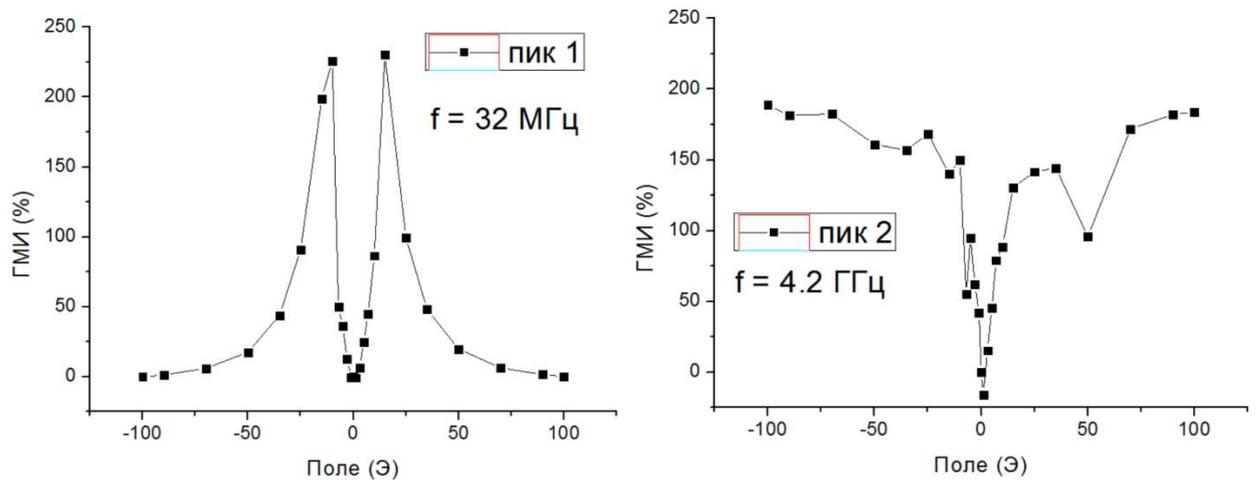


Рисунок 19. Графики зависимости эффекта ГМИ от поля образца 1в

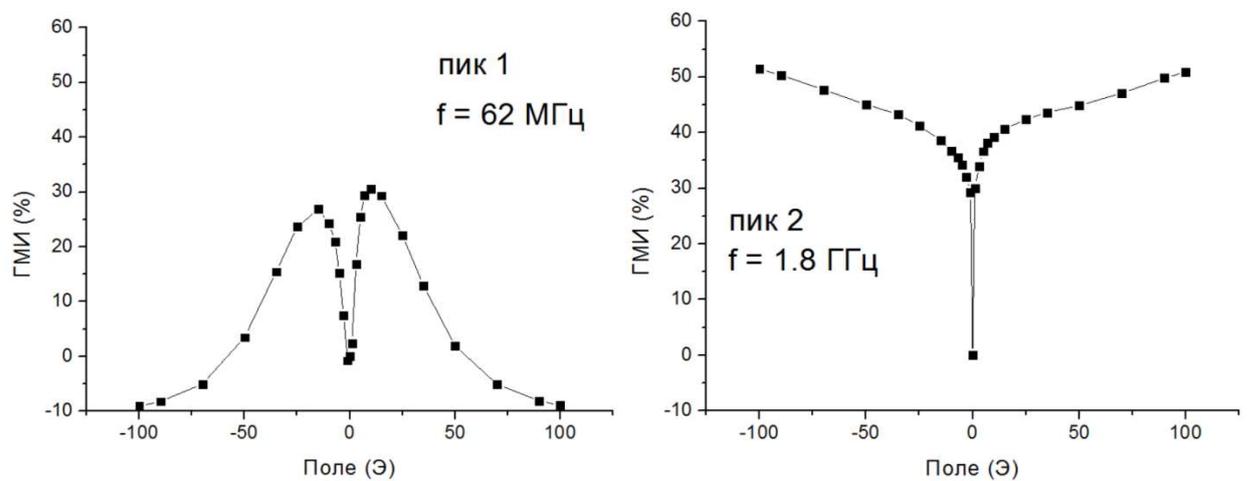


Рисунок 20. Графики зависимости эффекта ГМИ от поля образца 2а

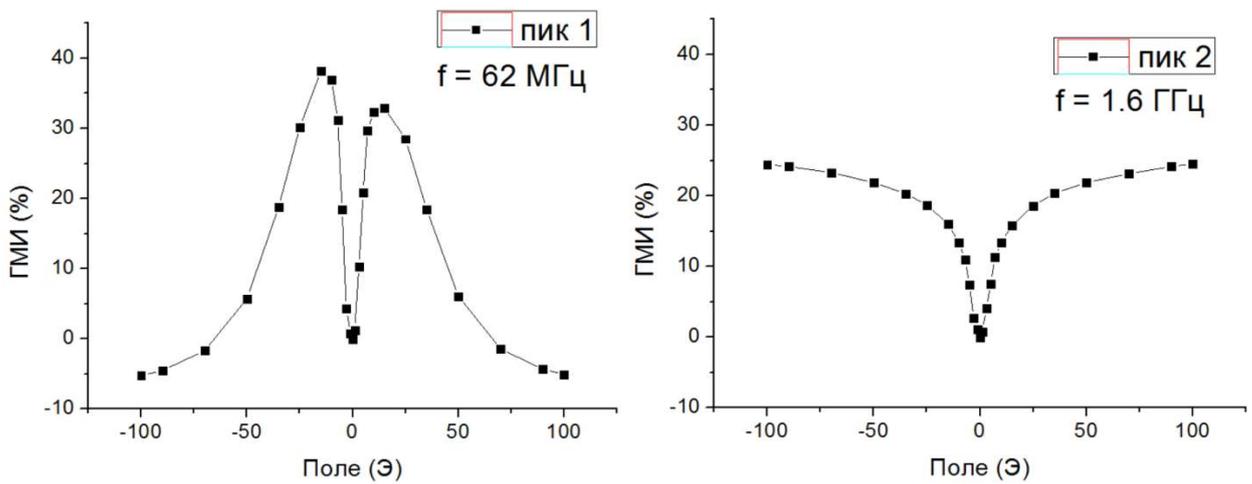


Рисунок 21. Графики зависимости эффекта ГМИ от поля образца 2б

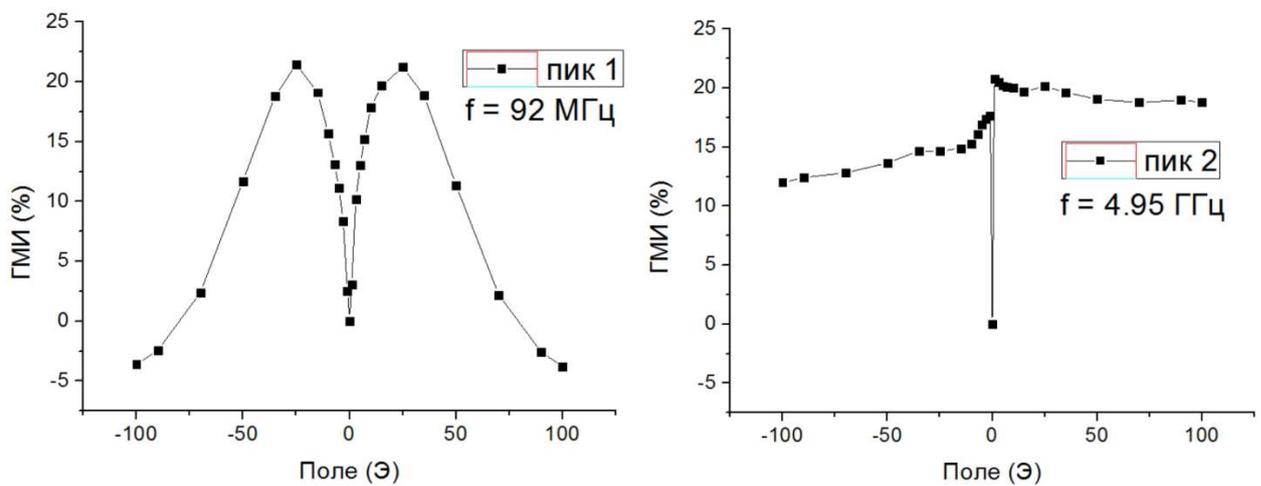


Рисунок 22. Графики зависимости эффекта ГМИ от поля образца 2в

Для всех образцов были произведены оценочные расчеты глубины скин-слоя по формуле (1.6). Результаты оценок приведены в таблице.

Таблица. Оценочные толщины скин-слоя, соответствующие каждому пику каждого образца.

Состав микропровода	Диаметр d, мкм	f_1 , МГц	δ , мкм	f_2 , ГГц	δ , мкм
Fe _{6.1} Co ₅₇ Ni ₁₀ B _{15.9} Si ₁₁ (4636)	9.4	32	32	1.98	2.5
	14.4	62	30	1.8	5.6
	20.4	32	120	4.2	6.2
Fe _{3.7} Co _{69.8} Ni ₁ B ₁₃ Si ₁₁ Mo _{1.5} (4769)	14	62	18	1.8	2.9
	14.8	62	20	1.62	2.2
	18.6	92	24	4.95	3.5

По построенным зависимостям импеданса от поля были определены максимальные значения эффектов, для которых анализировалась связь с толщиной металлической жилы микропровода. Полученные зависимости приведены на следующих графиках (рис. 23 и 24).

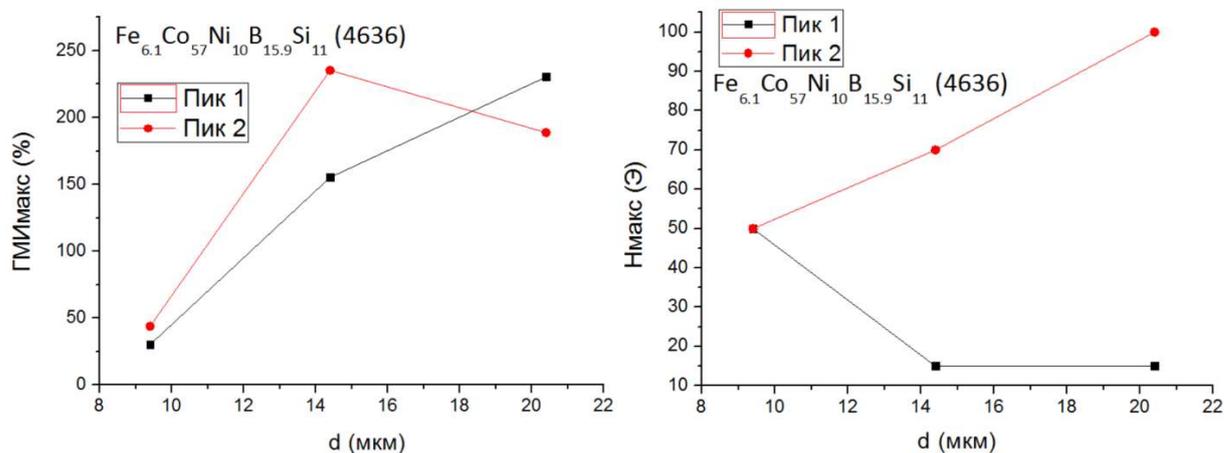


Рисунок 23. Графики зависимости максимальных значений эффекта ГМИ (двух пиков) (слева) и зависимости магнитных полей, при которых наблюдаются данные максимумы (справа), от диаметра микропроводов образцов с составом $\text{Fe}_{6.1}\text{Co}_{57}\text{Ni}_{10}\text{B}_{15.9}\text{Si}_{11}$ (4636).

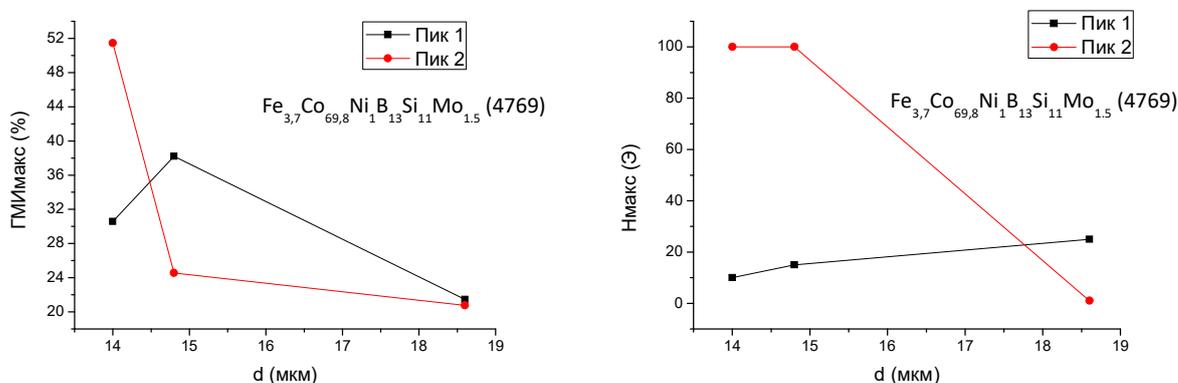


Рисунок 24. Графики зависимости максимальных значений эффекта ГМИ (двух пиков) (слева) и зависимости магнитных полей, при которых наблюдаются данные максимумы (справа), от диаметра микропроводов образцов с составом $\text{Fe}_{3.7}\text{Co}_{69.8}\text{Ni}_1\text{B}_{13}\text{Si}_{11}\text{Mo}_{1.5}$ (4769).

Для всех образцов были измерены продольные петли гистерезиса (типичные кривые приведены на рисунке 25).

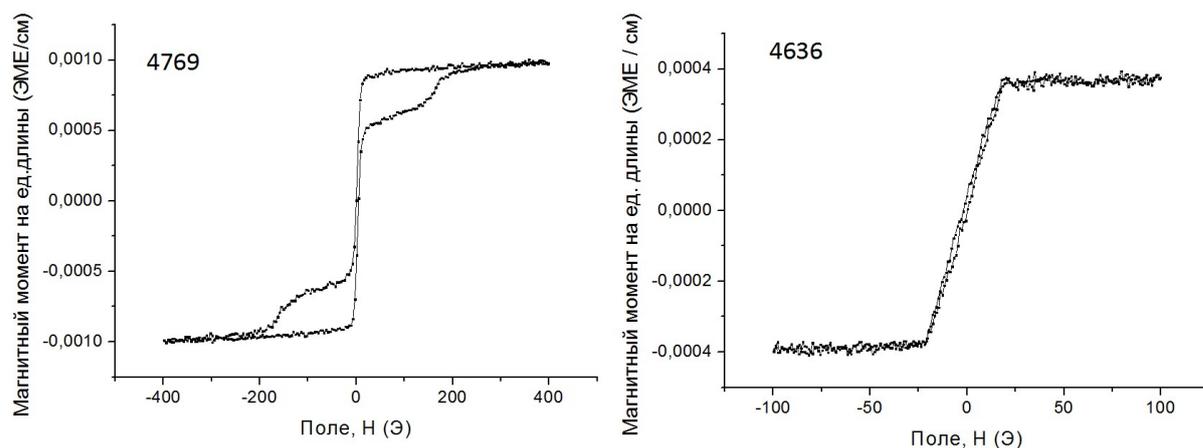


Рисунок 25. Петли гистерезиса образцов с составом $\text{Fe}_{3,7}\text{Co}_{69,8}\text{Ni}_1\text{B}_{13}\text{Si}_{11}\text{Mo}_{1,5}$ (4769) (слева) и $\text{Fe}_{6,1}\text{Co}_{57}\text{Ni}_{10}\text{B}_{15,9}\text{Si}_{11}$ (4636) (справа).

Исходя из петли гистерезиса (рис. 25 справа), аморфные микропровода $\text{Fe}_{6,1}\text{Co}_{57}\text{Ni}_{10}\text{B}_{15,9}\text{Si}_{11}$ (4636) имеют отрицательную константу магнитострикции, следовательно, циркулярную доменную структуру (рис. 3). Второй пик ГМИ, наблюдаемый в диапазоне частот (1.8÷4.2) ГГц, соответствует толщине скин-слоя порядка нескольких мкм. Следовательно, основной вклад в эффект даёт лишь приповерхностная область провода – область с доменами с циркулярной намагниченностью. Идентичность поведения обоих пиков (обе восходящие ветви) (рис. 23 слева) с увеличением диаметра проводов говорит о том, что основной вклад в первый пик тоже даёт лишь приповерхностный слой провода – слой с доменами с циркулярной намагниченностью, тогда как вклад доменов центральной области – доменов с радиальной намагниченностью – незначителен.

Исходя из петли гистерезиса (рис. 25 слева), аморфные микропровода $\text{Fe}_{3,7}\text{Co}_{69,8}\text{Ni}_1\text{B}_{13}\text{Si}_{11}\text{Mo}_{1,5}$ (4769) имеют положительную константу магнитострикции, следовательно, радиальную доменную структуру (рис. 2). Основной вклад во второй пик даёт лишь приповерхностная область провода – область с доменами с аксиальной намагниченностью (рис 4). Из рис. 24 (слева) видно, что максимальные значения эффекта ГМИ в диапазоне частот (1.6÷4.95) ГГц (второй пик) уменьшаются с увеличением диаметра проводов.

Аналогичная картина наблюдается и для первого пика начиная с $d=14.8$ мкм, следовательно, при диаметрах $d \geq d = 14.8$ мкм основной вклад в эффект ГМИ дает приповерхностный слой с доменами с аксиальной намагниченностью. При диаметрах $d < d = 14.8$ мкм, таким образом, вклад в ГМИ будет давать как область с доменами с аксиальной намагниченностью, так и область с доменами с радиальной намагниченностью.

На рисунках 23 (справа) и 24 (справа) изображены графики зависимостей значений магнитного поля H_{max} , при которых наблюдаются максимумы эффекта ГМИ, от диаметра образцов d . Следует обратить внимание, что на рис. 23 (справа) красная ветвь H_{max} (где за эффект ответственен ФМР) растет с увеличением диаметра, что является логичным, так как растет количество вещества, которое участвует в ферромагнитном резонансе, но, с другой стороны, на рис. 24 (справа) красная ветвь падает с увеличением диаметра образцов. Аналогично и для черной ветви (где за эффект ГМИ ответственен скин-эффект), на рис. 23 (справа) поля H_{max} уменьшаются с ростом диаметра образцов, тогда как на рис. 24 (справа) черная ветвь растет. Для объяснения этих противоречий необходимо дальнейшие исследования.

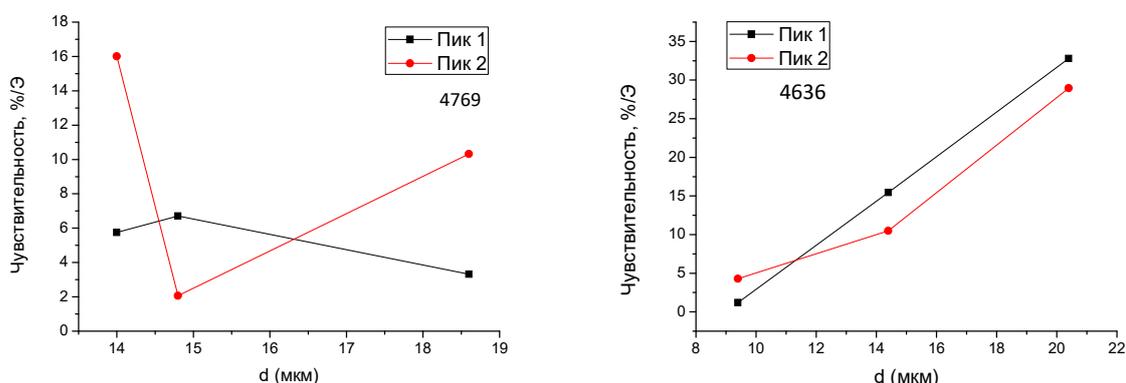


Рисунок 26. Графики зависимости максимальной чувствительности образцов $\Delta Z/(Z \cdot H)$ при максимальных пиках от диаметра проводов.

Из графиков чувствительности (рис. 26) следует, что для образцов $\text{Fe}_{3,7}\text{Co}_{69,8}\text{Ni}_1\text{B}_{13}\text{Si}_{11}\text{Mo}_{1,5}$ (4769) чувствительность эффекта ГМИ на частотах $62 \div 92$ (МГц) слабо зависит от диаметра провода, тогда как в диапазоне частот $1.6 \div 4.95$ (ГГц) сильно зависит от диаметра проводов, а для образцов $\text{Fe}_{6,1}\text{Co}_{57}\text{Ni}_{10}\text{B}_{15,9}\text{Si}_{11}$ (4636) чувствительности обоих пиков растут с увеличением диаметра проводов. Установлено, что среди всех исследованных образцов наиболее чувствительным к полю является образец $\text{Fe}_{6,1}\text{Co}_{57}\text{Ni}_{10}\text{B}_{15,9}\text{Si}_{11}$ (4636) с $d=20.4$ мкм.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

- Изготовлена установка для проведения измерений магнитного импеданса на микропроводах;
- разработана методика обработки экспериментальных данных;
- создано программное обеспечение для пакета «Математика».

Установлено, что:

- аморфные микропровода $\text{Fe}_{6.1}\text{Co}_{57}\text{Ni}_{10}\text{B}_{15.9}\text{Si}_{11}$ (4636)
 - проявляют характер продольного намагничивания типичного для проводов с $\lambda_s < 0$ и, следовательно, можно утверждать, что они имеют циркулярную доменную структуру;
 - в диапазоне частот 2 МГц ÷ 6 ГГц основной вклад в ГМИ дают домены внешней оболочки — домены с циркулярной намагниченностью;
 - увеличение диаметра проводов d в диапазоне (9.4 ÷ 20.4) мкм даёт увеличение эффекта ГМИ более чем в 7 раз от 30 % до 230 %;
 - обнаружена линейная зависимость чувствительности от диаметра;
- аморфные микропровода $\text{Fe}_{3.7}\text{Co}_{69.8}\text{Ni}_1\text{B}_{13}\text{Si}_{11}\text{Mo}_{1.5}$ (4769)
 - проявляют характер продольного намагничивания типичного для проводов с $\lambda_s > 0$ и, следовательно, можно утверждать, что они имеют радиальную доменную структуру;
 - в диапазоне частот (1.6 ÷ 4.95) ГГц основной вклад в ГМИ даёт приповерхностная область с доменами аксиальной намагниченности, а увеличение диаметра приводит к уменьшению эффекта ГМИ
 - в диапазоне частот (62 ÷ 92) МГц происходит изменение механизма ГМИ.
- Установлено, что среди всех исследованных образцов наиболее чувствительным к внешнему магнитному полю является образец $\text{Fe}_{6.1}\text{Co}_{57}\text{Ni}_{10}\text{B}_{15.9}\text{Si}_{11}$ (4636) с $d=20.4$ мкм с чувствительностью $\approx 33\%/Э$;

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1].Lenz J.E. A review of magnetic sensors. Proc IEEE 1990, v. 78, p. 973–989
- [2].Hauser H., Kraus L., Ripka P. Giant magnetoimpedance sensors. IEEE Instr. & Meas.Magazine 2001, с 28-32
- [3].Phan M.H, Peng H.X. Giant magnetoimpedance materials: Fundamentals and applications // Prog. Mater. Sci., 2008, v. 53, N 2, p. 323–420
- [4].Panina L.V., Mohri K. Magneto-impedance effect in amorphous wires. Appl Phys Lett 1994, v. 65, p. 1189–1191
- [5].Panina L.V., Mohri K., Uchiyama T., Noda M. Giant magneto-impedance in Co-rich amorphous wires and films. IEEE Trans Magn 1995, v. 31, p. 1249–1260
- [6].Vazquez M., Hernando A. A soft magnetic wire for sensor applications. J Phys D: Appl Phys 1996, v. 29, p. 939–949
- [7].Knobel M., Pirota K.R. Giant magnetoimpedance: concepts and recent progress. J Magn Magn Mater 2002;242-245:33–40.
- [8].Knobel M., Vazquez M., Kraus L. Giant magnetoimpedance. In: Buschow KH, editor. Handbook of magnetic materials, vol. 15. Amsterdam: Elsevier Science B.V.; 2003. p. 1–69 [Chapter 5].
- [9].Tannous C., Gieraltowski J. Giant magneto-impedance and its applications. J Mater Sci: Mater Electro 2004, v. 15, p. 125–133
- [10].Chiriac H. Preparation and characterization of glass covered magnetic wire. Mater Sci Eng A 2001;304– 306:166–171
- [11].Velazquez J., Vazquez M., Hernando A., Savage H.T., Wun-Fogle M. Magnetoelastic anisotropy in amorphous wires due to quenching. J App Phys 1991;70:6525–6527.
- [12].Chiriac H., Ovari T.A. Amorphous glass-covered magnetic wires: preparation, properties, applications. Prog Mater Sci 1996;40:333–407.
- [13].Hernando A., Barandiaran J.M. Circular magnetisation measurement in ferromagnetic wires. J Phys D: Appl Phys 1978;11:1539–1541.
- [14].Larin V.S., Torcunov A.V., Zhukov A., Gonzalez J., Vazquez M., Panina L.. Preparation and properties of glass-coated microwires. J Magn Magn Mater 2002;249:39–45
- [15].Phan M.H., Peng H.X., Wisnom M.R., Yu S.C., Chau N. Effect of annealing on the microstructure and magnetic properties of Fe-based nanocomposite materials. Composites: Part A 2006;37:191–196.

- [16]. Harrison E.P., Turney G.L., Rowe H., Gollop H. The electrical properties of high permeability wires carrying alternating current // Proc. R. Soc. Lond. A, 1936, v. 157, N 891, p. 451-479
- [17]. Жуков А.П. Магнитные свойства микропроводов с аморфной нанокристаллической и гранулярной структурой: Дис.д.ф.-м.н., 2010, с. 180
- [18]. Beach R.S., Berkowitz A.E. Giant magnetic field dependent impedance of amorphous FeCoSiB wire // Appl. Phys. Lett., 1994, v. 64, N 26, p. 3652–3654
- [19]. Panina L.V., Mohri K., Bushida K., Noda M. Giant magneto-impedance and magneto-inductive effects in amorphous alloys // J. Appl. Phys., 1994, v. 76, N 10, p. 6198-6203.
- [20]. Makhotkin V.E., Shurukhin B.P., Lopatin V.A., Yu P. Marchukov, Yu.K. Levin. Magnetic field sensors based on amorphous ribbons // Sens. Actuators A, 1991, v. 21, N 1-3, p. 759-762.
- [21]. Mohri K., Kohzawa T., Kawashima K., Yoshida H., Panina L.V. Magneto-inductive effect (MI effect) in amorphous wires // IEEE Trans. Magn., 1992, v. 28, N 5, p. 3150–3152.
- [22]. Atkinson Phenonemological model for magnetoimpedance in soft ferromagnets., Squire 1998
- [23]. Chen D.X., Munoz J.L., Hernando A., Vazquez M. Magnetoimpedance of metallic ferromagnetic wires. Phys Rev B 1998;57:10699–10704.
- [24]. Betancourt I., Valenzuela R., Vazquez M. Domain model for the magnetoimpedance of metallic ferromagnetic wires. J Appl Phys 2003;93:8110–8112.
- [25]. Kim C.G., Yoon S.S., Yu S.C. Decomposition of susceptibility spectra in a torsion-stressed Fe-based amorphous wire. Appl Phys Lett 2000;76:3463–3465
- [26]. Yoon S.S., Kim C.G. Separation of reversible domain wall motion and magnetization rotation components in susceptibility spectra of amorphous magnetic materials. Appl Phys Lett 2001;78:3280–3282.
- [27]. Kraus L. Theory of giant magneto-impedance in the planar conductor with uniaxial magnetic anisotropy. J Magn Magn Mater 1999;195:764–778.
- [28]. Yelon A., Menard D., Brittel M., Ciureanu P. Calculations of giant magnetoimpedance and of ferromagnetic resonance response are rigorously equivalent. Appl Phys Lett 1996;69:3084–3085.
- [29]. Menard D., Britel M., Ciureanu P., Yelon A. Giant magnetoimpedance in a cylindrical magnetic conductor. J Appl Phys 1998;84:2805–2814.
- [30]. Mernard D., Yelon A. Theory of longitudinal magnetoimpedance in wires. J Appl Phys 2000;88:379–393.

- [31]. Vazquez M. Giant magnetoimpedance in soft magnetic “wires”. *J Magn Magn Mater* 2001;226–230:693–699.
- [32]. Vazquez M., Zhukov A., Aragonese P., Aras J., Garcia J.M., Marin P. Magnetoimpedance in glasscoated CoMnSiB amorphous microwires. *IEEE Trans Magn* 1998;34:724–728.
- [33]. Mandal K., Pan Mandal S., Vazquez M., Puerta S., Hernando A. Giant magnetoimpedance effect in a positive-magnetostrictive glass-coated amorphous microwire. *Phys Rev B* 2002;65:064402:1–2:6.
- [34]. Guo H.Q., Kronmuller H., Dragon T., Chen C., Shen B.G. Transverse domain structure related giant magnetoimpedance in nanocrystalline Fe_{73.5}Cu₁Nb₃Si_{13.5}B₉ ribbons. *J Appl Phys* 1998;84:5673–5676.
- [35]. Mohri K., Uchiyama T., Panina L.V. Recent advances of micro magnetic sensors and sensing application // *Sens. Actuators A*, 1997, v. 59, N 1–3, p. 1–8.
- [36]. Valenzuela R., Freijo J.J., Salcedo A., Vázquez M., Hernando A. A miniature dc current sensor based on magnetoimpedance // *J. Appl. Phys.*, 1997, v. 81, N 8, p. 4301–4303.
- [37]. Бузников Н.А. Гигантский магнитоимпеданс и высокочастотные нелинейные эффекты в магнитомягких проводниках: Дис.д.ф.-м.н., 2014. С. 48-52

ПРИЛОЖЕНИЕ

Программа в пакете Mathematica для аналитического расчета магнитоимпедансов образца из выходных файлов векторного анализатора:

(*Создаем список "aa" с подписками "a1","a2",... "an" (n - количество s2p файлов). В каждом подписке "ai" находится файл "i.s2p". В каждом s2p файле первый элемент первой строки показывает значение поля. Затем сортируем подписки a1...an по значению поля*)

NN=25;(*Количество файлов*)

aa=Symbol/@("a"<>ToString[#]&/@Range[NN])(*Создаем массив "aa", где вторая "a" - переменное число от 1 до NN *)

bb="a ("<>ToString[#]<>").s2p"&/@Range[NN] (*Создаем переменный текст "bb", которому присваются имена s2p файлов, т.е. data1.s2p, data2.s2p и т.д.*)

Evaluate[aa]=ReadList[#,Number,RecordLists->True]&/@bb; (*Переносим содержимое s2p файлов в массив "aa"*)

c=Table[aa[[i,1,1]],{i,NN}](* Создаем массив "c" со значениями полей.*)

d=Sort[c] (*создаем массив "d" со значениями массива "c" (полей) упорядоченными по возрастанию*)

t={}; (* вводим временный пустой массив "t"*)

e={};

For[i=1,i<=NN,i++, (*Создаем массив e, содержащий массивы a1,a2 и т.д. в порядке возрастания поля*)

For[j=1,j<=NN,j++,

Which[d[[i]]==aa[[j,1,1]],AppendTo[e,aa[[j]]]]];

N0=NN/2+0.5; (*N0 - порядковый номер модуля сопротивления AbsZ, при H=0*)

SCu=ReadList["CU.s2p",Number,RecordLists->True]; (* Создаем массив со значениями S параметров для меди при различных частотах*)

Export["MField Values.xls",d,"XLS"] (*Создаем xls файл со значениями полей от min до max*)

```

S11dB={};
S11deg={};
CudB={};
Cudeg={};
s={};
Z={};
AbsZ={};
ZCu={};
S11Cu={};

GMI0={}; (*вводим пустой массив, в который будут помещаться значения
ГМИ в % (100*(Z(H)-Z(H=0))/Z(H=0)*)

max={};

F={};

F=Table[SCu[[i,1]],{i,Length[SCu]}]; (*содержит все частоты, т.е. 2e6-6e9*)

Export["Frequencies.xls",F,"XLS"]

S11dB=Table[e[[i,f+1,2]],{f,1,Length[SCu]},{i,NN}]; (*Создаем массивы
"S11dB" и "S11deg" со значениями S11 (дБ и фаза, соответственно)
тестируемого устройства по возрастанию поля для каждой частоты f*)

S11deg=Table[e[[i,f+1,3]],{f,1,Length[SCu]},{i,NN}];

CudB=Table[SCu[[f,2]],{f,1,Length[SCu]}]; (*Помещаем сюда параметры
отражения от медного провода в децибелах*)

Cudeg=Table[SCu[[f,3]],{f,1,Length[SCu]}]; (*Помещаем сюда параметры
отражения от медного провода в градусах*)

S11Cu=Table[10^(CudB[[f]]/20)*(Cos[Cudeg[[f]] Degree]+Sin[Cudeg[[f]]
Degree]I),{f,Length[SCu]}]; (*ищем s11-параметры для медного провода для
каждой частоты*)

```

ZCu=Table[50*(1+S11Cu[[f]])/(1-S11Cu[[f]]),{f,1,Length[SCu]}; (*Ищем импедансы медного провода на каждой частоте*)

s=Table[10^(S11dB[[f,i]]/20)*(Cos[S11deg[[f,i]] Degree]+Sin[S11deg[[f,i]] Degree]I),{f,1,Length[SCu]},{i,1,NN}]; (*S11- параметры тестируемого устройства*)

Z=Table[(50*(1+s[[f,i]])/(1-s[[f,i]))-ZCu[[f]],{f,1,Length[SCu]},{i,1,NN}]; (*импедансы тестируемого устройства для каждой частоты для каждого поля*)

AbsZ=Table[Abs[Z[[f,i]]],{f,1,Length[SCu]},{i,1,NN}]; (*модули импедансов ТУ для каждой частоты для каждого поля*)

GMI0=Table[100*(AbsZ[[f,i]]-AbsZ[[f,N0]])/AbsZ[[f,N0]],{f,1,Length[SCu]},{i,1,NN}]; (*Расчет ГМИ в % (100*(Z(H)-Z(H=0))/Z(H=0)) для каждой частоты*)

max=Max/@GMI0; (*в массив max помещаем максимальные значения магнитоимпеданса для каждой частоты, т.е. выбирается максимальное значение из GMI0[[1]], GMI0[[2]]...*)

maxmax=Max[max]; (*Ищется самое большое значение магнитоимпеданса среди всех частот, т.е. максимальное значение из максимальных значений GMI0*)

Export["maxGMI0.xls",max,"XLS"]

maxpos=Position[max,maxmax];

F[[maxpos[[1,1]]]] (*Ищем частоту, при которой наблюдается максимальный импеданс среди всех частот*)

БЛАГОДАРНОСТИ

В первую очередь, автор работы выражает огромную благодарность Перову Николаю Сергеевичу за научное руководство и помощь в написании данной диссертационной работы, за помощь в решении проблем, возникавших при написании работы.

Отдельную признательность и благодарность автор выражает Радковской Анне Александровне за рецензирование данной работы и ценные замечания.