

Федеральное государственное автономное
Образовательное учреждение
Высшего образования
«СИБИРСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»
Политехнический институт
Кафедра «Материаловедения и технологии обработки материалов»

УТВЕРЖДАЮ
Заведующий кафедрой
_____ В.И. Темных
подпись
« ____ » _____ 2019 г.

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

22.03.01 – Материаловедение и технология материалов

Магнитоструктурные исследования лент и проволок аморфных сплавов

Научный руководитель	_____	С.В. Комогорцев
	подпись, дата	
Выпускник	_____	М.С. Дмитриев
	подпись, дата	
Нормоконтролер	_____	Л.А. Свечникова
	подпись, дата	

Красноярск 2019

РЕФЕРАТ

Бакалаврская работа по теме «Магнитоструктурные исследования лент и проволок аморфных сплавов» содержит 55 страниц, 21 рисунок, 57 используемых источников, 6 таблиц.

Цель работы:

Исследовать магнитоструктурным и магнитофазным методами аморфные проволоки $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ и $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$, а также ленты FeCuNbSiB различного состава, полученные быстрой закалкой из расплава.

Задачи:

1 Изучить спектры ФМР микропроволок $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ и $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ на стандартном ЭПР-спектрометре с частотой накачки резонатора $f = 9,2$ ГГц при комнатной температуре.

2 Измерить кривые намагниченности с помощью вибрационного магнитометра в зависимости от угла приложения поля к оси проволоки.

3 Исследовать резонансное поглощение СВЧ волн в аморфных лентах различного состава, полученных быстрой закалкой из расплава.

В результате проведения работы были изучены методы ферромагнитного резонанса и вибрационного магнитометра, с дальнейшим исследованием аморфных микропроволок ($\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ и $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$), а также ленты (FeSiNbCuB) различного состава.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	4
1 Структуры аморфных сплавов. Ближний порядок.....	5
1.1 Методы получения аморфных сплавов.....	7
1.2 Методы магнитофазного и магнитоструктурного анализа.....	9
1.3 Применение новых методов.....	18
2 Объекты и методы.....	22
2.1 Исследуемые образцы.....	22
2.2 Метод ферромагнитного резонанса.....	22
2.3 Метод вибрационного магнитометра.....	26
3 Исследование аморфных проволок.....	28
3.1 Измерение плотности сплава.....	28
3.2 Теоретические оценки плотности сплава.....	31
3.3 Выбор модели для описания кривых ферромагнитного резонанса.....	33
3.4 Магнитные свойства сплавов.....	38
4 Исследование аморфных лент.....	41
4.1 Эксперимент.....	42
4.2 Результаты и обсуждение.....	43
Заключение.....	49
Список использованных источников.....	50

ВВЕДЕНИЕ

Среди магнитомягких ферромагнитных материалов наиболее перспективными являются аморфные сплавы на основе железа и кобальта. Обладая высокими значениями намагниченности насыщения, константы магнито-стрикции, магнитной проницаемости и малыми потерями на перемагничивание, такие сплавы находят применение в различных отраслях техники, как чувствительные элементы датчиков силы, деформации, температуры, рабочие элементы магнито-стрикционных линий задержки, а также генераторов звуковых и ультразвуковых колебаний. Кроме того, такие материалы используются при создании сердечников трансформаторов, в электродвигателях с высоким к. п. д., в системах магнитной записи, в качестве чувствительных элементов датчиков различных величин [1].

Аморфные металлические сплавы являются одним из наименее изученных в науке материалов. Аморфное состояние твёрдого тела можно определить, как состояние с отсутствием атомного дальнего порядка. При этом присутствует ближний порядок в расположении соседних атомов. Отсутствие дальнего порядка в расположении атомов приводит к реализации такой совокупности физических свойств, которую невозможно получить в твёрдом теле с кристаллической структурой (высокие механические, магнитные свойства).

Несмотря на значительное количество работ, посвященных исследованию аморфных металлических сплавов, они не до конца изучены. Экспериментальные исследования таких сплавов важны как с точки зрения получения новых знаний о структуре аморфного состояния, так и с позиций практического использования аморфных металлических сплавов.

Целью данной работы является исследование аморфных проволок $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ и $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$, а также лент FeCuNbSiB , полученные быстрой закалкой из расплава магнитоструктурным и магнитофазным методами.

1 Структуры аморфных сплавов. Ближний порядок

Аморфные металлы (металлические стёкла) (далее – АМС) – класс металлических твердых тел с аморфной структурой, характеризующейся отсутствием дальнего порядка и наличием ближнего порядка в расположении атомов. В отличие от металлов с кристаллической структурой, аморфные металлы характеризуются фазовой однородностью, их атомная структура аналогична атомной структуре переохлаждённых расплавов. То, что в АМС имеется более или менее четко определяемый на расстоянии двух-трех соседних атомов ближний порядок установлено с помощью рентгеновской, нейтронной, электронной дифракции было показано. Чтобы разобраться в сущности понятия атомного порядка, воспользуемся модельными представлениями, которые служат для иллюстрации пространственного расположения атомов в кристаллических решетках. В упрощенных моделях атомы считаются жесткими шарами. Структура кристалла образуется в результате многократного повторения в трех направлениях единичной элементарной ячейки. Элементарная ячейка кристалла представляет собой группу атомов, взаимное расположение которых однозначно определено. На (рис. 1, *a*) представлена модель структуры кристалла, элементарной ячейкой которой служит группа из восьми атомов, расположенных в вершинах куба. Перемещая элементарную ячейку вдоль трех взаимно перпендикулярных направлений, можно построить объемный кристалл. Порядок в системе бесконечно повторяющихся атомных плоскостей, называют дальним порядком [2].

Перейдем к определению ближнего порядка. Считается, что в аморфном металлическом сплаве сохраняется элементарная ячейка, подобная ячейке кристаллического состояния. Однако при стыковке элементарных ячеек в пространстве их порядок нарушается, то есть дальний порядок, отсутствует. Это можно проиллюстрировать помощью (рис. 1, *b*). Эта структура получена с помощью компьютерного моделирования. Видны группы, состоящие из восьми

атомов, характерные для ближнего порядка. При этом дальний порядок отсутствует [2].

Аморфная структура метастабильна. При нагреве до температуры кристаллизации T_x она перестраивается в обычную кристаллическую структуру. В среднем для большинства аморфных сплавов T_x находится в пределах 650-1000 К. При комнатной температуре аморфные сплавы могут сохранять структуру и свойства в течение сотен лет и более [2].

Особенности структуры АМС сказались на многих физических свойствах. Несмотря на то, что плотность аморфных сплавов на 1–2% ниже плотности кристаллических аналогов, их прочность выше в 5–10 раз. Высокая прочность связана с тем, что в АМС отсутствуют такие дефекты, как дислокации и границы зерен, свойственные кристаллическому состоянию. Даже вакансии (пустые места, образуемые при удалении атомов из узлов кристаллической решетки) в аморфных сплавах имеют другую форму и размеры. Они больше похожи на пустоты чечевицеобразной формы. Их называют вакансионно-подобными дефектами. Эти пустоты имеют вид узких щелей, и в них не может разместиться атом. Наличие таких дефектов сильно затрудняет диффузию (проникновение атомов) через аморфные металлические слои. Это приводит к высокой коррозионной стойкости АМС.

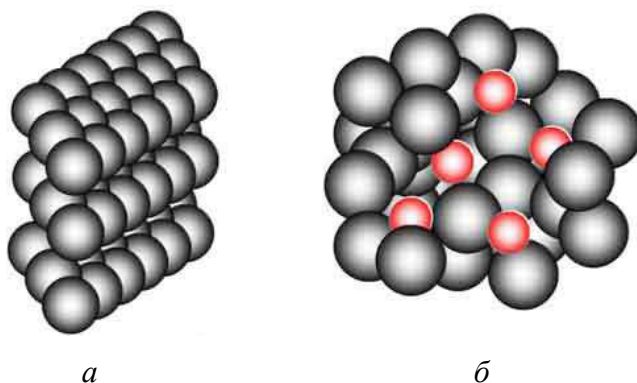


Рисунок 1 – Структуры кристаллических и аморфных сплавов:
a – кристаллическая структура, *б* – аморфная структура

Беспорядок расположения атомов в виде ближнего порядка оказывает сильное влияние на электропроводность металлических стекол. Их удельное электрическое сопротивление в 3–5 раз выше, чем у кристаллических аналогов. Это связано с тем, что при движении электронов через нерегулярную структуру АМС они испытывают гораздо больше столкновений с ионами, чем в кристаллической решетке [2].

1.1 Методы получения аморфных сплавов

Сверхвысокие скорости охлаждения жидкого металла для получения аморфной структуры можно реализовать различными способами. Общим в них является необходимость обеспечения скорости охлаждения 10^4 – 10^6 К/с. Известны методы катапультирования капли на холодную пластину, распыление струи газом или жидкостью, центрифугирование капли или струи, расплавление тонкой пленки поверхности металла лазером с быстрым отводом тепла массой основного металла, сверхбыстрое охлаждение из газовой среды и др. Использование этих методов позволяет получать ленту различной ширины и толщины, проволоку и порошки [3].



Рисунок 2 – Лента из аморфного сплава

Получение ленты. Наиболее эффективными способами промышленного производства аморфной ленты являются охлаждение струи жидкого металла

на внешней (закалка на диске) или внутренней (центробежная закалка) поверхностях вращающихся барабанов или прокатка расплава между холодными валками, изготовленными из материалов с высокой теплопроводностью. Принципиальные схемы этих методов приведены на (рис. 3) [3].

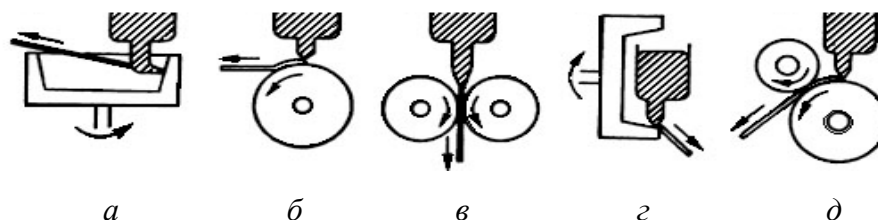
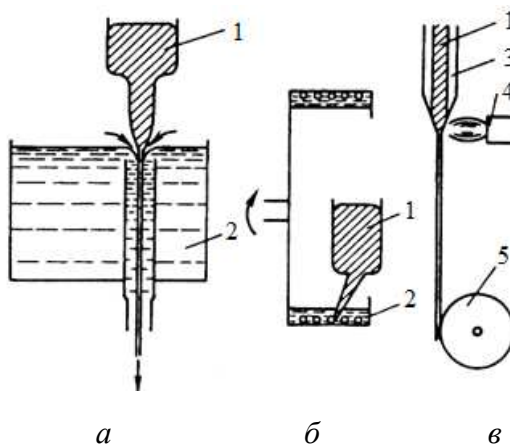


Рисунок 3 – Методы получения ленты путем закалки из расплава:

a – центробежная закалка; *б* – закалка на диске; *в* – прокатка расплава; *г* – центробежная закалка; *д* – планетарная закалка на диске

Для получения тонкой аморфной проволоки используют разные методы вытягивания волокон из расплава (рис. 4).



1 – расплав; 2 – охлаждающая жидкость; 3 – стекло; 4 – форсунка;
5 – смотка проволоки

Рисунок 4 – Методы получения тонкой проволоки, закаленной из расплава:

a – протягивание расплава через охлаждающую жидкость (экструзия расплава);
б – вытягивание нити из вращающегося барабана; *в* – вытягивание расплава в стеклянном капилляре

В первом методе (рис. 4, *a*) расплавленный металл протягивается в трубке круглого сечения через водный раствор солей. Во втором (рис. 4, *б*) – струя расплавленного металла падает в жидкость, удерживаемую центробежной силой на внутренней поверхности вращающегося барабана: затвердевшая нить сматывается затем из вращающейся жидкости. Известен метод, состоящий в получении аморфной проволоки путем максимально быстрого вытягивания расплава в стеклянном капилляре (рис. 4, *в*). Этот метод также называют методом Тейлора. Волокно получается при протягивании расплава одновременно со стеклянной трубкой, при этом диаметр волокна составляет 2–5 мкм. Главная трудность здесь состоит в отделении волокна от покрывающего его стекла, что, естественно, ограничивает составы сплавов, аморфизуемых данным методом.

1.2 Методы магнитофазного и магнитоструктурного анализа

При качественном и количественном определении фазового состава сталей и сплавов, широко применяется так называемый магнитно-структурный анализ. Использование методов магнитного фазового анализа иногда [4] является предпочтительным, поскольку они обладают высокой точностью, быстротой, бесконтактным съемом информации и в ряде случаев позволяют получить более достоверные сведения о фазовых превращениях. Например, в деформированных железоникелевых сплавах вследствие дилатометрической аномалии [5, 6] магнитные методы имеют преимущество.

1.2.1 Магнитные характеристики, используемые в фазовом магнитном анализе

Для фазового магнитного анализа могут быть использованы магнитные характеристики, величины которых определяются физическими свойствами

фаз независимо от их структурного состояния. К числу таких магнитных параметров относят константы естественной кристаллографической анизотропии (K), температуру Кюри (T_c) и намагниченность насыщения (M_s). Информацию об изменениях фазового состава можно получить при проведении термомагнитного анализа из сравнения зависимостей $K = f(T)$ и $M_s = f(T)$. Для экспресс-анализа тонких поверхностных слоев или изделий, имеющих одинаковый состав фаз на поверхности и в сечении, может быть использован метод термо-ЭДС. Удобство использования термо-ЭДС (E) для фазового анализа выражается с тем, что для многих марок сталей изменения намагниченности и термо-ЭДС при вариациях температуры закалки и отпуска имеют эквидистантный характер [7].

Для получения достоверной информации при фазовом анализе необходимо знать, как влияют на выбранные физические параметры форма выделений, дисперсность и степень напряженного состояния исследуемой фазы. Теоретические и экспериментальные данные, приводимые в работах [8, 9], показывают, что упругие деформации, форма и степень дисперсности неферромагнитной фазы при правильном выборе намагничивающего поля слабо влияют на значения намагниченности насыщения и точки Кюри. Так, для железа и никеля [10] при комнатной температуре изменение намагниченности насыщения под действием напряжений составляет $0,1-2$ А/МПа - см, точка Кюри меняется на $10^{-2}-10^{-3}$ град/МПа. Существенные изменения M_s и T_c при наличии напряжений будут свидетельствовать о переходе ферромагнетика из области упругой деформации в пластическую.

Для неферромагнитных сплавов в качестве параметра магнитного фазового анализа используют парамагнитную восприимчивость [11, 12]. Если известны значения парамагнитных восприимчивостей исходных фаз, то можно определить состав двухфазного сплава, поскольку парамагнитная восприимчивость является линейной функцией его состава.

Интересным методом качественного магнитного-анализа многофазных систем является магнито-металлографический метод [13, 14], сущность которого заключается в следующем. Ферромагнитная фаза, находящаяся в парамагнитной матрице, имеет магнитные поля рассеяния, вызванные появлением магнитных зарядов на границах раздела фаз. При нанесении на тщательно отполированную поверхность металла магнитной суспензии, которая применяется для наблюдения доменной структуры [15], магнитные частички, находящиеся в суспензии во взвешенном состоянии, под действием пондеромоторных сил будут смещаться и оседать в местах наибольшего градиента магнитного поля, отмечая тем самым расположение ферромагнитных фаз в парамагнитной матрице. Первоначально данный метод был предложен для обнаружения α -фазы в аустенитных сталях, а затем был использован для регистрации остаточного аустенита в инструментальных сталях. Отмечено, что магнито-металлографический метод целесообразно использовать для определения остаточного аустенита в многофазных сплавах [16].

1.2.2 Методы фазового магнитного анализа

При проведении фазового анализа используются разные методы; каждый основан на измерении конкретного физического параметра (иногда набора физических параметров). Достаточная простота и экспрессность магнитных методов фазового анализа по измеренным величинам намагниченности насыщения привели к широкому их распространению. При исследованиях [17, 18], чаще всего применяются три типа измерительных схем: баллистические, пондеромоторные, магнитометрические. Для решения задач физического металловедения, связанных, например, с исследованием распада переохлажденного аустенита, больше подходят пондеромоторные и магнитометрические методы, которые позволяют проследить кинетику распада переохлажденного аустенита как в изотермических условиях, так и при охлаждении с различными скоростями. Вопросы создания модернизации и использования

приборов такого типа для исследовательских целей достаточно хорошо освещены в литературе [20, 21, 22].

Для количественного определения фазового состава сталей (например, остаточного аустенита), содержащих большой процент ферромагнитной составляющей, можно использовать баллистический метод [18, 19, 25]. Остановимся на двух наиболее распространенных схемах измерения намагниченности насыщения баллистическим методом.

Намагниченность насыщения с помощью баллистического гальванометра можно измерить, коммутируя намагничивающий ток в электромагните, между полюсами которого расположен образец. Этот способ измерения M_s используется редко, поскольку необходим баллистический гальванометр с большим периодом свободных колебаний, при расчете величины M_s нужно учитывать значение внутреннего поля в образце и величину магнитного потока в воздушном зазоре между поверхностью образца и измерительной катушкой.

Для повышения точности измерения за счет исключения влияния зазора при неполном прилегании измерительной катушки к образцу или изделию используют дифференциальные схемы измерения намагниченности насыщения [17, 18, 22, 25]. Два образца: стандартный (С) и исследуемый (Х) – закрепляются между полюсами электромагнита (рис. 5). Измерительные $\omega_{\text{изм}}$ обмотки этих образцов включаются встречно. Намагниченность насыщения определяется по формуле

$$M_{sX} = \left(M_{sCT} \pm \frac{C_6 \Delta \alpha}{2\mu_0 \omega S_{CT}} \right) \frac{S_{CT}}{S_X} + \frac{(H_{CT} - H_X) S_k}{S_X}, \quad (1)$$

где $\Delta \alpha$ – показания гальванометра;

C_6 – постоянная баллистического гальванометра;

ω – число витков в измерительных обмотках стандартного и исследуемого образцов;

$S_{ст}$, S_X и $S_k^{ст} = S_k^x = S_k$ – площади сечения образцов и измерительных катушек соответственно;

$H_{ст}$ и H_X – внутренние магнитные поля стандартного и исследуемого образцов.

Внутренние поля $H_{ст}$ и H_X измеряются помощью накладных катушек поля ω_H . Когда поле в Плоскости, перпендикулярной оси полюсов электромагнита, достаточно однородное и внутренние поля исследуемого и стандартного образцов различаются незначительно, то членом $(H_{ст}-H_X)S_k/S_X$ можно пренебречь, и при условии, что $S_{ст} = S_X$, формула (1) примет упрощенный вид:

$$M_{SX} = M_{сст} \pm \frac{C_6 \Delta \alpha}{2 \mu_0 \omega S_{ст}}, \quad (2)$$

При данном способе также требуется баллистический гальванометр с большим периодом свободных колебаний; кроме того, длина образцов должна быть строго одинаковой.

Другим распространенным методом измерения намагниченности насыщения является метод Штеблейна [25], в котором измерение магнитного потока осуществляют при удалении исследуемого образца из межполюсного пространства через канал, просверленный в полюсах электромагнита (рис. 6). Чаще всего используют дифференциальную схему измерения. Стандартный и исследуемый образцы закрепляют встык в неферромагнитном держателе, который перемещают при измерении в канале Электромагнита. Между полюсами электромагнита размещают две измерительные катушки, намотанные на одном каркасе с одинаковым произведением ω_S и разным числом витков. Катушки включаются так, чтобы индуцируемые в них токи были противоположного направления. Подобная конструкция позволяет уменьшить влияние колебаний тока в цепи электромагнита на результаты измерений. При достаточно большой разности витков ($\omega_1 - \omega_2$) можно проводить исследования, связанные с небольшими изменениями намагниченности.

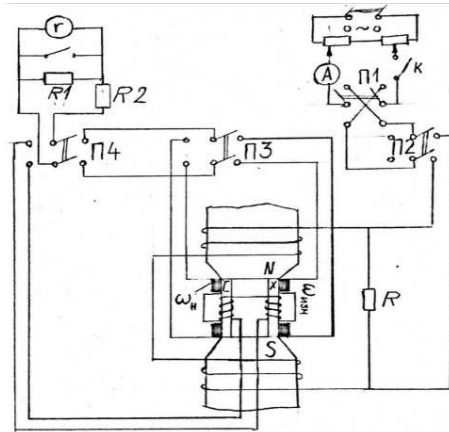


Рисунок 5 – Схема установки для измерения намагниченности насыщения дифференциальным методом

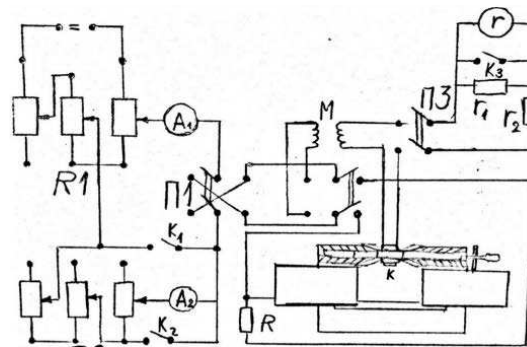


Рисунок 6 – Схема установки для измерения намагниченности насыщения по методу Штеблейна

Разность намагниченностей насыщения стандартного и испытуемого образцов определяется по отклонению указателя гальванометра. При перемещении их в зазоре электромагнита. Намагниченность насыщения при этом вычисляется по формуле

$$M_{SX} = \left(M_{cCT} \pm \frac{C_6 \Delta \alpha}{\mu_0 (\omega_1 - \omega_1) S_{CT}} \right) \frac{S_{CT}}{S_X}, \quad (3)$$

где $(\omega_1 - \omega_1)$ – разность витков в измерительных катушках.

Знак минус в формулах (1–3) используется при расчетах в тех случаях, когда намагниченность насыщения стандартного образца больше намагниченности исследуемого образца. Намагниченность насыщения стандартного образца определяется абсолютным методом при перемещении его одного в поле электромагнита и вычисляется как

$$M_{SX} = \frac{C_6 \Delta \alpha}{\mu_0 (\omega_1 - \omega_2) S_{ст}}. \quad (4)$$

Данный способ измерения намагниченности достаточно прост, в нем исключена необходимость использования гальванометра с большим периодом свободных колебаний, поскольку время измерения определяется не параметрами электромагнита, а скоростью перемещения стандартного испытуемого образцов в измерительной катушке.

При проведении фазового магнитного анализа необходимо, чтобы приложенное магнитное поле было достаточным для достижения состояния намагниченности насыщения всех ферромагнитных фаз в исследуемом образце. Величина внутреннего магнитного поля H_t , необходимого для достижения намагниченности насыщения, зависит от коэффициента размагничивания образца, внутреннего коэффициента размагничивания отдельных фаз и структурных составляющих спит и определяется как

$$H_t = H_e - N_{эф} M, \quad (5)$$

где H_e – внешнее магнитное поле;

$N_{эф}$ – эффективный коэффициент размагничивания образцов [23], который можно представить в виде:

$$N_{эф} = N_o + N_B + N_H, \quad (6)$$

где N_0 , N_B , N_H , – коэффициенты размагничивания, обусловленные соответственно геометрией образца, наличием выделений и других возмущений, приводящих к неоднородности распределения спонтанной намагниченности.

В работе [24] экспериментально показаны возможные ошибки измерений намагниченности насыщения, когда не учитывается коэффициент размагничивания образцов и используется магнитное поле недостаточной величины.

В ряде случаев необходимо экстраполировать значение намагниченности в области высоких магнитных полей на бесконечно большую напряженность магнитного поля и только по этим значениям уже определять намагниченность насыщения [26, 27]. Экстраполяция, как правило, производится на основе формул Фрелиха-Кенели [33]

$$\frac{H}{M} = \frac{a}{M_S} + \frac{1}{M_S} H, \quad (7)$$

или Вейса [26]

$$M = M_S(1 - a/H), \quad (8)$$

где a – некоторая постоянная данного материала;

M – намагниченность в поле H .

При достаточно больших напряженностях магнитного поля кривая намагничивания может быть выражена аналитически (закон приближения к насыщению):

$$M = M_S(1 - a_1/H - a_2/H^2) + M_p, \quad (9)$$

где M_p – намагниченность парапроцесса;

a_1 , a_2 – константы, определяемые соответственно пластическими деформациями ферромагнетика [33], энергиями кристаллографической анизотропии и упругих напряжений [28].

В теоретических работах [29, 30] отмечалось, что наличие в малых объемах ферромагнетика резко неоднородных напряжений, а также неферромагнитных и слабоферромагнитных включений может привести к заметному отклонению намагниченности от насыщения. Исследования на спеченных сталях [31] позволили установить, что чувствительность коэффициентов a_1 и a_2 к пористости примерно на порядок выше, чем к содержанию углерода, т.е. выполнение закона приближения к насыщению может служить физической основой для разработки метода контроля пористых спеченных изделий.

Определение намагниченности насыщения путем экстраполяции на бесконечно большую напряженность магнитного поля сопряжено с определенными трудностями, поэтому часто экстраполяцией пренебрегают, что может привести к существенной погрешности при определении величины M_s и соответственно к неправильной трактовке полученных результатов. Так, результаты экспериментальных исследований [27], выполненных на углеродистых (0,64 и 1,2 % С) и легированных сталях, с применением сильных магнитных полей $7,2\text{--}10^3$ А/см показали, что намагниченности, измеренная в полях напряженностью $1200\text{--}3200$ А/см, для образцов с $T_{\text{отп}} = 300\text{--}700^\circ$ отличается на 3 % от намагниченности насыщения, определенной путем экстраполяции на бесконечно большую напряженность магнитного поля.

Таким образом, при проведении фазового анализа необходимо прикладывать поле, достаточное для достижения намагниченности насыщения всех фаз, присутствующих в сплаве. В противном случае намагниченность будет зависеть от магнитной предыстории образца, величины внутренних напряжений, распределения фаз в матрице, формы и размеров их составляющих, степени магнитного взаимодействия фаз между собой, намагниченность не будет являться однозначной функцией фазового состава, как это имеет место при полях, достаточных для достижения насыщения. Все изложенные замечания по

выбору намагничивающего поля при количественном фазовом магнитном анализе следует учитывать при конструировании соответствующей аппаратуры.

1.3 Применение новых методов

1.3.1 Методика обработки полевых зависимостей кривых намагничивания

Известно, что в случае флуктуации направления легкой оси анизотропии, которые могут быть обусловлены как топологическим, так и композиционным беспорядком в системе, реализуется неоднородное по направлению основное магнитное состояние, получившее название стохастической магнитной структуры (СМС). Основной характеристикой СМС является дисперсия магнитной структуры [33]. Зависимость данного параметра от H и определяет характер закона приближения намагниченности к насыщению.

Данные о характеристиках локальной анизотропии содержатся в кривых намагничивания до насыщения. Кривые намагничивания снимались на вибрационном магнитометре в полях до 9 и до 20 кЭ для определения стохастических параметров H_a и H_l .

Для исследования полевых зависимостей использовались образцы пленок в виде прямоугольников размером $2 \cdot 7$ мм. Намагничивание производилось в плоскости.

Кривая намагничивания для аморфных ферромагнитных сплавов, как и для кристаллических, описывается соотношением:

$$M_s = M_0 (1 - 2d_m(H)) , \quad (10)$$

$$d_m(H) = \frac{D \cdot H_a^2}{H^2 \left(H_c^2 + H^2 \right)^{\frac{1}{3}}} , \quad (11)$$

где d_m – относительная дисперсия флуктуаций поперечных компонент намагниченности указывающая на величину телесного угла годографа, составленного из векторов локальной намагниченности;

H_c – величина корреляционного поля;

H_a – поле локальной анизотропии.

Для расчета искомых характеристик удобно строить зависимости $M_s(H)$ в координатах H^{-2} и $H^{-1/2}$. Это позволяет определить величины DH_a и H_c непосредственно из асимптот экспериментальных кривых.

$$d_m \approx \begin{cases} \frac{1}{2} \frac{DH_a^2}{H^2} & , H_c < H < 4\pi M \\ \frac{1}{2} \frac{DH_a^2}{H_c^{3/2} H^{1/2}} & , H < H_c \end{cases} , \quad (12)$$

Условие $8d_m \ll 1$ определяет нижнюю границу диапазона внешних полей, в которых ожидается соответствие эксперимента и теории. Верхняя граница определяется полями достижимыми в эксперименте. Из экстраполяции линейных участков кривых $M_s(H^{-2})$ и $M_s(H^{-1/2})$ к полю стремящемуся к бесконечности мы можем получить величину намагниченности насыщения. Совпадение величин намагниченности насыщения, полученных из экстраполяции линейных участков кривых $M_s(H^{-2})$ и $M_s(H^{-1/2})$, подтверждает применимость теории к обработке экспериментальных кривых $M_s(H)$.

Корреляционное поле $H_c = 2A/M_s r_c^2$ – определяет энергию $H_c \cdot M_s$ обменных корреляций вектора локальной намагниченности в области размером $2r_c$ при хаотической анизотропии. Видно, что эта вспомогательная характеристика составлена из магнитных (величина обменного взаимодействия A , намагниченность насыщения M_s) и структурных (величина корреляционного радиуса r_c локальной анизотропии) параметров. Низко и высокополевая асимптоты (формула 12) могут быть использованы для точного вычисления величины корреляционного поля H_c . При подстановке же в выражение для H_c величин обменного взаимодействия A и намагниченности насыщения M_{s0}

(определяемых независимо по низкотемпературному ходу $M_s(T)$) либо методами СВР и ФМР вычисляется величина корреляционного радиуса r_c локальной анизотропии.

Таким образом метод корреляционной магнитометрии позволяет определять величину намагниченности насыщения M_s , величину поля локальной анизотропии H_a и ее корреляционный радиус r_c . Этим он отличается от традиционных методов, используемых при изучении магнитных материалов, например, петли гистерезиса, измеряющих составные магнитные характеристики. Петля гистерезиса измеряется обычно с помощью индукционного петлескопа и характеризуется одним параметром – H_c . В настоящей работе измерения H_c производились также с помощью индукционного петлескопа.

1.3.2 Методика обработки низкотемпературных зависимостей намагниченности насыщения

Для экспериментальной оценки параметра обменного взаимодействия и намагниченности насыщения наибольший интерес представляет низкотемпературная область, где выполняется закон Блоха:

$$M(T) = M_0(1 - BT^{\frac{3}{2}}). \quad (13)$$

Поэтому измерения производились в интервале температур 77–300 К.

Известно, что стохастическая магнитная структура неупорядоченных ферромагнетиков приводит к уменьшению проекции \overline{M} на направление внешнего магнитного поля: $M(T) = M_0(1 - 2d_m)^{\frac{1}{2}}(1 - BT^{\frac{3}{2}})$, где d_m – величина флуктуаций. Чтобы исключить проявление температурной зависимости характеристик стохастической магнитной структуры на температурной кривой намагниченности, измерения $M(T, H)$ проводились в полях больших полей

насыщения. Для расчета величины параметра обменного взаимодействия A использовалось соотношение:

$$A = \frac{k}{8\pi} \left(\frac{g\mu_B}{M_{s0}} \right)^{1/3} \left(\frac{F_{3/2}(T, H)}{B} \right)^{2/3}, \quad (14)$$

где величина B определялась непосредственно из перестройки экспериментальной кривой в координатах $M(T^{3/2})$.

Интегральная функция Бозе-Энштейна $F_{3/2}(T, H)$ при $H = 0$ становится константой, независимой от температуры:

$$F_{3/2} = \zeta(3/2) = 2.612, \quad (15)$$

где ζ - дзета – функция Римана.

Намагниченность насыщения при 0 К определялась с помощью экстраполяции M от $T^{3/2}$ к $T = 0$.

2 Объекты и методы

2.1 Исследуемые образцы

Аморфные микропроволоки $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ (диаметр 165 мкм) и $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ (диаметр 115 мкм) были получены быстрой закалкой из расплава в ЦНИИ ЧЕРМЕТ им. Л.П. Бардина [36, 37]. Структура и химический состав нанокompозитов исследовались с помощью сканирующей электронной микроскопии. Измерения низкотемпературных и полевых зависимостей намагниченности $M(T, H)$ выполнялись на вибрационном магнитометре во внешних полях до 14 кЭ в диапазоне температур 90–300 К.

Спектры ФМР микроволоок изучались на стандартном ЭПР-спектрометре с частотой накачки резонатора $f = 9,2$ ГГц при комнатной температуре.

2.2 Метод ферромагнитного резонанса

Метод ферромагнитного резонанса (далее – ФМР) часто применяется при исследовании металлических ферромагнетиков с аморфной структурой жилы [32, 34]. Методом ФМР можно исследовать как макроскопическую неоднородность, так и микроскопические неоднородности аморфных веществ. Важными параметрами аморфных материалов, которые можно анализировать методом ФМР, являются внутренние напряжения [35]. Метод ФМР применялся для диагностики однородности аморфных лент и пленок. Изучалась и зависимость дополнительного увеличения ширины линий ФМР от флуктуации анизотропии, намагниченности и константы обменного взаимодействия в аморфных материалах. Микроволновый эксперимент является мощным экспериментом в исследовании спинволновых эффектов. В частности, большой интерес представляют эффекты генерации и усиления колебаний СВЧ. Немаловажными оказались исследования с помощью метода ФМР структурной релаксации аморфных материалов при термообработке. Здесь информативными

оказались не только дифференциальные кривые ФМР, но и гистерезисные кривые.

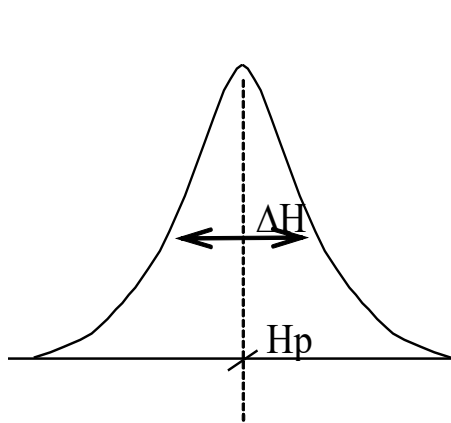


Рисунок 7 – Интегральная кривая резонансного поглощения

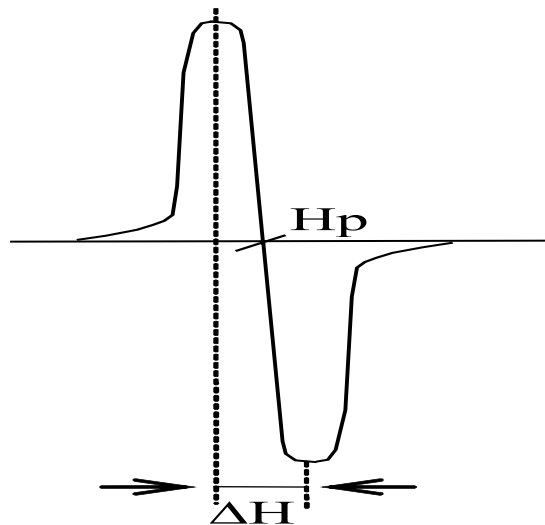


Рисунок 8 – Дифференциальная кривая резонансного поглощения

Принцип СВЧ – спектрометра основан на явлении ферромагнитного резонанса – резонансного поглощения энергии электромагнитного излучения при определенной частоте и внешнем поле, связанных формулой:

$$\omega_{рез} = \gamma H_0, \quad (16)$$

где $\gamma = \frac{g\mu_B}{\hbar} = g \frac{e}{2mc}$ – гиромагнитное отношение;

g – фактор Ланде.

Однако обычно удобнее варьировать не частоту магнитного поля, а его величину при постоянной частоте:

$$H_{рез} = \frac{1}{\gamma} \omega_0. \quad (17)$$

Величина магнитной восприимчивости в случае ферромагнитного резонанса должна быть бесконечно большой, что практически не имеет места. Всегда имеются процессы затухания, в результате которых высота резонансной кривой принимает конечное значение и сами кривые становятся шире. Поэтому, величина затухания может быть охарактеризована шириной линии ФМР ДН [35]. Измеряется она на половине высоты максимального поля на интегральной кривой резонансного поглощения (рис. 7). Для увеличения чувствительности метода снимается дифференциальная кривая резонансного поглощения. На ней ширина линии пропорциональна расстоянию между пиками (рис. 8).

Резонансную частоту ω_0 можно вычислить по формуле:

$$\omega_0 = \gamma \sqrt{\left(\left[H_0 + (N_y - N_z) M \right] \left[H_0 + (N_x - N_z) M \right] \right)}, \quad (18)$$

где N_x, N_y, N_z размагничивающие факторы вдоль осей x, y, z ;

ось z ориентируется по направлению внешнего поля H_0 .

Для эллипсоида $N_x + N_y + N_z = 4\pi$

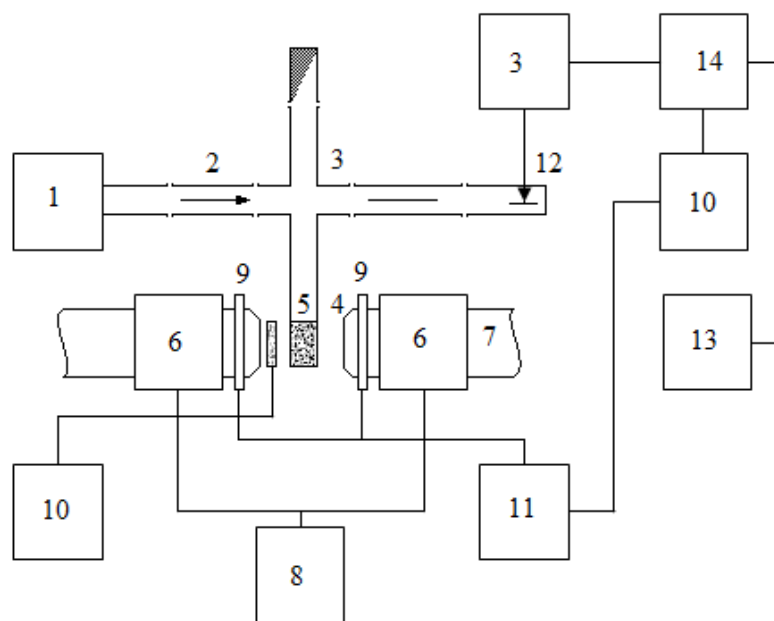
Так как тонкая пленка является частным случаем эллипсоида то резонансные частоты равны:

$$- \omega_0 = \gamma \sqrt{\left((H_0 + 4\pi M) H_0 \right)}, \text{ если постоянное поле } H_0 \text{ лежит в плоскости пла-$$

стинки вдоль оси z , высокочастотное поле также лежит в плоскости пластинки и направлено по оси x . В этом случае $N_x = N_z = 0; N_y = 4\pi$

$$- \omega_0 = \gamma (H_0 - 4\pi M), \text{ если поле } H_0 \text{ направленно перпендикулярно плоско-$$

сти пластинки вдоль оси z , высокочастотное поле лежит в плоскости пластинки и направлено по оси x , тогда $N_x = N_y = 0; N_z = 4\pi$.



- 1 – генератор, 2 – ферритовый вентиль, 3 – Т-мост, 4 – резонатор, 5 – образец,
 6 – намагничивающая катушка, 7 – электромагнит, 8 – источник питания,
 9 – моделирующая катушка, 10 – генератор звуковой частоты,
 11 – усилитель мощности, 12 – кристаллический детектор, 13 – усилитель,
 14 – синхронный детектор, 15 – самопишущий электронный потенциометр

Рисунок 9 – Схема СВЧ спектрометра

Таким образом, большое влияние на резонансную частоту оказывает форма образца, то есть по значению резонансной частоты можно определить форму частиц исследуемого вещества. Также изучение резонансных кривых дает возможность исследовать закономерности взаимодействий в ферромагнетиках: спин-спиновые взаимодействия и взаимодействия спинов с решеткой.

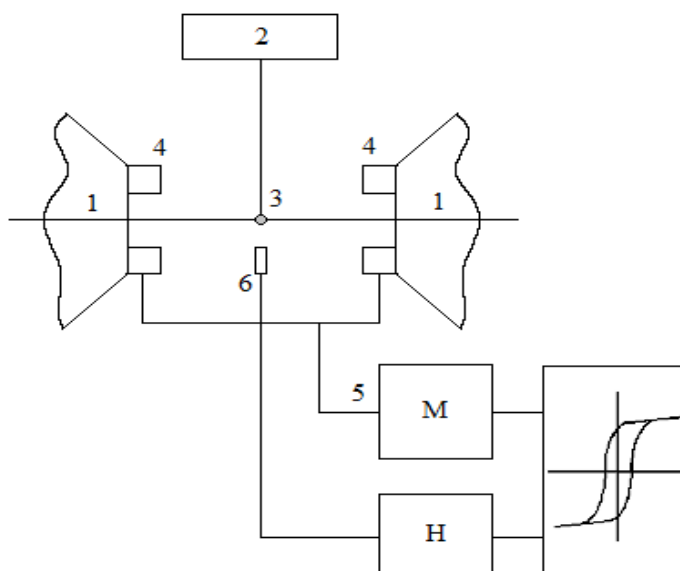
Для наблюдения ферромагнитного резонанса используется СВЧ-спектрометр, схема которого приведена на (рис. 9).

Высокочастотное электромагнитное поле частоты 9200 МГц от генератора (1) поступает на вход волноводного Т-моста (3), в одно из плеч которого включен резонатор (4) с образцом (5). В противоположное плечо Т-моста подключается согласованная нагрузка (поглотитель). В качестве развязывающего элемента применяется ферритовый вентиль (2). Резонатор с образцом помеща-

ется в плавно изменяющееся магнитное поле, создаваемое намагничивающими катушками (6) электромагнита (7), питающегося от источника питания (8). Одновременно к образцу прилагается переменное магнитное поле звуковой частоты 137 Гц модулирующих катушек (9), питаемых от генератора звуковой частоты ГЗ-34 (10) через усилитель мощности (11). Кристаллический детектор (12) регистрирует синусоидальное напряжение частоты 137 Гц, амплитуда которого пропорциональна значению первой производной от кривой поглощения, а фаза зависит от знака производной. Сигнал после усиления селективным усилителем (13) поступает на синхронный детектор (14), синхронизированный по фазе генератором (10), а потом – на осциллограф и самопишущий электронный потенциометр (15). Таким образом, на ленте самописца фиксируется дифференциальная кривая поглощения.

2.3 Метод вибрационного магнитометра

Вибрационный магнитометр состоит из намагничивающего устройства (1), механической или электромагнитной систем (2), осуществляющих периодические колебания образца (3) в однородном магнитном поле, измерительных катушек (4). Катушки включаются последовательно, навстречу друг другу. При таком включении полезный сигнал, пропорциональный магнитному моменту образца, складывается; паразитный (уровень сигнала в приборе составляет 0,1В), обусловленный нестабильностью внешнего поля - вычитается, что приводит к увеличению отношения сигнал/шум. Электродвижущая сила ε , возникающая в катушке при колебании образца, измеряется вольтметром (5), а поле H в намагничивающем устройстве – датчиком Холла (6).



1 – намагничивающее устройство, 2 – механическая или электромагнитная система, 3 – образец, 4 – измерительные катушки, 5 – вольтметр 6 – датчик Холла

Рисунок 10 – Блок-схема вибрационного магнитометра

Градуировка установки проводилась по эталонному образцу, магнитные свойства которого хорошо изучены. В качестве эталонного образца использовался чистый поликристаллический никель.

Высокая точность измерений и высокая чувствительность позволяют проводить измерения на образцах малого размера. Погрешность измерений абсолютных значений намагниченности составляет 3 %, а относительных значений $M_s/M - 0,1$ %. Минимальный магнитный момент, регистрируемый прибором $M = 5 \cdot 10^{-5}$ Гс · см³.

3 Исследование аморфных проволок

3.1 Измерение плотности сплава

Были измерены два образца микропроволок:

Образец Г6: $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Si}_{12.5}\text{Nb}_{2.5}\text{V}_{15}$.

Образец Г5: $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Si}_{12.5}\text{Ta}_{2.5}\text{V}_{15}$.

Первоначально отрезок проволоки был взвешен. Диаметр проволоки измерен с помощью микрометра. Длина измерялась штангенциркулем.

Предполагая, что проволока представляет собой цилиндр диаметром D и длиной L , мы вычислили объем как

$$V = \frac{\pi \cdot D^2}{4} \cdot L, \quad (19)$$

и плотность как

$$\rho = \frac{m}{V}, \quad (20)$$

Размеры образца и оценки плотности:

Таблица 1 – Экспериментальные размеры и плотность проволок

Образец	Длина L , мм	Диаметр D , мм	Масса M , мг	Плотность ρ , г/см ³
Г6	27,00	0,165	4,425	7,7
Г5	3,36	0,115	0,26	7,45

Микроскопическое изображение (см. рис. 11) показывает, что оценку объема следует уточнить, поскольку диаметр различный в разных сечениях.

Это означает, что микрометром измерен максимальный диаметр проволоки т. е. измерение микрометром приводит к переоценке объема проволоки. Оценим плотность с учетом этой переоценки.

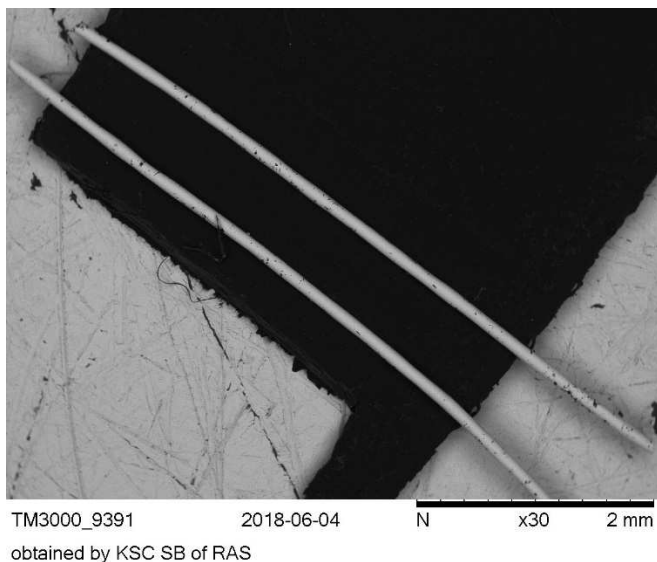


Рисунок 11 – Образец Г5 на микроскопе (увеличение x30)

Таблица 2 – Результаты измерения диаметра D (см) образца Г5 в различных сечениях

$D_1 = 0,150$	$D_{10} = 0,169$	$D_{19} = 0,175$	$D_{28} = 0,178$	$D_{37} = 0,169$	$D_{46} = 0,163$	$D_{55} = 0,163$
$D_2 = 0,156$	$D_{11} = 0,156$	$D_{20} = 0,156$	$D_{29} = 0,175$	$D_{38} = 0,169$	$D_{47} = 0,160$	$D_{56} = 0,150$
$D_3 = 0,162$	$D_{12} = 0,163$	$D_{21} = 0,150$	$D_{30} = 0,165$	$D_{39} = 0,169$	$D_{48} = 0,167$	$D_{57} = 0,147$
$D_4 = 0,163$	$D_{13} = 0,161$	$D_{22} = 0,156$	$D_{31} = 0,169$	$D_{40} = 0,163$	$D_{49} = 0,165$	$D_{58} = 0,169$
$D_5 = 0,164$	$D_{14} = 0,163$	$D_{23} = 0,163$	$D_{32} = 0,169$	$D_{41} = 0,163$	$D_{50} = 0,160$	$D_{59} = 0,175$
$D_6 = 0,175$	$D_{15} = 0,163$	$D_{24} = 0,169$	$D_{33} = 0,170$	$D_{42} = 0,156$	$D_{51} = 0,163$	$D_{60} = 0,156$
$D_7 = 0,166$	$D_{16} = 0,175$	$D_{25} = 0,169$	$D_{34} = 0,169$	$D_{43} = 0,159$	$D_{52} = 0,163$	$D_{61} = 0,144$
$D_8 = 0,169$	$D_{17} = 0,181$	$D_{26} = 0,175$	$D_{35} = 0,163$	$D_{44} = 0,167$	$D_{53} = 0,175$	$D_{62} = 0,150$
$D_9 = 0,173$	$D_{18} = 0,178$	$D_{27} = 0,170$	$D_{36} = 0,167$	$D_{45} = 0,175$	$D_{54} = 0,175$	$D_{63} = 0,150$

Средний диаметр проволоки:

$$D_{\text{ср}} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{63} D_i, \quad (21)$$

$$D_{\text{ср}} = 0,170 \text{ (в условных единицах)}$$

Реальные размеры проволоки (в мм):

$$D_{\text{ср}} = 0,117 \text{ ммдиаметр}$$

$$L = 6 \text{ ммдлина}$$

Расчет объема:

$$V_{\text{ср}} = S_{\text{ср}} \cdot L, \tag{22}$$

где S – площадь проволоки;

L – длина проволоки.

$$S_{\text{ср}} = \frac{\pi \cdot D_{\text{ср}}^2}{4}, \tag{23}$$

$$V_{\text{ср}} = \frac{\pi \cdot D_{\text{ср}}^2}{4} * L, \tag{24}$$

$$V_{\text{ср}} = \frac{3,14 \cdot 0,117^2}{4} * 6 = 0,065 \text{ мм}^3$$

Погрешность измерения размеров связанная с различием измерений с помощью микрометра и с помощью микроскопа:

$$\varepsilon_v = \frac{\Delta V}{V} = \frac{0,007}{0,065} = 0,11$$

т. е. измерение микрометром приводит к переоценке объема проволоки на 11 %, а диаметра D на $\varepsilon_v/2 = 5,5$ %. Переоценка объема ведет к недооценке плотности. Величины плотности (ρ) с поправкой на эту систематическую погрешность составляют:

Образец Г5 $\rho = 8,3$ г/см³

Образец Г6 $\rho = 8,3$ г/см³

3.2 Теоретические оценки плотности сплава

Как сказано в обзорной главе, аморфные металлические сплавы характеризуются плотной, но случайной атомной упаковкой. Случайность в расположении атомов приводит к пониженной в сравнении с кристаллическими сплавами плотности. Это понижение можно описать используя такую характеристику дефектности структуры, как свободный объем. Для этой оценки рассчитаем теоретическую плотность, которую мог бы иметь данный сплав в кристаллическом состоянии. В качестве структуры характеризующейся плотнейшей упаковкой выберем ГЦК решетку (рис. 12).

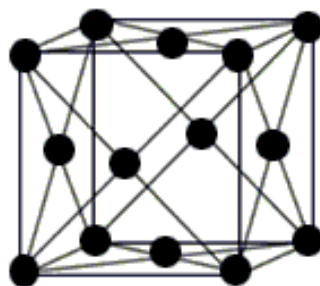


Рисунок 12 – Элементарная ячейка ГЦК решетки

Предполагая, что наш гипотетический кристаллический сплав представляет собой неупорядоченный твердый раствор состоящий из тех же атомов, что и аморфный аналог, рассчитаем плотность разделив массу ГЦК ячейки на ее объем.

Масса ячейки содержащей 4 атома рассчитывалась как:

Для проволоки $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Si}_{12.5}\text{Nb}_{2.5}\text{B}_{15}$:

$$m_c = 4 \cdot (m_{\text{Co}} \cdot 0,66 + m_{\text{Fe}} \cdot 0,04 + m_{\text{Si}} \cdot 0,125 \cdot m_{\text{Nb}} \cdot 0,025 \cdot m_{\text{B}} \cdot 0,15)$$

Для проволоки $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Si}_{12.5}\text{Ta}_{2.5}\text{B}_{15}$:

$$m_c = 4 \cdot (m_{\text{Co}} \cdot 0,66 + m_{\text{Fe}} \cdot 0,04 + m_{\text{Si}} \cdot 0,125 \cdot m_{\text{Ta}} \cdot 0,025 \cdot m_{\text{B}} \cdot 0,15)$$

Объем ячейки рассчитывался как $V = a^3 = D^3 \cdot \sqrt{8}$ где a параметр ячейки, D размер атома. Для расчета мы использовали средний размер атома вычислены по правилу Вегарда.

Для проволоки $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Si}_{12.5}\text{Nb}_{2.5}\text{B}_{15}$:

$$D = D_{\text{Co}} \cdot 0,66 + D_{\text{Fe}} \cdot 0,04 + D_{\text{Si}} \cdot 0,125 \cdot D_{\text{Nb}} \cdot 0,025. \quad (25)$$

Для проволоки $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Si}_{12.5}\text{Ta}_{2.5}\text{B}_{15}$:

$$D = D_{\text{Co}} \cdot 0,66 + D_{\text{Fe}} \cdot 0,04 + D_{\text{Si}} \cdot 0,125 \cdot D_{\text{Ta}} \cdot 0,025. \quad (26)$$

Атом бора в расчет не принимался, поскольку известно что атом бора очень мал в сравнении с другими атомами и таким образом располагается не в узлах а в междоузлиях ГЦК решетки. Результаты этих расчетов приведены в таблице.

Оказалось что расчетная плотность ($\rho_{\text{теор}}$) выше экспериментальной ($\rho_{\text{эксп}}$). Это позволяет нам оценить свободный объем аморфных сплавов как:

$$\Delta V = \frac{\rho_{\text{теор}} - \rho_{\text{эксп}}}{\rho_{\text{теор}}}. \quad (27)$$

Таблица 3 – Свободный объем проволок

Образец	Экспериментальная плотность, ρ , г/см ³	Модель плотной упаковки атомов ρ , г/см ³	Свободный объем, ΔV , %
Г5	8,3	9,0	8
Г6	8,3	8,7	5

3.3 Выбор модели для описания кривых ферромагнитного резонанса

Спектры ФМР микропроволок изучались на стандартном ЭПР-спектрометре с частотой накачки резонатора $f = 9,2$ ГГц при комнатной температуре. Проведение эксперимента ФМР подобных объектов возможно разнообразными методиками. Важным фактором, обуславливающим вид экспериментальных спектров, является соотношение между вкладами электрической и магнитной компонент СВЧ электромагнитного поля резонатора. Условия выполнения эксперимента в данной работе обеспечивали нулевое значение электрической компоненты.

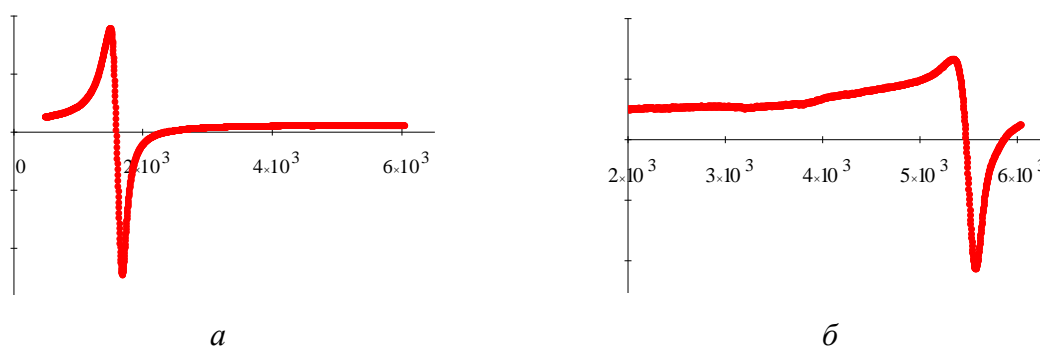


Рисунок 13 – Спектры ФМР $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ проволоки при двух ориентациях: внешнее постоянное магнитное поле:
a – параллельно длиной оси цилиндра, *б* – перпендикулярно длиной оси цилиндра

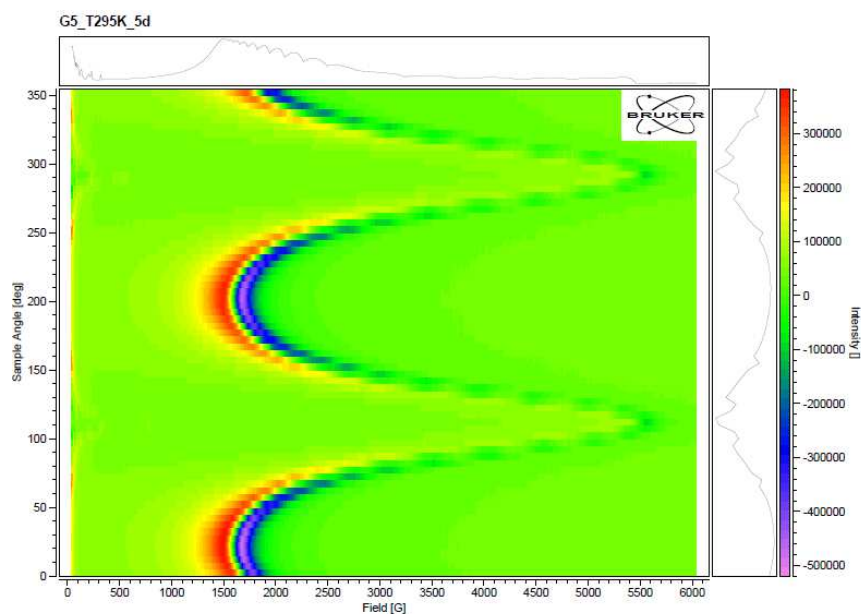


Рисунок 14 – Резонансное поглощение в проволоке Г5 при различных углах между внешним магнитным полем и осью проволоки.

Резонансное поглощение в проволоке характеризуется одним пиком (рис. 13), положение которого зависит от угла направления поля по отношению к оси проволоки (рис. 13, 14). Для параллельного и перпендикулярного направления величина резонансного поля может быть вычислена с помощью уравнения Киттеля (26).

Явление скин-эффекта в проволоке АМС приводит к тому, что информация об особенностях магнитной динамики относится к поверхностному слою металлического образца, толщина которого сопоставима с толщиной скин-слоя (для использованных частот 1–2 мкм). Интерпретация данных ФМР на основе формулы Киттеля (26) требует точного знания формы образца (т.е. величин N_x , N_y и N_z) намагниченность которого колеблется в резонансном режиме.

$$\left(\frac{\omega_a}{\gamma}\right)^2 = [H_0 + (N_x - N_z) \cdot M_0] \cdot [H_0 + (N_y - N_z) \cdot M_0]. \quad (28)$$

Несмотря на то, что проволока представляет собой цилиндр, скин-эффект приводит к тому, что намагниченность колеблется в тонком приповерхностном слое. Для того, чтобы сделать выбор между моделью слоя и цилиндра рассмотрим применимость нескольких моделей для описания данных ФМР.

Частные случаи формулы Киттеля для образцов различной формы и различной ориентации поля приведены на (табл. 4) а соответствующие формы образцов показаны на (рис. 15).

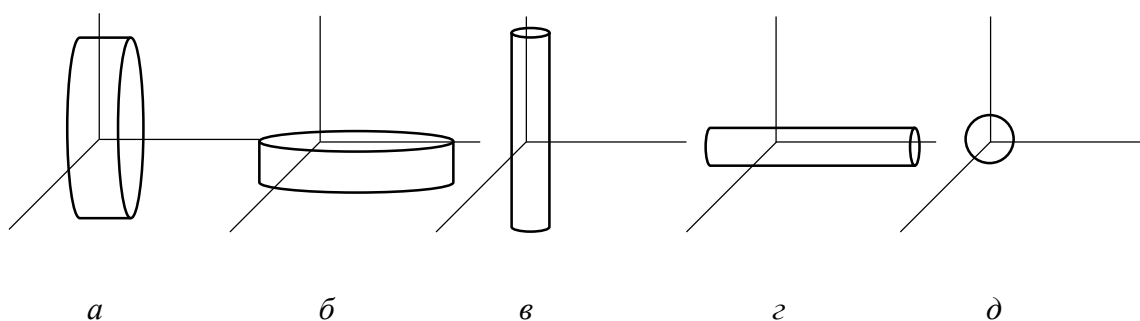


Рисунок 15 – Предельные случаи эллипсоида:

a – пластина касательная, *б* – пластина нормальная, *в* – цилиндр продольный,
г – цилиндр поперечный, *д* – сфера

Таблица 4 – Частные случаи формулы Киттеля

Образец	Направление намагничивания	Обозначение На рисунке 15	Размагничивание фактора			$\frac{\omega_a}{\gamma}$	№ формулы
			N_x	N_y	N_z		
Пластина	Касательное	<i>a</i>	0	4π	0	$[H_0(H_0 + 4\pi M_0)]^{1/2}$	29
	Нормальное	<i>б</i>	0	0	4π	$H_0 - 4\pi H_0$	30
Цилиндр	Продольное	<i>в</i>	2π	2π	0	$H_0 + 2\pi H_0$	31
	Поперечное	<i>г</i>	2π	0	2π	$[H_0(H_0 - 2\pi M_0)]^{1/2}$	32
Сфера		<i>д</i>	$\frac{4\pi}{3}$	$\frac{4\pi}{3}$	$\frac{4\pi}{3}$	$[H_0]$	33

Угловая частота СВЧ:

$$\omega = 2\pi f = 2 \cdot 3,14 \cdot 9,48 \cdot 10^9 = 59,53 \cdot 10^9 \text{ рад/с}$$

3.3.1 Расчет эффективной намагниченности

Пластина касательная к полю:

$$M_0 = \frac{\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 - H_0^2}{4\pi H_0} = \frac{3382^2 - 1586^2}{4 \cdot 3,14 \cdot 1586} = 447,97 \text{ Гс}$$

Пластина нормальная к полю:

$$M_0 = \frac{H_0 - \frac{\omega}{\gamma}}{2\pi} = \frac{5461 - \frac{59,53 \cdot 10^9}{1,76 \cdot 10^7}}{12,56} = 165 \text{ Гс}$$

Цилиндр продольный полю:

$$M_0 = \frac{\frac{\omega}{\gamma} - H_0}{2\pi} = \frac{\frac{59,53 \cdot 10^9}{1,76 \cdot 10^7} - 5461}{6,28} = 286 \text{ Гс}$$

Цилиндр поперечный полю:

$$M_0 = \frac{\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 - H_0^2}{-2\pi H_0} = \frac{3382^2 - 5461^2}{-2 \cdot 3,14 \cdot 5461} = 536 \text{ Гс}$$

Как будет показано в следующем разделе значение намагниченности измеренное с помощью магнитометра:

$$M_s = 440 \text{ Гс для } \text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$$

$$M_s = 473 \text{ Гс для } \text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$$

Для касательного приложения поля к проволоке оцененная из ФМР величина намагниченности согласуется с намагниченностью измеренной на вибрационном магнитометре для модели «Пластина касательная к полю».

Для поперечного приложения поля к проволоке оцененная из ФМР величина намагниченности согласуется с намагниченностью, измеренной на вибрационном магнитометре для модели «Цилиндр поперечный полю».

Обсудим этот результат. На частоте 9,48 ГГц глубина проникновения электромагнитной волны в нашу металлическую проволоку может быть оценена как 1,2 мкм [38].

Скин-слой очень мал по сравнению с диаметром (115 мкм для образца Г5). Таким образом, в резонансном поглощении принимает участие очень тонкий слой на поверхности материала проволоки.

Для касательного приложения поля к проволоке этот слой легко представить в виде свернутой в трубку тонкой пластины. Именно этим и обусловлена применимость модели «Пластина касательная к полю». Отметим, что размагничивающее поле и пластины и проволоки при касательном приложении поля очень мало (равно нулю для бесконечно длинного образца). Для поперечного приложения поля к проволоке эффективное размагничивающее поле, создаваемое цилиндром составляет значительную величину порядка поля магнитной анизотропии формы $2\pi M_s$ и значительно отличается от размагничивающего поля пластины $4\pi M_s$. Поскольку в эксперименте с поперечным приложением поля мы имеем дело именно с эффективным полем создаваемым цилиндром, то оно и определяет условия резонанса поверхностного слоя проволоки для поперечного приложения поля.

3.4 Магнитные свойства сплавов

Намагниченность, измеренная с помощью вибрационного магнитометра, изменяется по-разному в зависимости от угла приложения поля к оси проволоки (рис. 16). Для интерпретации данных ФМР нам важно, что величина поля, в котором мы наблюдаем резонанс, достаточна для насыщения как для касательного, так и для поперечного направления поля. Намагниченность насыщения M_s определяется только химическим составом проволоки. За оценку намагниченности насыщения M_s мы будем принимать величину намагниченности при касательной ориентации поля в поле 5 кЭ, где наблюдается полное техническое насыщение.

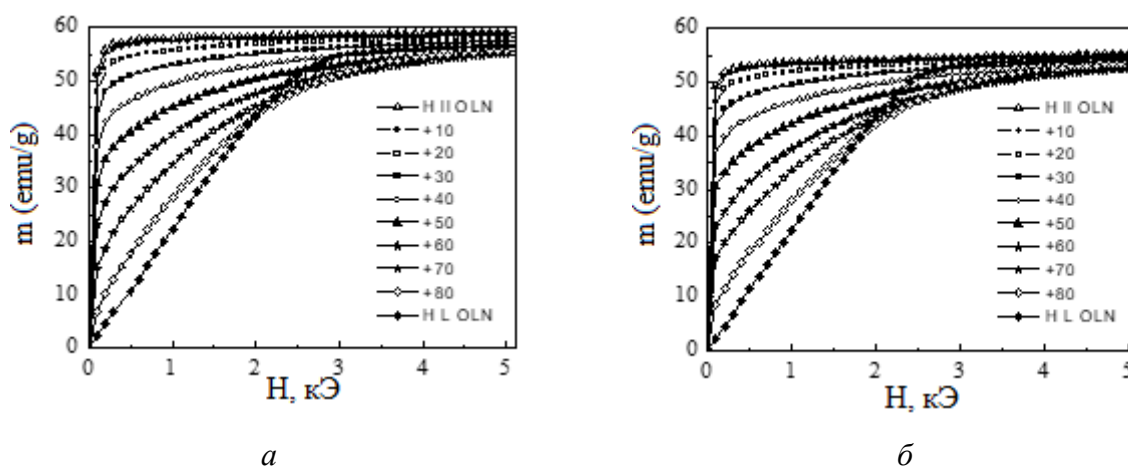


Рисунок 16 – Полевая зависимость намагниченности:

a – $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ и b – $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$

Согласно (рис. 16) намагниченность насыщения в ед emu/g составила $m_s = 57 emu/g$ для Г6, $m_s = 53 emu/g$ для Г5. Пересчитаем эти величины в Гаусах, как $M_s = m_s \cdot \rho$. В итоге получим для образца Г5 $M_s = 440$ Гс, для образца Г6 $M_s = 473$ Гс.

Зависимость $M(T)$ измеренная в данных проволоках при низких температурах (от 4 до 300 К) в поле 20 кЭ хорошо описывается законом Блоха, связывающим уменьшение намагниченности с возбуждением тепловых спиновых волн [37].

$$M_s(T) = M_{s0} (1 - B \cdot f_{3/2}(T/H)T^{3/2} - C f_{5/2}(T/H)T^{5/2}), \quad (34)$$

где $f_{3/2}(T/H)$ и $f_{5/2}(T/H)$ – функции Бозе-Эйнштейна, учитывающие подавление тепловых магнонов внешним полем [38].

Связь коэффициентов B и C из соотношения (32), с константой обменного взаимодействия A задается формулой [37]:

$$A = \frac{k}{8\pi} \left(\frac{M_0}{g\mu_B} \right)^{1/3} \left(\frac{2.612}{B} \right)^{2/3}, \quad (35)$$

где M_0 – намагниченность насыщения;

A – константа обменного взаимодействия;

k – постоянная Больцмана;

B – константа Блоха;

g – g -фактор;

μ_B – магнетон Бора.

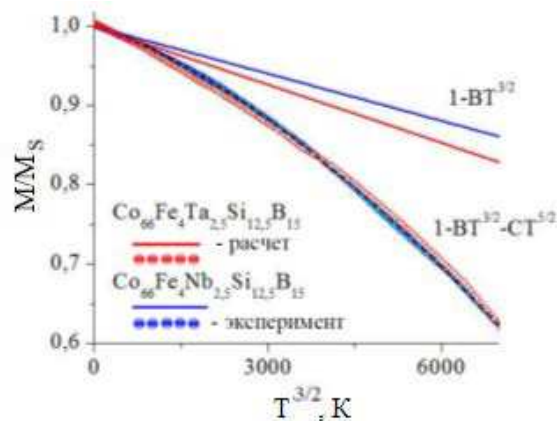


Рисунок 17 – Температурные зависимости намагниченности

Оценены с помощью формулы (35) и параметров V представляющего собой параметр наилучшей подгонки экспериментальной кривой (рис. 17) уравнением (33) составили:

$$\text{Образец Г5 } A = 1,435 \cdot 10^{-6} \text{ эрг/см.}$$

$$\text{Образец Г6 } A = 1,804 \cdot 10^{-6} \text{ эрг/см.}$$

На основании сопоставления этих данных с (табл. 3) видно, что константа обменного взаимодействия ниже для проволоки с меньшим свободным объемом. Этот результат соответствует теоретическим представлениям о влиянии топологического атомного беспорядка на величину константы обменного взаимодействия.

4 Исследование аморфных лент

Исследовано резонансное поглощение СВЧ волн в аморфных лентах FeSiBNbCu различного состава, полученных быстрой закалкой из расплава. Для величины эффективной намагниченности, рассчитанной по величине резонансного поля, наблюдается линейное снижение с ростом концентрации примеси бора, меди, а также суммарного количества атомов немагнитной примеси в лентах сплава FeSiBNbCu на основе железа.

Быстрозакаленные сплавы FeSiBNbCu используются в качестве прекурсоров для приготовления методом частичной кристаллизации материалов семейства файнметов - современных «рекордсменов» среди магнитомягких ферромагнитных систем [39–42]. Данные сплавы на основе железа применяют в качестве магнитопроводов высокочастотных трансформаторов и датчиков слабых магнитных полей и деформаций, магнитных экранов [43, 44]. Исследованию связи структуры и свойств таких систем посвящено значительное количество работ [45–47], но при этом остаются открытыми важнейшие вопросы, связанные с изучением высокочастотной динамики намагниченности [51]. Такие исследования представляются весьма актуальными, поскольку современные скорости обработки информации требуют высоких скоростей срабатывания элементов. Кроме того, известно, что свойства аморфных сплавов во многом определяются их составом [48, 49–52], поэтому исследования зависимости их свойств, при изменении количества какого либо из компонентов сплава, актуальны. В данной работе исследовано резонансное поглощение сверхвысокочастотных (СВЧ) волн в аморфных лентах FeSiBNbCu различного состава, полученных быстрой закалкой из расплава.

4.1 Эксперимент

Кривые поглощения СВЧ изучались на стандартном ЭПР-спектрометре с частотой накачки резонатора 9,2 ГГц при комнатной температуре. Использовался тип резонатора и расположение в нем образца, обеспечивающие нулевое значение электрической компоненты СВЧ поля. Внешнее поле прикладывалось параллельно плоскости ленты. Исследовано три серии лент, отличающихся по составу: $\text{FeCu}_{0,2}\text{Nb}_3\text{Si}_{16,5}\text{B}_6$; $\text{FeCu}_{0,5}\text{Nb}_3\text{Si}_{16,5}\text{B}_6$; $\text{FeCu}_{1,5}\text{Nb}_3\text{Si}_{16,5}\text{B}_6$ (различное содержание меди); $\text{FeCu}_1\text{Nb}_5\text{Si}_{16,5}\text{B}_6$; $\text{FeCu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16}\text{B}_6$; $\text{FeCu}_1\text{Si}_{16}\text{B}_6$ (различное содержание ниобия); $\text{FeCu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13,5}\text{B}_8$; $\text{FeCu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13}\text{B}_{13}$; $\text{FeCu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13,5}\text{B}_9$; $\text{FeCu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13}\text{B}_6$; $\text{FeCu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{14}\text{B}_5$ (различное содержание металлоидов). Измерение намагниченности выполняли на СКВИД магнитометре *MPMS - QuantumDesign*. За величину магнитного момента насыщения принимали магнитный момент во внешнем поле 50 кЭ, которое соответствовало полному техническому насыщению и на несколько порядков превосходило коэрцитивное поле. Рельеф поверхности и толщину ленты контролировали с помощью растрового электронного микроскопа *S5500 Hitachi*.

4.2 Результаты и обсуждение

Дифференциальные спектры поглощения СВЧ поля образцов характеризуются одним пиком, обусловленным ферромагнитным резонансом (ФМР), форма и положение которого различается для разных образцов (рис.17–20). По этому пику определяли основные характеристики резонансного поглощения: ширину линии ΔH и резонансное поле H_r . Мы использовали два различных подхода к определению ΔH и H_r .

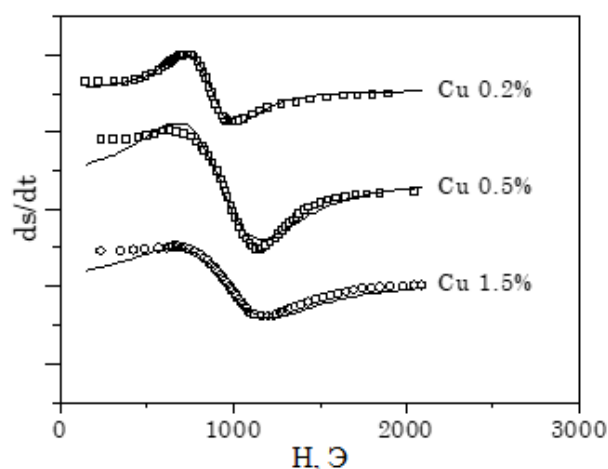


Рисунок 18 – Дифференциальные кривые поглощения СВЧ для лент аморфных сплавов $\text{FeCu}_{0,2}\text{Nb}_3\text{Si}_{16,5}\text{B}_6$; $\text{FeCu}_{0,5}\text{Nb}_3\text{Si}_{16,5}\text{B}_6$; $\text{FeCu}_{1,5}\text{Nb}_3\text{Si}_{16,5}\text{B}_6$ (различное содержание меди). Сплошная линия – подгонка данных производной от функции Лоренца.

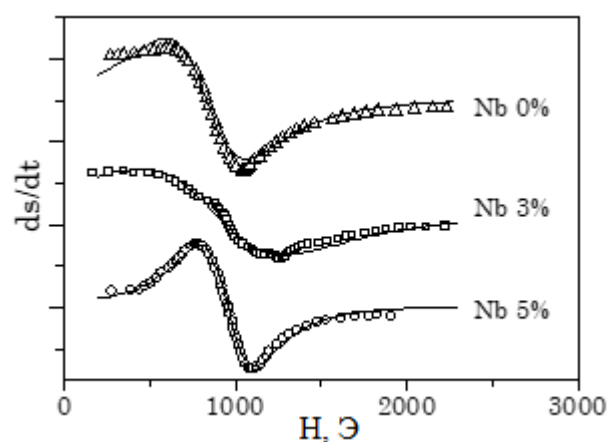


Рисунок 19 – Дифференциальные кривые поглощения СВЧ для лент аморфных сплавов $\text{FeCu}_1\text{Nb}_5\text{Si}_{16,5}\text{B}_6$; $\text{FeCu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16}\text{B}_6$; $\text{FeCu}_1\text{Si}_{16}\text{B}_6$ (различное содержание ниобия).

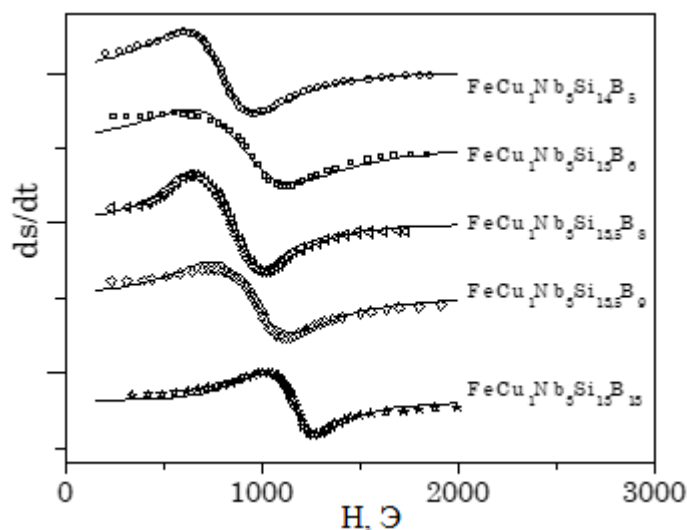


Рисунок 20 – Дифференциальные кривые поглощения СВЧ для лент аморфных сплавов FeCuNbSiB с различным содержанием металлоида

В первом подходе H_r вычислялось как среднее арифметическое между полями минимума и максимума дифференциальной кривой поглощения, а ΔH как разность полей минимума и максимума. Во втором подходе мы описывали экспериментальные кривые производной от функции Лоренца, где ΔH и H_r выступали в качестве параметров обеспечивающих минимальный квадрат отклонения экспериментальных данных от эксперимента. Величины резонансных полей, полученных обоими способами, отличались друг от друга не более чем на 1–3 %, поэтому для дальнейшего мы воспользуемся только параметрами ΔH и H_r , полученными вторым способом (табл. 5). Выбранная геометрия измерений позволяет использовать формулу Киттеля для идеальной бесконечно тонкой ферромагнитной пластины (отношение толщины ленты к длине измеряемого образца $\sim 0,003$) для вычисления эффективной намагниченности M_{eff} из величины H_r :

$$M_{eff} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{(\omega/\gamma)^2 - H_r^2}{H_r} \quad (36)$$

Величина ω/γ в нашем эксперименте составляла 2900 Э.

Таблица 5 – Параметры сплавов FeSiBNbCu с различным содержанием меди. Здесь и в последующих таблицах ошибка определения H_r составляет 20 Э, а ΔH – 10 Э.

Сплав		H, Э	$\Delta H_{ФМР}$, Э
Различное содержание меди	$FeCu_{0,2}Nb_3Si_{16,5}B_6$	870	240
	$FeCu_{0,5}Nb_3Si_{16,5}B_6$	900	520
	$FeCu_{1,5}Nb_3Si_{16,5}B_6$	940	550
Различное содержание ниобия	$FeCu_1Si_{16}B_6$	830	420
	$FeCu_1Nb_3Si_{16}B_6$	810	920
	$FeCu_1Nb_5Si_{16,5}B_6$	950	320
Различное содержание металлоида	$FeCu_1Nb_3Si_{14}B_5$	790	370
	$FeCu_1Nb_3Si_{13}B_6$	840	560
	$FeCu_1Nb_3Si_{13,5}B_8$	830	380
	$FeCu_1Nb_3Si_{13,5}B_9$	930	400
	$FeCu_1Nb_3Si_{13}B_{13}$	1150	220

Линейное снижение эффективной намагниченности, рассчитанной по формуле (34) с ростом концентрации примеси, представленное на (рис. 21), в целом укладывается в представление об аморфных сплавах как твердых растворах с неограниченной растворимостью [39, 41]. Линейная экстраполяция ряда данных (намагниченность в зависимости от суммарного количества атомов примеси) к нулю концентраций дает величину намагниченности около 1700 Гс, что весьма близко к намагниченности чистого ОЦК железа (рис. 20).

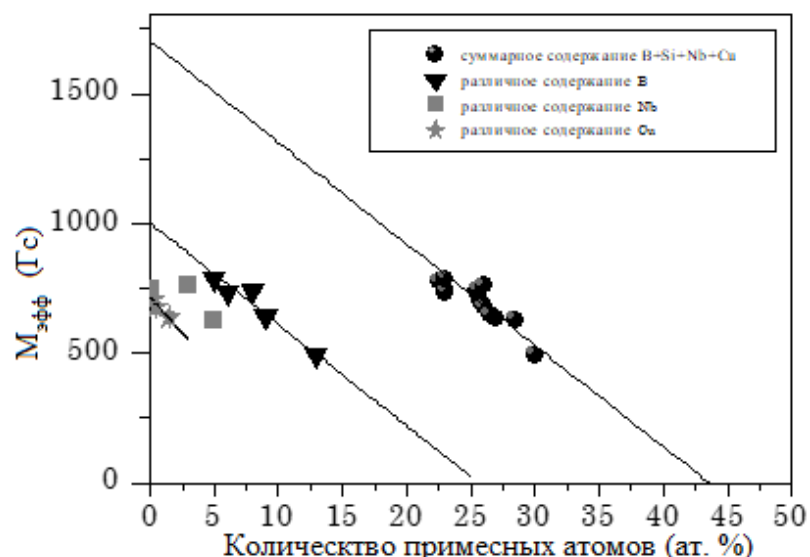


Рисунок 21 – Изменение эффективной намагниченности аморфных сплавов FeSiBNbCu при варьировании различных компонент.

Величина эффективной намагниченности складывается как из спонтанной намагниченности, так и из других вкладов во внутреннее магнитное поле, таких как поле наведенной магнитной анизотропии, размагничивающее поле (источником которого может служить здесь неровность поверхности ленты). Поэтому для сравнения на трех образцах с различным содержанием бора, с помощью вибрационного магнитометра была измерена величина намагниченности насыщения эквивалентной спонтанной намагниченности ленты. Согласно традиционной практике магнитометрических измерений измеряемый образец предварительно взвешивается, в итоге позволяя рассчитать намагниченность в единицах $\text{Гс} \cdot \text{см}^3/\text{г}$ (emu/g). Для сравнения с эффективной намагниченностью, нам было необходимо оценить магнитный момент, приведенный к единице объема (Гс). Поэтому, с помощью сканирующего электронного микроскопа, были также измерены толщина некоторых лент (табл. 6), позволившая в свою очередь оценить их плотность, а затем намагниченность в требуемых единицах. Количественное сопоставление данных по M_s из (табл. 6) и данных по M_{eff} данных на (рис. 20) обнаруживает хорошее их согласие. Небольшое

превышение M_s над M_{eff} (в пределах 10 %) может быть связано с размагничивающими полями, возникающими за счет неровностей поверхности ленты, которые наблюдаются на ее поперечном срезе при наблюдении с помощью растрового электронного микроскопа.

Таблица 6 – Толщина и плотность некоторых лент сплавов FeSiBNbCu.

Состав ленты	Толщина ленты, мкм	Плотность, г/см ³	Намагниченность, Гс
FeCu ₁ Nb ₃ Si ₁₃ B ₁₃	22,0	7,6 ± 0,4	790
FeCu ₁ Nb ₃ Si _{13,5} B ₉	18,0	7,0 ± 0,3	750
FeCu ₁ Nb ₃ Si ₁₃ B ₆	16,5	7,85 ± 0,14	850
FeCu ₁ Nb ₃ Si ₁₃ B ₅	15,0	8,29 ± 0,11	-

Для величины ширины линии поглощения ΔH (табл. 5) заметных трендов от химического состава лент не обнаруживается. Ширина линии достаточно велика и меняется в пределах от 220 до 920 Э. Основной вклад в ширину линии исследуемых лент дает так называемое неоднородное уширение, связанное с неоднородностью локальных параметров ленты (намагниченность, поле магнитной анизотропии) [47, 53–56]. Неоднородность, в свою очередь, может быть связана как с естественными флуктуациями химического состава, так и с технологически наведенными градиентами, такими как градиент механических напряжений в направлении поперечном поверхности ленты. Таким образом, величину ΔH можно использовать для сравнительной оценки таких неоднородностей в различных лентах. Можно отметить, что наиболее узкие линии наблюдаются в сплавах с минимальным содержанием меди и максимальным содержанием бора. Известно, что при кристаллизации аморфных сплавов данного семейства кластеры меди образуются в первую очередь [57].

Таким образом, именно добавка меди вносит определяющий вклад в развитие химической неоднородности сплава на ранних этапах кристаллизации. Примесь бора в данных сплавах играет роль стабилизатора неравновесного аморфного состояния, поэтому можно ожидать, что повышение его концентрации должно приводить к гомогенизации сплава, поскольку предельный беспорядок в пространственном расположении атомов соответствует наибольшей пространственной однородности [39, 41].

Итак, в лентах аморфных сплавов FeSiBNbCu на основе железа методом ферромагнитного резонанса обнаружено линейное снижение намагниченности с ростом концентрации примеси бора, меди, а также суммарного количества атомов примеси. Исследования ширины линии ферромагнитного резонанса указывают на возможные способы управления однородностью сплава при изменении его состава.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1 Показано, что в спектры ферромагнитного резонанса микропроволок $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ (диаметр 165 мкм) и $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ (диаметр 115 мкм) на частоте 9,48 ГГц при приложении поля вдоль проволоки описываются с помощью уравнения Киттеля в рамках модели «Пластина касательная к полю». Для поперечного приложения поля к проволоке оцененная из пика ферромагнитного резонанса величина намагниченности согласуется с намагниченностью, измеренной на вибрационном магнитометре для модели «Цилиндр поперечный полю».

2 На основе измерения плотности и теоретических оценок, определена важная характеристика дефектности аморфного состояния проволок - свободный объем: 5 % для $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ и 8 % для $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$. Показано, что константа обменного взаимодействия выше для проволоки с меньшим свободным объемом.

3 В лентах аморфных сплавов FeSiBNbCu на основе железа методом ферромагнитного резонанса обнаружено линейное снижение намагниченности с ростом концентрации примеси бора, меди, а также суммарного количества атомов примеси. Исследования ширины линии ферромагнитного резонанса указывают на возможные способы управления однородностью сплава при изменении его состава.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1 Глезер А.М., Принципы создания многофункциональных конструкционных материалов нового поколения УФН. / А.М. Глезер 2012. – Т. 182. – № 5. – С. 559
- 2 Золотухин И.В. Аморфные металлические материалы. Воронежский технический университет. / Золотухин И.В. – 1997.
- 3 Зборщик А.М. Новые материалы в металлургии. Донецкий национальный технический университет (конспект лекций). / Зборщик А.М. – 2008
- 4 Голдманн Дж. Аррот А. Магнитные изменения в металлургиию. Магнитные свойства металлов и сплавов. / Дж. Голдманн, А. Аррот – 1961 г.
- 5 Зельдович В.И., Комаров И.Г. Дилатометрические аномалии деформированном железоникелевом сплаве при $\gamma \rightarrow \alpha$ превращениях. / В. И. Зельдович, И. Г. Комаров – 1973 г.
- 6 Кузнецов И.А. Термоэлектрические свойства хромистых сталей после различных термических обработок // физика металлов и металловедения. / И. А. Кузнецов – 1960 г.
- 7 Вайншейн Б.К. Лифшиц Б.Г. Коэрцитивная сила закаленной стали ШХ15. ЖЭТФ. / Б. К. Вайншейн Б. Г. Лифшиц – 1949. – Т. 19 – вып. 8 – С. 871-881.
- 8 Белов К.П. Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках. / К. П. Белов – 1957 – С. 112-117.
- 9 Белов К.П. Магнитные превращения. М.: физматиз. / К. П. Белов – 1959 – С. 259.
- 10 Михеев М.Н. Морозова В.М. Томилов Г.С. и др. Магнитный контроль глубины активного закаленного слоя валков холодной прокатки. Завод лаб. / М. Н. Михеев В. М. Морозова Г. С. Томилов – 1956 – С. 52-56.
- 11 Марголин Ю.М. Сачавский А.Ф. Исследование аустенитных сталей магнитным методом. Завод лаб. / Ю. М. Марголин А. Ф. Сачавский – 1952 – С. 447-452.

13 Еремин Н.И. Решеткина Н.А. Магнитно-металлографический фазовый анализ аустенитных сталей. Физико-механические исследования металлов. М.: Машгиз. / Н. И. Еремин, Н. А. Решеткина – 1953 – С. 58-71.

14 Лашко Н.Ф. Еремин Н.И. Фазовый анализ и структура аустенитных сталей. М.: Машгиз. / Н. Ф. Лашко, Н. И. Еремин – 1957 – С. 235.

15 Преображенский А.А. Магнитные материалы и элементы. М.: Высш. шк., / А. А. Преображенский – 1976. – С. 58-62.

16 Геллер Ю.А. Федюшина М.Н. О применении магнитометаллографического метода определения остаточного аустенита в структуре стали. Завод лаб. / Ю. А. Геллер, М. Н. Федюшина – 1961 – С. 562-565.

17 Лившиц Б.Г. Физические свойства сплавов. М.: Metallurgizdat, / Б. Г. Лившиц – 1946. – 223 с.

18 Кузнецов А.А. Метод определения малых количеств остаточного аустенита в сталях. Завод лаб. / А. А. Кузнецов – 1938 – № 4 – С. 437-440.

19 Медведев Ю.С. Томилина Т.Д. Исследование стабильности аустенита нержавеющей стали прибором пондеромоторного действия. / Ю. С. Медведев, Т. Д. Томилина – 1963 – № 3 – С. 314.

20 Белоус М.В. Васильев М.А. Черепин В.Т. Магнитометр для изучения быстро протекающих процессов. / М. В. Белоус, М.А. Васильев, В.Т. Черепин – 1966 – № 3 – С. 370-371.

21 Солодикин В.И. Белоус Ю.В. Коледва Т.Н. Сидаш И.В. Исследование измерений намагниченности ферромагнитных материалов дифференциальным методом. / В. И. Солодикин, Ю.В. Белоус, Т. Н. Коледва И. В. Сидаш – 1969 – № 9 – С.1088.

22 Апаев Б. А. Краев А. П. Магнитометрическая установка МАГ-81БА с повышенной чувствительностью измерительной схемы и автоматической показаний. / Б. А. Апаев, А. П. Краев – 1983 – № 5 – С.33-35.

23 Пермяков В.Г. Белоус М.В. О магнитном методе количественного карбидного анализа углеродистых сталей. Физики металлов и металловедения. / В. Г. Пермяков М. В. Белоус – 1960 – Т. 10 – вып. 2 – С. 317-320.

24 Кузнецов И.А. Шабалина Е.Ф. Руководство к лабораторным занятиям по магнитным измерениям и магнитному структурному анализу. Свердловск: Урал. Ун-т, / И. А. Кузнецов, Е. Ф. Шабалина – 1966 – С. 160.

25 Petzuch M. Stierstandt K. Die Temperaturabhängigkeit des inneren Entmagnetisierungs-factor von Nickel. Ztschr. Angew. Phys. / M. Petzuch, K. Stierstandt – 1967 – Bd. 22 – S. 484-486.

26 Парфенов В.В. Исследование коммутационных кривых намагничивания сталей в области высоких магнитных полей. Физика металлов и металловедение. / В. В. Парфенов 1955 – Т. 1 – вып. 3 – С. 434-440.

27 Акулов Н.С. Ферромагнетизм. М.; Л.; Гостехтеоретиздат, / Н. С. Акулов – 1939 – С. 187.

28 Brown W.F. Theory of the magnetic saturation. Phys. Rev. / W.F. Brown – 1940. Vol. 58. P. 736-743.

29 Neel L. La loi d'approche en a:Н et une nouvelle theorie de la duretemagnetique. J. phys. Rad. / L. Neel – 1948 – Vol 9 – P. 184-192.

30 Ульянов А. И. Файзуллин. Р. Г. Загайнов А. В. Магнитная восприимчивость спеченной стали 30НМ в области сильных магнитных полей. порошковая металлургия. / А. И. Ульянов, Р. Г. Файзуллин. А. В. Загайнов. – 1987 – № 6 – С. 83-86.

31 Янус Р.И. Магнитная дефектоскопия. М.: Л.: ОГИЗ. / Р.И. Янус – 1946 – 171 с.

32 Баранов С.А., Бержанский В.Н., Зотов С.К. и др. Ферромагнитный резонанс в аморфных магнитных проводках. ФММ. / С. А. Баранов, В. Н. Бержанский, С. К. Зотов 1989. Т.67. В. 1. С. 73–78.

33 Баранов С.А. Оценка распределения остаточных напряжений в жиле аморфного микро-провода. Металловедение и термическая обработка материалов / С.А. Баранов – 2001 – № 4 – С. 34–35.

34 Баранов С.А. Остаточные напряжения в жиле аморфного микропровода. Металловедение и термическая обработка материалов. / С. А. Баранов – 2003 – № 7 – С. 38–40.

- 35 Мишин Д.Д. Магнитные материалы. М.: Высш. шк. / Д. Д. Мишин – 1991. – 184 С.
- 36 Dmitrieva N.V., Lukshina V.A., Filippov B.N., Potapov A.P. Thermal stability of magnetic properties of nanocrystalline $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{88}\text{Hf}_4\text{Mo}_2\text{Zr}_1\text{B}_4\text{Cu}_1$ alloy with induced magnetic anisotropy. *Physics of Metals and Metallography.* / N. V. Dmitrieva, V. A. Lukshina, B. N. Filippov, A.P. Potapov – 2016 – V.117. – P. 976-981.
- 37 Pokorny J., Kraus L. GMI effect in amorphous wires with creep-induced magnetic anisotropy. *Sens. Act. J.* / Pokorny, L. Kraus – 1997 – V. 59 – P. 65-69.
- 38 Моисеев Н. В. Диссертация / Н. В. Моисеев – 1998.
39. McHenry M.E., Willard M.A., Laughlin D.E. Amorphous and nanocrystalline materials for applications as soft magnets. / M. E. McHenry, M. A. Willard, D. E. Laughlin – 1999 – Vol. 44 – № 4 – P. 291–433.
40. Глезер А.М. Аморфные сплавы: вчера, сегодня, завтра. *Известия РАН. Серия физическая.* / А.М. Глезер – 2001 – Vol. 65 – № 10 – P. 1382.
41. O’Handley R.C. *Physics of ferromagnetic amorphous alloys* / R. C. O’Handley 1987 – Vol. 62 – № 10 – P. R15–R49.
42. Herzer G. Modern soft magnets: Amorphous and nanocrystalline materials. *Acta Mater.* / G. Herzer – 2013 – Vol. 61 – № 3 – P. 718–734.
43. Rodionova V. The stress components effect on the Fe-based microwires magnetostatic and magnetostrictive properties / V. Rodionova 2017 – Vol. 422 – P. 216–220.
44. Zhukova V. Tailoring of magnetoimpedance effect and magnetic softness of Fe-rich glass-coated microwires by stress- annealing / V. Zhukova 2018 – Vol. 8 – № 1 – P. 3202.
45. Мушников Н. В. Магнитные свойства и структура нанокристаллических сплавов типа Файнмет с различным содержанием железа. *Физика металлов и металловедение.* / Н. В. Мушников – 2015 – Vol. 116 – № 7 – P. 701–708.
46. Herzer G. Soft magnetic nanocrystalline materials *Scr. Metall. Mater.* / G.

Herzer – 1995 – Vol. 33 – № 10–11 – P. 1741–1756.

47. Комогорцев С. В. Особенности ферромагнитного резонанса нанокристаллических сплавов $\text{Fe}_{73.5}\text{CuNb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ Физикатвердого тела. / С. В. Комогорцев – 2010 – Vol. 52 – № 11 – P. 2143–2146.

48. Rubinstein M., Harris V. G., Lubitz P. Ferromagnetic resonance in nanocrystalline $\text{Fe}_{73.5}\text{CuNb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ (Finemet). J. Magn. Magn. Mater. M. Rubinstein, V. G. Harris, P. Lubitz – 2001 – Vol. 234 – № 2 – P. 306–312.

49. Котвицкий А.Н. Влияние отжига на магнитные характеристики спиннингованных лент на основе железа. Известия Российской академии наук. Серия физическая / Котвицкий А.Н. – 2015 – Vol. 79 – № 6 – P. 795–799.

50. Ильин Н. В. Влияние состава на процессы структурной релаксации аморфных сплавов на основе железа, “Известия Российской академии наук. Серия физическая” Известия Российской академии наук. Н. В. Ильин – 2017 – № 3 – P. 415–418.

51. Kraynova G. Features of magnetic state of Fe-based melt-spun alloys upon heating 2015 IEEE Magnetics Conference (INTERMAG). IEEE, G. Kraynova – 2015. – P.1-1.

52. Котвицкий А. Н. Изменение магнитных характеристик аморфных металлических сплавов как индикатор структурных преобразований / А. Н. Котвицкий – 2013 – Vol. 77 – № 10 – P. 1395–1399.

53. Шефтель Е. Н. Исследование магнитных свойств и параметров магнитной структуры нанокристаллических пленок $\text{Fe}_{79}\text{Zr}_{10}\text{N}_{11}$. / Е. Н. Шефтель – 2010 – Vol. 74 – № 10 – P. 1510–1512.

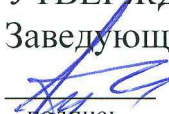
54. Сидоренко П.К., Шефтель Е.Н., Комогорцев С.В. Исследование магнитных свойств и параметров магнитной структуры нанокристаллических плёнок $\text{Fe}_{79}\text{Zr}_{10}\text{N}_{11}$. Перспективные материалы. / П. К. Сидоренко., Е. Н. Шефтель, С. В. Комогорцев – 2010 – № 9 – P. 224–227.

55. Исхаков Р. С. Ферромагнитный резонанс и магнитная микроструктура в пленках нанокompозитов $\text{Co}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$, $(\text{CoFeB})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ / Р. С. Исхаков – 2010 – Vol. 52 – № 11 – P. 2120–2123.

56. Komogortsev S. V. Random Magnetic Anisotropy and Ferromagnetic Resonance in Nanocrystalline Alloy $\text{Fe}_{73.5}\text{CuNb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ / S. V. Komogortsev – 2011 – Vol. 168–169 – P. 365–368.

57. Hono K. Microstructures of $\text{Fe}_{73.5}\text{Si}_{13.5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ nanocrystalline soft magnetic material investigated by APFIM and HRTEM / K Hono – 1992. – Vol. 266 – № 1–3 – P. 385–390.

Федеральное государственное автономное
Образовательное учреждение
Высшего образования
«СИБИРСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»
Политехнический институт
Кафедра «Материаловедения и технологии обработки материалов»

УТВЕРЖДАЮ
Заведующий кафедрой

В.И. Темных
подпись
« ____ » _____ 2019 г.

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

Направление 22.03.01 Материаловедение и технология материалов

Магнитоструктурные исследования лент и проволок аморфных сплавов

Научный руководитель


подпись, дата

С.В. Комогорцев

Выпускник


подпись, дата

М.С. Дмитриев

Нормоконтролер


подпись, дата

Л.А. Свечникова

Красноярск 2019