

**Ижевский государственный технический университет**

На правах рукописи

УДК 621.318.1, 53.082.78

**Каримова Гульсина Витальевна**

**БИСТАБИЛЬНЫЙ ЛИТОЙ АМОΡФНЫЙ МИКРОПРОВОД  
ИЗ Fe-, Fe-Co – СПЛАВОВ В СТЕКЛЯННОЙ ОБОЛОЧКЕ  
И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ В МАГНИТОМЕТРИИ**

Специальность:

01.04.01 – Приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор технических наук, профессор  
Ломаев Г.В.

ИЖЕВСК – 2006

## СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. БИСТАБИЛЬНЫЕ АМОΡФНЫЕ ФЕРРОМАГНЕТИКИ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ	11
1.1. Бистабильные ферромагнетики	13
1.2. Условия существования БСБ	22
1.3. Динамические механизмы переключения бистабильных ферромагнетиков	28
1.4. Влияние химического состава и термообработки	33
1.5. Применение бистабильных аморфных ферромагнетиков	40
ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 1	46
ГЛАВА 2. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ОБРАЗЦОВ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ	49
2.1. Получение бистабильного аморфного микропровода по технологии Улитовского – Тейлора.	49
2.2. Изготовление образцов	54
2.3. Методы и методики исследования	60
2.3.1. Оптические исследования	60
2.3.2. Магнитометрические исследования	64
2.4. Анализ погрешностей измерения и способы их устранения при исследовании БСБ индукционным методом	73
ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 2	81
ГЛАВА 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ БИСТАБИЛЬНЫХ СЕРДЕЧНИКОВ	84
3.1. Создание бистабильных свойств в ЛАМСО	84
3.1.1. Введение	84
3.1.2. Распределение остаточных напряжений в ЛАМСО	90
3.2. Влияние термообработки на поле старта	96
3.3. Исследование флуктуаций поля старта	97

	3
3.4. Динамика переключения бистабильных ферромагнетиков	106
3.4.1. Результаты экспериментальных исследований	106
3.4.2. Ферромагнетики с 4-х стабильным магнитным состоянием	116
3.4.3. Математические модели, объясняющие механизмы переключения	118
ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 3	121
ГЛАВА 4. АНАЛИЗ ПЕРСПЕКТИВ СОЗДАНИЯ УСТРОЙСТВ НА БАЗЕ БИСТАБИЛЬНОГО ЛАМСО	123
4.1. Магнитный компаратор на основе бистабильного ЛАМСО	123
4.1.1. Конструкции магнитных компараторов и устройств на их основе	123
4.1.2. Принципы измерения магнитных полей	125
4.1.3. Анализ источников погрешностей измерения	127
4.2. Сравнительный анализ характеристик преобразователей магнитного поля	131
4.3. Магнитометр для обнаружения магнитопатогенных зон	136
4.3.1. Нормативные требования к проектированию магнитометра	136
4.3.2. Трехкомпонентный измеритель геомагнитного поля ИГМП-3к	138
4.4. Калибровка ИГМП-3к	141
4.4.1. Временные и пространственные изменения поля Земли	142
4.4.2. Методика калибровки	147
4.4.3. Пример калибровки магнитометра ИГМП-3к	149
ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 4	151
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	152
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	154
ПРИЛОЖЕНИЯ	170

## ВВЕДЕНИЕ

С повышением требований к параметрам и эксплуатационным характеристикам современных измерительных приборов возникла потребность в новых преобразователях магнитного поля. Успехи в этой области непосредственным образом связаны с созданием новых материалов. Наиболее перспективными в этом отношении стали бистабильные ферромагнетики, перемагничивающиеся одним большим скачком Баркгаузена (БСБ).

Первоначально понятие бистабильных ферромагнетиков связывали только с классом поликристаллических материалов, наиболее ярким представителем которых является проволока Виганда, названная так по имени ее изобретателя. Позже Нуралиевой Р.Д. стали проводиться исследования по созданию сердечников, аналогичных по выходным проявлениям проволоке Виганда, на базе композиционных материалов.

Создание совершенно новых материалов – аморфных сплавов, обладающих уникальными свойствами – открыло новые возможности для практического приложения бистабильных элементов.

В настоящее время бистабильные аморфные сердечники нашли широкое применение в разнообразных устройствах автоматики и измерительной техники. Однако интерес к ним не исчерпывается практической значимостью. Нужно отметить, что изучение свойств, процессов формирования бистабильности в аморфных ферромагнетиках (АФ) вносит немалый вклад в теорию ферромагнетизма и науку о металлах в целом. Исчерпывающие сведения об использовании БСБ в физических экспериментах содержатся в обобщающих монографиях по ферромагнетизму [1-3].

Впервые наличие ферромагнитных свойств в аморфных структурах наблюдал Бреннер [4] в полученной электролитическим осаждением аморфной

пленке Co-P. Позже было разработано большое число методов получения аморфных сплавов и изучены условия их аморфизации [4-10 и др.].

Исследование вопросов формирования магнитной бистабильности в аморфных и кристаллических материалах показало, что их механизмы аналогичны. Условия ее осуществления сводятся к созданию в образце одноосной магнитоупругой анизотропии. Для аморфных проволок эта задача решается довольно просто. Путем подбора химического состава, режима обработки или технологии изготовления можно легко достичь необходимых для получения бистабильности условий.

В направлении исследования магнитных свойств аморфных сплавов и процессов их перемагничивания известны работы следующих авторов: Жукова А.П., Пономарева Б.К. (аморфные проволоки и микропровода) [11-16], Шулики В.В., Лаврентьева А.Г., Потапова А.П. [17-20], Шалыгиной Е.Е. [21] (аморфные ленты).

Литой аморфный микропровод в стеклянной оболочке (ЛАМСО), полученный по модифицированной технологии Улитовского-Тейлора, приобретает бистабильность в процессе изготовления. В этой технологии используются высокие скорости охлаждения  $10^5$ - $10^7$  К/с, что достаточно для «замораживания» аморфной структуры (т.е. атомы металлов не успевают организовать упорядоченную кристаллическую структуру).

Обычно основу ЛАМСО составляют системы Co-Fe-металлоиды, Со-металлоиды, Fe-металлоиды. Магнитная бистабильность достигается в материалах с большим процентным содержанием железа, т.е. в материалах с положительной магнитострикцией. Отличительной характеристикой этого материала является возможность получения образцов с низкой коэрцитивностью ( $<70$  А/м), что имеет огромное значение для разработки чувствительных датчиков магнитного поля.

Области применения бистабильных элементов в настоящее время обрисованы достаточно ярко и проиллюстрированы в работах Виганда,

Раушера, Нуралиевой и др. по кристаллическим ферромагнетикам и в работах Мори, Хернандо, Вазкуеса и др. по аморфным ферромагнетикам. Детальный обзор применений ферромагнетиков с БСБ дан в статьях Розенблата М.А. [22, 23].

Результаты исследований свойств ЛАМСО представлены в работах М. Vazquez, С.А. Баранова, Паниной Л.В. [24-33]. Однако остаются не изученными вопросы влияния различных факторов на механизмы перемагничивания и параметры БСБ в литом аморфном микропроводе, раскрытие которых позволит улучшить характеристики элементов на их основе и расширить области применения.

Цель диссертационной работы – изучить механизмы и динамику переключения бистабильных ферромагнетиков из *Fe*-, *Fe-Co*-сплавов, полученных по технологии Улитовского-Тейлора, и оценить перспективы их использования в магнитометрических устройствах.

Решались следующие задачи:

1. анализ и отбор сплавов ЛАМСО, у которых бистабильные магнитные свойства достигаются путем создания наведенной магнитной анизотропии за счет внутренних напряжений литья;
2. изучение распределения внутренних напряжений в металлической жиле и их связи с параметрами БСБ (поле старта, его флуктуации, механизмы и динамика переключения);
3. создание и исследование различных условий для зародышеобразования, их влияние на параметры БСБ;
4. исследование механизмов переключения ферромагнетиков с 2-х и 4-х стабильными состояниями за цикл перемагничивания;
5. разработка принципов работы средств магнитометрической техники (магнитные компараторы, магнитометры, магнитометрические стенды и т.п.) с использованием ферромагнетиков с БСБ.

### Научная новизна

Установлено, что бистабильность свойств ЛАМСО может быть получена в сплавах на основе железа и кобальта с положительной магнитострикцией и разницей коэффициентов термического расширения стекла и металла и определены такие сплавы:  $(Co_{92}Fe_8)_{63}Ni_{10}B_{16}Si_{11}$ ,  $Co_{18,8}Fe_{71,8}B_3Si_{6,8}$ ,  $Fe_{81,6}Mn_{9,3}B_{1,8}Si_6C_{1,3}$ .

Разработан способ уменьшения величины поля старта и его флуктуаций в бистабильных ЛАМСО из Fe-, Fe-Co-сплавов путем ослабления и перераспределения внутренних напряжений в результате частичного или полного стравливания стеклянной оболочки.

Разработан способ управления процессом зародышеобразования, заключающийся в формировании областей их локализации путем химической обработки торцов микропровода.

Зарегистрированы с помощью индукционного метода два вида импульсов ЭДС – релаксационный и акселерационный, которые свидетельствуют о наличии двух механизмов переключения БСБ. Предложена феноменологическая модель, объясняющая данный факт. При переходе от релаксационного механизма к акселерационному поле старта возрастает в 2-3 раза, а флуктуации уменьшаются 1,5-2 раза.

Впервые обнаружены ферромагнетики с 4-х стабильными (за цикл перемагничивания) состояниями и предложена модель, объясняющая появление этого состояния из бистабильного.

Разработаны алгоритмы построения экономичных магнитометров класса точности 2,5. Предложено использовать для калибровки магнитное поле Земли. С использованием бюллетеня ИЗМИРАН погрешность калибровки может быть уменьшена с 2,6% до 0,6%.

Практическая значимость работы заключается в том, что по результатам проведенных исследований разработана технология изготовления сердечников из литого аморфного микропровода в стеклянной оболочке с низким полем

старта и малыми флуктуациями. Предложены методы уменьшения погрешностей, вызванные неоднородностью магнитного поля в катушках преобразователей и взаимным влиянием полей рассеяния двух бистабильных сердечников. Разработаны образцы экономичных магнитометров для обеспечения требований СанПиНа 2.2.4.1191-03 и предложена методика калибровки магнитометров с использованием магнитного поля Земли.

#### Апробация работы

Результаты работы докладывались и обсуждались на 32<sup>nd</sup> International Conference and NDT Technique Exposition «Defectoscopy 2002» (Liberec, Czech Republic, November 19-21, 2002); Четвертой международной научно-технической конференции «ИКИ-2003» (Барнаул, 19-21 мая 2003); V международной научно-технической школе-семинаре «Эффект Баркгаузена и аналогичные физические явления» (Ижевск, 22-26 ноября 2004); Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2005» (Москва, 13 апреля 2005); Первой международной научно-практической конференции «Исследования, разработка и применение высоких технологий в промышленности» (Санкт-Петербург, 20 мая – 2 июня 2005); XVII Российской научно-технической конференции «Неразрушающий контроль и диагностика» (Екатеринбург, 5-11 сентября 2005); Межрегиональной научно-практической конференции «Реализация стратегии устойчивого развития города Ижевска, опыт и проблемы» (Ижевск, 28 сентября 2005); 3-й научно-технической конференции «Приборостроение в XXI веке. Интеграция науки, образования и производства» (Ижевск, 14-15 апреля 2006).

Публикации. Основное содержание диссертации изложено в 12 печатных работах.

#### Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка цитируемой литературы. Работа изложена на 175 с., содержит 68 рисунков и 12 таблиц. Список использованной литературы включает 163 наименований отечественных и зарубежных авторов.

#### Содержание диссертации

В первой главе представлен обзор данных по экспериментальному и теоретическому исследованию магнитных свойств аморфных сплавов. Описаны условия создания бистабильных свойств. Изложены характерные особенности аморфных ферромагнетиков, влияние состава и термообработки на магнитные свойства. Представлены традиционные взгляды на механизмы перемагничивания и динамическая модель СБ, особое внимание при этом уделено физической сущности функции, описывающей ГПР. Рассмотрены примеры применения бистабильных ферромагнетиков, в том числе и аморфных.

Вторая глава посвящена описанию технологии изготовления, физических свойств, критериев отбора и методов изготовления образцов. Исследования проводились на специально созданной магнитометрической аппаратуре, позволяющей исследовать динамику переключения индукционным методом. Контроль внешнего вида образцов (оболочки, торцов микропровода) осуществлялся с помощью микроскопа ИНФРАМ-И. Достаточное внимание уделено анализу погрешностей измерения и методам их устранения. При изготовлении образцов особый акцент сделан на разработке технологии раздельного травливания стеклянной оболочки или металлической жилы, что позволило тщательнее изучить процессы переключения бистабильных ферромагнетиков

В третьей главе изложены результаты экспериментального исследования процесса переключения бистабильных элементов из ЛАМСО. Приводятся сведения о влиянии на параметры БСБ геометрических размеров образцов. Предпринята попытка построения феноменологической модели двух механизмов БСБ. Показаны зависимости параметров БСБ и их флуктуаций от параметров перемещающего поля – амплитуды и частоты. Приводятся данные по влиянию термообработки на поле старта аморфного микропровода. Исследовано влияние дефектов стеклянной оболочки, и состояния торцов образца на стабильность поля старта. Рассмотрены технологические факторы, повышающие технические характеристики бистабильных элементов.

В четвертой главе оцениваются возможности применения ферромагнетиков из ЛАМСО для измерения магнитных полей (магнитный компаратор, магнитометр). Исследуются технические характеристики и принципы построения устройств. Основой магнитометрических устройств является магнитный компаратор (МК). Для оценки конкурентоспособности МК на основе бистабильного микропровода проведен сравнительный анализ его характеристик с наиболее распространенными измерительными преобразователями магнитного поля. Предложены экономичные принципы измерения гипомангнитного поля для построения магнитометров на базе МК и разработан способ их оперативной калибровки. Основной задачей при разработке принципов измерений являлась минимизация тока потребления. Ряд принципов построения магнитометрических устройств доведен до стадии эскизного проекта: трехкомпонентный датчик, магнитометр ИГМП-3к и другие.

## ГЛАВА 1. БИСТАБИЛЬНЫЕ АМОΡФНЫЕ ФЕРРОМАГНЕТИКИ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

Открытие аморфных металлов внесло большой вклад в науку о металлах, существенно изменив представления о них. Оказалось, что аморфные металлы разительно отличаются по своим свойствам от металлических кристаллов, для которых характерно упорядоченное расположение атомов. Формирование аморфной структуры металлов и сплавов приводит к фундаментальным изменениям магнитных, электрических, механических, сверхпроводящих и других свойств. Некоторые из них оказались очень интересными как для науки, так и для практики. Ценность многих свойств аморфных материалов еще не раскрыта полностью. Особого внимания заслуживают аморфные ферромагнетики, в которых возможно широкое сочетание магнитных, электрических и механических свойств.

Долгое время существовало мнение, что ферромагнетизм, т.е. параллельное упорядочение магнитных моментов присуще только кристаллическим структурам. Однако в 1947 г. Бреннер [4] наблюдал явление ферромагнетизма в полученной электролитическим осаждением аморфной пленке Со-Р. Позже в 1960 году А. И. Губанов [5] теоретически показал, что поскольку ферромагнетизм обусловлен в основном обменным взаимодействием между ближайшими соседями, то наличие строгой периодичности в расположении атомов не является обязательным условием возникновения магнитного упорядочения. Предположив, что в аморфном сплаве имеется лишь один тип магнитных атомов, А. И. Губанов доказал возможность магнитного упорядочения и в аморфных материалах, и в жидкостях.

В настоящее время аморфные ферромагнетики нашли широкое применение в промышленности. Разработаны технологии получения, позволяющие изготавливать образцы разного вида: ленты, проволоки и микропровода с заданными физическими свойствами и геометрическими размерами. Свойства аморфных металлов формируются под воздействием многообразных факто-

ров, которые необходимо учитывать при разработке материалов для практического использования, и в первую очередь это относится к технологическим факторам. О важности этих факторов свидетельствует хотя бы то обстоятельство, что в ходе технического прогресса выделились соответствующие отрасли науки и техники.

К главным технологическим аспектам, контролирующим свойства аморфных сплавов, следует отнести: условия охлаждения при изготовлении (в частности, важна скорость охлаждения), химический состав сплава, механическая обработка (деформация), термическая обработка и воздействие внешней среды.

Существенным отличием аморфных сплавов от кристаллических является необходимость проведения быстрого охлаждения при их производстве, поскольку аморфизация достигается только при наличии необходимых для этого условий, главным из которых является скорость охлаждения. Кроме того, аморфная структура является термодинамически неравновесной и поэтому более чем кристаллическая чувствительна к таким внешним воздействиям, как температура, давление и деформация. При этом нужно учитывать, что в аморфных сплавах отсутствуют такие дефекты, присущие кристаллическим металлам, как примеси, сегрегации, дендритная неоднородность, границы зерен, поэтому микроскопические изменения атомных конфигураций в аморфных сплавах (структурная релаксация, изменение ближнего порядка и т.д.) и кристаллизация (фазовое расслоение и выделение кристаллических фаз) довольно сильно отражается на свойствах.

В данной главе анализируются некоторые из факторов, влияющих на магнитные свойства аморфных ферромагнитных сплавов, описываются процессы, происходящие при перемагничивании аморфных ферромагнетиков, и приводятся примеры их применения.

## 1.1. Бистабильные ферромагнетики

Из всех магнитных аморфных сплавов можно выделить особый класс материалов, обладающих бистабильными свойствами. Бистабильные аморфные ферромагнетики характеризуются двумя скачками намагниченности за один цикл перемагничивания. Эти скачки намагниченности называют большими скачками Баркгаузена (БСБ). Благодаря этой особенности перемагничивания бистабильные сердечники к настоящему времени нашли широкое применение в разнообразных устройствах автоматики и измерительной техники. Однако интерес к формированию бистабильных магнитных свойств в ферромагнетиках далеко не исчерпывается практической значимостью. Эти материалы являются наилучшими объектами для исследования процессов перемагничивания.

Начало широкого применения ферромагнетиков с БСБ для построения магнитных датчиков связано с созданием проволоки Виганда, названной так по имени ее изобретателя [34-36].

Изготовление проволоки Виганда сводится к созданию в образце двух областей: одной – с высокой (магнито жесткой), а второй – с низкой (магнито мягкой) коэрцитивными силами, причем такими, чтобы поле размагничивания  $H_p$  не размагничивало первую область и перемагничивало вторую. При этом БСБ, которым перемагничивается проволока Виганда, обусловлен переключением (изменением направления намагниченности) почти идеального одиночного магнитного домена, растянутого вдоль оси проволоки в ее сердцевине. Конфигурация стенок, разделяющих домены может быть различной, и в настоящее время известна реализация плоской и цилиндрической доменных стенок [37-41].

Образцы проволоки Виганда изготавливаются обычно длиной 7–40 мм и диаметром 0,25 мм. В качестве материала проволоки используют сплавы:  $Ni_{70}Cr_4Fe_{26}$ ,  $Ni_{52}Fe_{48}$ ,  $Ni_{72}Fe_{28}$ ,  $Co_{52}Fe_{38}V_{10}$ .

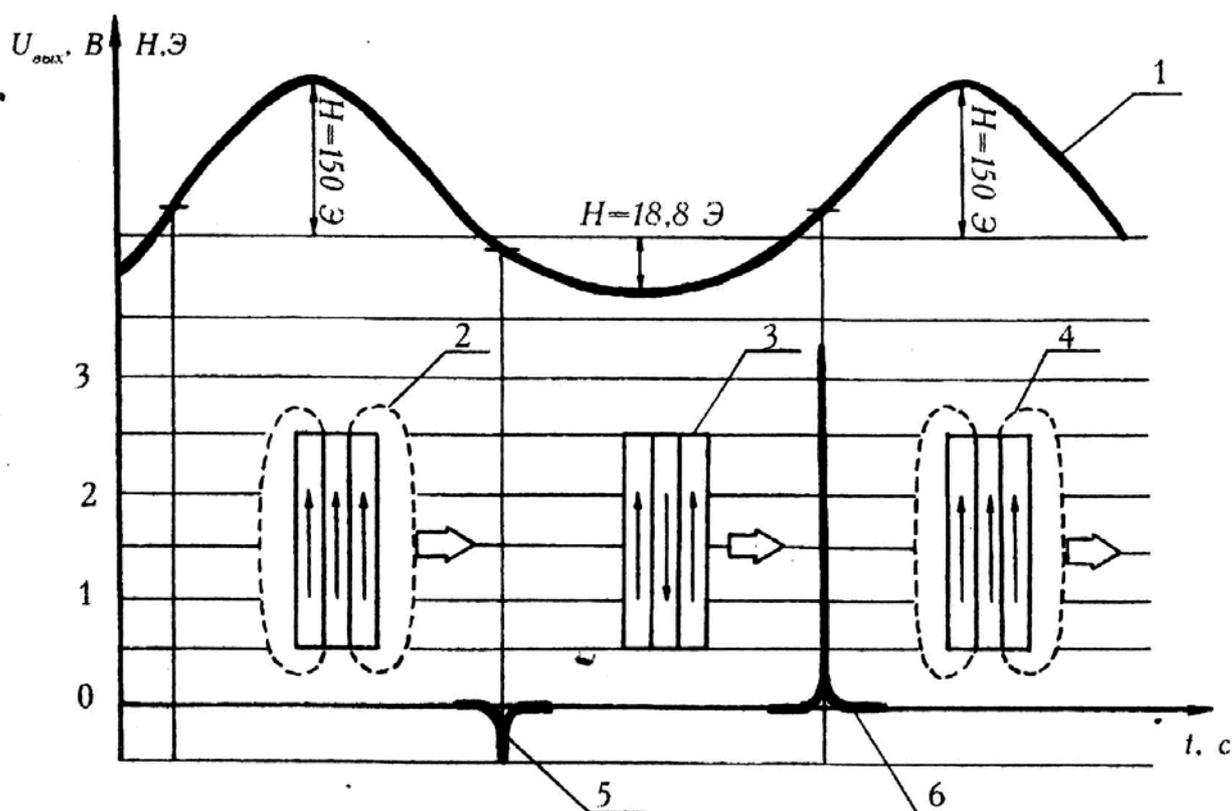


Рис. 1.1. Схема работы датчика Виганда в асимметричном режиме: 1 – изменение напряженности внешнего магнитного поля в зависимости от времени; 2, 3, 4 – состояние намагниченности проволоки; 5, 6 – импульсы напряжения.

Характерным для проволоки Виганда является требование асимметричности перемагничивающего поля. В случае симметричного перемагничивания проволоки БСБ не наблюдается [42]. Схема переключения проволоки Виганда в асимметричном режиме изображена на рис.1.1, б. Из рис. 1.1 видно что, пока проволока находится в сильном магнитном поле, ее оболочка и сердцевина намагничены в одном направлении, а размагничивающее поле проволоки проходит через внешнее пространство. Когда на проволоку действует поле противоположного знака, по величине достаточное только для перемагничивания магнитомягкой сердцевины, намагниченность сердцевины меняет направление, а размагничивающее поле замыкается через проволоку. Процесс “отрыва” намагниченности сердцевины от намагниченности оболочки довольно медленный, поэтому импульс напряжения, возникающий в измерительной катушке, имеет малую амплитуду. В следующий период дей-

ствия сильного поля прежнего направления сердцевина перемагничивается в направлении намагниченности оболочки. Процесс “притягивания” намагниченности сердцевинны к оболочке происходит скачком, при этом размагничивающее поле проволоки снова замыкается через внешнее пространство и в измерительной катушке наводится импульс напряжения, достигающий 3,0–3,5 мВ/виток.

Композиционная проволока с двумя различными по химическому составу слоями [42, 43] – магнитомягкой сердцевинной ( $Ni_{47}Fe_{53}$ ) и магнитоже-сткой оболочкой ( $Co_{40}Fe_{49}V_2$ ) не требует асимметричного режима перемагни-чивания и в тоже время не уступает по уровню выходного сигнала проволоке Виганда. При стабилизации доменной структуры композиционной проволоки постоянным магнитом [42] амплитуда импульса ЭДС достигает 5 мВ/виток и 2,5 мВ/виток для проволок длиной 60 и 30 мм соответственно. В сравнении с проволокой Виганда, стабилизированная постоянным магнитом композици-онная проволока имеет постоянный уровень сигнала в широком диапазоне амплитуд перемагничивающего поля (рис.1.2).

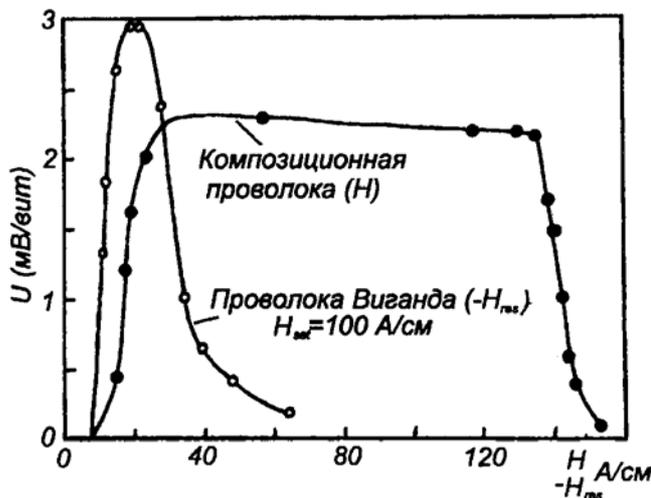


Рис. 1.2. Зависимость амплитуды импульса напряжения от БСБ от прикладываемого биполярного магнитного поля  $H$  и поля возврата  $H_{res}$  для композиционной проволоки и проволоки Виганда.

Диапазон поля ограничивается с одной стороны полем переключения (коэрцитивностью) магнитомягкой сердцевинны, с другой – коэрцитивностью применяемого постоянного магнита. Верхний предел диапазона может быть увеличен до 400 А/см при использовании  $Cr-Co-Fe$  магнитов.

Отечественным аналогом проволоки Виганда является композиционная проволока из материала с частной петлей гистерезиса (проволока СЧПГ) [44]. В 1975 г. были получены проволоки СЧПГ путем термомеханической и термохимической обработки [45, 46] проволоки однородного состава и совместного волочения [47, 48] проволоки из сплавов различного состава. От способа получения проволоки СЧПГ зависят магнитные свойства и геометрические параметры, как всей проволоки, так и отдельных ее фаз.

Если взаимодействием магнитных фаз можно пренебречь, как, например, для проволоки СЧПГ с магнитомягкой сердцевиной и магнито жесткой оболочкой, у которой отношение длины к диаметру составляет не менее  $100$ , то моделирование суммарной петли гистерезиса осуществляется путем аддитивного сложения двух петель с заданными параметрами составляющих фаз [49, 50].

При экспериментальных исследованиях зависимости формы и параметров суммарной петли гистерезиса от длины проволоки с двумя магнитными фазами был установлен ряд закономерностей [51]. Если отношение длины проволоки к ее диаметру больше  $100$ , то ступеньки на суммарной петле гистерезиса находятся во 2-м и 4-м квадрантах плоскости координат  $\Phi, H$ . По мере уменьшения длины проволоки  $l$  до некоторой длины  $l_1$  ступеньки совмещаются с осью  $\Phi$ . Еще большее уменьшение длины проволоки приводит к тому, что ступеньки на суммарной петле гистерезиса попадают из 2-го и 4-го квадрантов в 1-й и 3-й и смещаются в область все более сильных полей до тех пор, пока коэрцитивная сила оболочки остается больше ее напряженности размагничивающего поля. При очень малых длинах отрезка ступенька исчезает вследствие саморазмагничивания оболочки. На рис. 1.3 сплошной линией изображена суммарная петля гистерезиса проволоки длиной  $l < l_1$ , а пунктиром - суммарная петля гистерезиса проволоки длиной  $l \geq l_1$ .

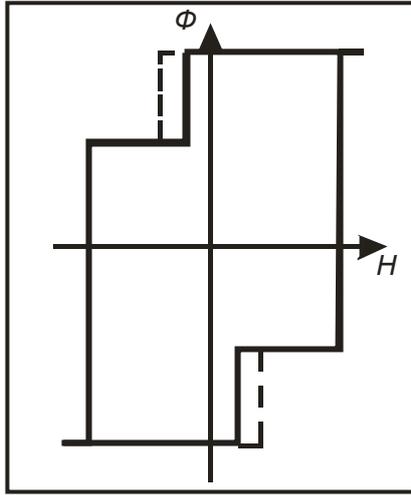


Рис. 1.3. Смещение ступенек на суммарной петле гистерезиса проволоки СЧПГ при изменении ее длины

Причиной смещения ступеньки является размагничивающее поле, создаваемое полюсами, образующимися на торцах магнито жесткой оболочки. Благодаря наличию размагничивающего поля  $H_{p.ж}$  магнито жесткой оболочки перемагничивание магнито мягкой сердцевины происходит во внешнем поле, напряженность которого

$$H_e = - (H_{p.ж} - H_{см}), \quad (1.1)$$

$$H_{p.ж} = N_{p.ж} \frac{B_{ж}}{4\pi}, \quad (1.2)$$

где  $H_{см}$  – коэрцитивная сила магнито мягкой сердцевины;

$N_{p.ж}$  – коэффициент размагничивания магнито жесткой оболочки;

$B_{ж}$  – индукция магнито жесткой оболочки при действии внешнего магнитного поля.

Значения  $N_{p.ж}$  определяются по формуле для полого цилиндра [52]:

$$N_{p.ж} = \frac{1,395 \cdot 4\pi (D^2 - d^2)}{l^2} \cdot \left( \ln \frac{1,2l}{D} - 1 \right), \quad (1.3)$$

где  $D$  – диаметр магнито жесткой оболочки;  $d$  – диаметр магнито мягкой сердцевины.

Очевидно, что  $\lim_{l \rightarrow 0} N_{p.ж} = \infty$ . При  $l_1 < l < \infty$  значение  $N_{p.ж}$  пренебрежимо мало; при  $l < l_1$   $H_{p.ж} > H_{см}$  и ступеньки смещаются в 1-й и 3-й квадранты. Из рассмотренных закономерностей ясно, что свойства материала СЧПГ необходимо определять при условии

$$\frac{l}{D} \leq \frac{l_1}{D}. \quad (1.4)$$

Напряженность суммарного размагничивающего поля  $H_p$  существенно зависит от геометрии проволоки, индукции обеих фаз  $B_{жс}$  и  $B_m$  и вычисляется по формуле:

$$H_p = \frac{N_{p,жс} B_{жс} \pm N_{p,m} B_m}{4\pi}. \quad (1.5)$$

где  $N_{p,m}$  – коэффициент размагничивания магнитомягкой сердцевины, определяемый по формуле для сплошного цилиндра [52]:

$$N_{p,m} = \frac{4\pi d^2}{l^2} \left( \ln \frac{l, 2l}{d} - 1 \right). \quad (1.6)$$

Из расчетов следует, что при определенных соотношениях параметров, напряженность суммарного размагниченного поля  $H_p$  может быть направлена вдоль вектора намагниченности оболочки, то есть наступает момент, когда размагничивающее поле способствует скачку перемагничивания сердцевины в направлении намагниченности оболочки.

Наличие у проволоки бистабильных магнитных свойств определяется двумя условиями: размагничивающим фактором магнитомягкой сердцевины проволоки и ее магнитными свойствами. Для получения БСБ требуется значительная одноосная анизотропия вдоль оси проволоки [43]. Большая продольная одноосная анизотропия исключает возможность образования в магнитомягкой сердцевине зародышей (доменов) нового направления намагниченности под действием собственного размагничивающего поля после снятия внешнего поля, намагничивающего сердцевину до насыщения. В проволоках с положительной магнитострикцией такая анизотропия может быть создана приложением к проволоке растягивающего усилия или радиального сжатия. Наиболее просто эта задача решается при помощи аморфных сплавов, для которых легко получить широкое сочетание магнитных, температурных и механических свойств.

Известно большое число способов, позволяющих получать аморфные сплавы. Все методы получения аморфных структур можно разделить на три группы: 1) осаждение металла из газовой фазы; 2) затвердевание жидкого металла; 3) введение дефектов в металлический кристалл. К первой группе относятся: вакуумное напыление, распыление и химические реакции в газовой фазе. Ко второй группе относятся различные методы закалки из жидкого состояния. К третьей группе можно отнести методы облучения частицами поверхности кристалла, воздействия ударной волной и ряд других.

На практике чаще всего используется метод закалки, т.е. жидкий расплав охлаждается на металлической подложке, обычно на вращающемся диске. Частота вращения диска или цилиндра должна быть такой, чтобы обеспечить линейную скорость обода не менее  $50 \text{ м/с}$ . Хорошо известно, что атомы расплавленного металла не имеют фиксированного положения в пространстве. Поэтому и возникла идея "заморозить" (путем очень быстрого охлаждения) беспорядочное расположение атомов, характерное для жидкости. Долгое время структуру жидкого металла не удавалось воспроизвести в твердом состоянии, поскольку в процессе охлаждения атомы успевали перестроиться, образуя кристалл (или много кристалликов). Но оказалось, что кристаллизацию можно предотвратить, если охлаждать расплав со скоростью  $10^6 - 10^8 \text{ К/с}$ , при этом атомы не успевают переместиться на расстояние, которое позволило бы им сформировать кристаллическую решетку.

Однако механизмы и условия аморфизации имеют довольно сложную зависимость от способа получения. Основным условием для аморфизации сплава при различных методах закалки является критическая скорость охлаждения  $R_c$ . Зная скорость охлаждения, реализуемая на той или иной установке и значение  $R_c$  для сплавов разного состава, можно заранее предсказать композиции, которые могут быть аморфизированы на данной установке. Для сплавов переходных металлов ( $Fe, Ni, Co$ )  $R_c = (10^5 - 10^6) \text{ К/с}$ , для чистых металлов  $R_c$  крайне велика ( $10^{10} - 10^{12} \text{ К/с}$ ), поэтому их аморфизация затруднена. Другой важный фактор, контролирующий способность сплавов к

аморфизации – это их химический состав, влияние которого можно оценить, измерив критическую толщину аморфного сплава, т. е. наибольшую толщину, при которой еще происходит аморфизация. Например, в двойных сплавах  $Fe_{80}B_{20}$  и  $Fe_{80}P_{20}$  критическая толщина составляет 40 и 20 мкм соответственно. При добавлении 5% (*ат.*) кремния в сплавы  $Fe-B$  и 5% (*ат.*) углерода в сплавы  $Fe-P$  критическая толщина возрастает соответственно до 155 и 200 мкм. Таким образом, путем изменения концентрации или введения дополнительных химических элементов в сплав, можно значительно увеличить критическую толщину, а, следовательно, облегчить процесс аморфизации.

Для получения необходимых магнитных характеристик в кристаллических материалах осуществляют контроль величины магнитокристаллической анизотропии и магнитострикции путем подбора состава, термообработки и структуры. При этом для того, чтобы изготовить образцы, обладающие низкой коэрцитивностью, высокой магнитной проницаемостью или полностью магнитомягкий материал важно устранить, насколько это возможно, неоднородности материала, препятствующие смещению доменных стенок, такие как внутренние напряжения, немагнитные включения, выделения, поры, границы зерен и т.д., и снизить общую сумму магнитокристаллической и магнитоупругой анизотропии. Поэтому вполне резонно предположить, что аморфные ферромагнетики, вследствие их плотноупакованной структуры с хаотическим расположением атомов, будут однородными изотропными материалами, у которых будет отсутствовать и магнитокристаллическая анизотропия и дефекты, характерные для кристаллов. Более того, в аморфных сплавах, полученных закалкой из жидкого состояния вследствие высоких скоростей охлаждения, отсутствуют дефекты, присущие металлам, охлаждаемым с обычными скоростями, и обуславливаемые диффузионными процессами, а именно, в аморфных сплавах нет ликвации, включений, сегрегаций и т.п. неоднородностей, препятствующих смещению доменных стенок. Следовательно, структура аморфных материалов является наиболее однородной из всех твердых структур [4]. Поэтому изначально предполагалось, что аморфные

сплавы должны обладать магнитомягкими свойствами [6]. Экспериментальные исследования действительно свидетельствуют о том, что часть аморфных сплавов является магнитомягкими, однако существует большое количество магнитно-жестких, которые могут проявлять анизотропию при намагничивании.

Например, для аморфных проволок состава  $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$  с положительной магнитострикцией, серийно выпускаемых фирмой Unitika (Япония), требуемая анизотропия достигается быстрым охлаждением расплавленного металла – проволоки – во вращающемся потоке воды [53]. При этом затвердевает сначала наружная оболочка, которая и создает требуемое радиальное сжатие, приводящее к образованию продольного растягивающего напряжения в сердцевине проволоки. После полного охлаждения эти напряжения оказываются “замороженными” в проволоке. Вследствие положительной магнитострикции в сердцевине образуется сильная осевая анизотропия, а в оболочке – радиальная. Как следствие, в отличие от ранее рассмотренных двухслойных проволок, теперь оболочка уже не представляет собой постоянный магнит и напрямую не влияет посредством своей намагниченности на процессы перемагничивания сердцевины. Квазистатическая петля гистерезиса сердцевины приобретает прямоугольную форму. В зарубежной литературе такую петлю гистерезиса принято называть “входной” или “возвратной” (re-entrant) петлей гистерезиса. Если начальное магнитное состояние соответствует  $-B_s$ , то для перемагничивания сердцевины необходимо создать внешнее поле  $H_e \geq H_N$ , где  $H_N$  – критическое поле зародышеобразования. После образования зародыша перемагничивания дальнейшее перемагничивание сердцевины проволоки будет продолжаться в виде одного БСБ даже при значениях  $H_0 \leq H_e \leq H_N$ , где  $H_0$  – критическое поле движения образовавшихся доменных границ.

Особого внимания заслуживают ферромагнитные сверхтонкие аморфные проволоки, покрытые изолирующим стеклом, получаемые по модифицированной технологии Тейлора [8]. Данная технология позволяет получить

микропроволоку диаметром в пределах от  $0,5$  до  $50$  мкм с толщиной изолирующего стекла от  $1$  до  $15$  мкм и различных составов, например,  $(Fe_xCo_{1-x})_{63}Ni_{10}B_{16}Si_{11}$ . Этот тип микроволокон также характеризуется бистабильностью. Главная характерная особенность этих новых материалов в том, что они имеют прямоугольную петлю гистерезиса (ППГ), даже если их длина очень мала – до  $2$  мм. Такое магнитное поведение истолковывается следствием баланса между магнитоупругой энергией, индуцируемой внутренними или внешними напряжениями и магнитостатической энергией из-за полей рассеяния на концах проволоки [54].

Свойство высокой геометрической и структурной симметрии позволяет аморфным проволокам конкурировать в возможном применении с аморфными лентами, в которых очень сложно устранить различие между стороной, контактирующей с подложкой, и стороной, которая с ней не соприкасается.

Аморфные бистабильные проволоки являются наиболее перспективными в технике, поскольку они не имеют магнитокристаллической анизотропии, что позволяет, во-первых, достаточно просто получить образцы с ППГ, перемагничивание которых осуществляется одним БСБ; во-вторых, дает возможность не учитывать вклад магнитокристаллической анизотропии в модели, что существенно упрощает последнюю.

## 1.2. Условия существования БСБ

Технологическая задача создания бистабильных ферромагнетиков, в конечном счете, сводится к формированию в образце условий, необходимых для осуществления БСБ. В бистабильных ферромагнетиках процесс перемагничивания осуществляется одним единственным скачком, механизм которого заключается в том, что в каком-то месте образца создается, так называемый, зародыш перемагничивания, то есть область с противоположным направлением намагниченности, который при некоторой величине магнитного поля (поле старта  $H_s$ ) начинает с конечной скоростью расти и в конце-концов полностью поглощает объем образца или, по крайней

мере, значительную его часть. Следовательно, весь процесс можно разбить на две фазы: а) образование зародыша; б) рост зародыша в результате смещения ограничивающих его доменных границ (ДГ).

Зародыш перемагничивания характеризуется неблагоприятной величиной отношения поверхности к объему, поэтому для его образования требуется преодоление определенного энергетического барьера [55, 56]. Этот барьер можно охарактеризовать некоторым критическим значением поля – полем образования зародышей перемагничивания  $H_N$ , при достижении которого происходит образование зародыша.

Общепринято, что возможно два случая возникновения зародышей: гомогенное и гетерогенное [56]. Гомогенное зарождение встречается крайне редко, в остальных случаях происходит гетерогенное, которое обусловлено наличием в объеме и на поверхности образцов неоднородностей (дефектов), на которых возникают замыкающие домены. Эти домены существуют в отсутствие внешнего поля, а при включении поля могут играть роль зародышей перемагничивания [57]. БСБ может наблюдаться в случае гетерогенного зарождения, если границы замыкающих доменов закреплены [12].

Процесс зародышеобразования может быть обусловлен следующими причинами:

- 1) размагничивающее поле поверхностей и поле рассеяния от внутренних неоднородностей образца;
- 2) тепловые флуктуации;
- 3) остатки старой магнитной фазы с направлением  $M_s$ , противоположным направлению перемагничивающего магнитного поля и обладающие критическим полем  $H_o$ , превышающей величину поля, необходимого для насыщения образца (впервые эта причина образования зародышей была предложена Брауном [58], а также Вонсовским и Шуром [3]).

Образование зародышей происходит преимущественно на дефектах, где имеет место локальное понижение анизотропии. Под дефектами

понимаются как структурные дефекты, так и локальные изменения в химическом составе. В случае кристаллических материалов они возникают преимущественно вблизи дефектов кристаллической решетки (группы точечных дефектов, дислокации, субзеренные границы, поверхности раздела, а также включения других фаз). В работах [59-62] рассмотрены условия образования зародышей перемагничивания на границах зерен и на краевых дислокациях в поликристаллических ферромагнетиках.

Наличие дефектов в структуре ферромагнетика играет значительную роль при его перемагничивании. Значения коэрцитивной силы  $H_c$  и поля старта  $H_s$  могут изменяться в зависимости от их размеров и типа. Дефекты могут снижать  $H_c$  и  $H_s$ , способствуя зарождению зародышей, и увеличивать, являясь центрами пиннинга доменных стенок, т.е. препятствуя росту зародышей и движению доменных границ.

В поликристаллических материалах зародыши перемагничивания могут возникать на границах двух зерен, намагниченность которых непараллельна вследствие различной ориентации главных кристаллографических направлений. Условие образования зародышей заключается в существовании отличной от нуля плотности магнитных зарядов на границе зерен,  $\omega_m = M_{n1} - M_{n2} = M_s(\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \neq 0$ , что соответствует условию  $\theta_1 \neq \theta_2$  ( $\theta_1, \theta_2$  – углы, которые образуют поле  $H$  с направлениями легкого намагничивания в соседних зернах).

Упрощенное выражение  $H_N$  для случая образования зародышей перемагничивания на границе зерен имеет вид [59]:

$$H_N \approx \frac{3b^2 [3\pi\gamma / 2b^2 \lambda - \gamma_0 / \pi]}{4 M_s l (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)}, \quad (1.7)$$

где  $b = D/r$ ; - размер междоменной границы, приходящейся на пару зародышей перемагничивания,  $\lambda = r/l$ ;  $\gamma$  – плотность поверхностной энергии  $180^\circ$ -ной ДГ;  $\gamma_0$  – плотность поверхностной энергии на границе зерен до образования зародыша.

Решающее значение в процессе зародышеобразования имеет напряженность магнитного поля  $H_W$ , при которой зародыш начинает необратимым образом расти. Величина  $H_W$  зависит от плотности и распределения магнитных зарядов в окрестности зародыша и от поверхностной плотности энергии ДГ, поскольку при росте зародыша поверхность ДГ увеличивается. По этой причине  $H_W$  в большинстве случаев несколько превышает критическое поле  $H_o$ , необходимое для простого преодоления потенциальной ямы при необратимом параллельном смещении ДГ. Поле роста зародыша  $H_W$  в общем случае может быть больше или меньше поля образования зародыша  $H_N$ .

Поле  $H_W$  возрастает с повышением плотности магнитостатических зарядов  $\omega_m$  в месте возникновения зародыша перемагничивания. В согласии с этим утверждением находятся результаты Гудинафа [59], который показал, например, что внутренние зародыши, возникающие на границах зерен, более подвижны и потому играют большую роль в процессе перемагничивания, чем зародыши на поверхности образца. Так как поверхность не имеет правильной формы и в общем случае не параллельна направлению легкого намагничивания в прилегающих к ней зернах, на поверхности образца, даже имеющего форму тороида, существуют магнитные полюсы. Последние и являются центрами возникновения областей обратной намагниченности, аналогично границам зерен и пластинчатым выделениям. Однако в виду того, что плотность поверхностных полюсов велика,  $H_W$  в общем случае велико по сравнению с  $H_C$ . Поэтому поверхность образца будет оказывать существенное влияние на движение  $180^\circ$ -ных границ только в том случае, когда значения  $H_N$  и  $H_W$  границ зерен превышают  $H_W$  для доменных границ, возникших на поверхности образца. При этом в материале обычно обнаруживаются БСБ при  $H=H_C$ . Поле роста  $H_W$  зародыша, возникшего на границе зерен, убывает с уменьшением величины  $\omega_m$  и, следовательно, с уменьшением разности между углами  $\theta_1$  и  $\theta_2$

$$H_W \approx \frac{1}{6} \pi M_s (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)^2. \quad (1.8)$$

Если каким-либо образом (посредством ориентации кристаллов, то есть текстуры, механических напряжений или наведенной анизотропии) добиться того, чтобы во всем образце выполнялось условие  $\theta_1 \approx \theta_2$ , то величина  $H_W$  падает до весьма малого значения. При условии что одновременно выполняется  $H_N > 0$ , возникает ситуация соответствующая случаю  $H_N > H_W$ , при которой перемагничивание происходит практически в результате единственного БСБ.

Подробнее об условиях возникновения и роста зародышей перемагничивания в кристаллических ферромагнетиках см. [3, 59, 62 и др.]

Большое внимание уделяется рассмотрению механизмов и условий БСБ в бистабильных аморфных образцах (см. напр. [25, 54, 63-65]). Как известно, аморфные сплавы не имеют таких дефектов как границы зерен, включения, межфазные границы. Однако в них присутствует ряд специфических дефектов, характерных для аморфного состояния, которые определяют магнитные свойства аморфных сплавов. Достаточно подробно такие дефекты аморфного состояния и их вклад в коэрцитивную силу рассмотрены в [66]. Выделены следующие дефекты (их вклад в  $H_c$  приведен в скобках в абсолютных величинах): 1) дефекты структуры, на которых происходит объемный пиннинг (10-100 мЭ); 2) локальные структурные перестройки за счет структурной релаксации (0,1-100 мЭ); 3) кластеры, возникающие за счет химического упорядочения (<1 мЭ); 4) поверхностные дефекты (<5 мЭ); 5) флуктуации обменной энергии и локальной анизотропии ( $10^{-3}$ -1 мЭ).

Таким образом, в АФ местами пиннинга ДГ являются дефекты, хотя и имеющие более мелкий масштаб, чем в поликристаллических, но оказывающие достаточно сильное влияние на процесс перемагничивания и величину коэрцитивной силы. Для объяснения величины  $H_c$  аморфного сплава  $Fe_{80}P_{13}C_7$  достаточно предположить, что дефект имеет размер порядка 15 Å [67]. Изучению фазового состава и структуры аморфных ферромагнетиков и влияния на процесс их перемагничивания посвящены работы [30, 68, 69, 21 и

др.]. Однако эти явления часто связаны с внешним воздействием на материал. Это различные виды обработки – пластическая деформация, отжиг, совокупное действие температуры и магнитного поля и т.п. Влияние химического состава и термообработки на магнитные свойства АФ рассмотрено в параграфе 1.4.

В силу особенностей аморфных сплавов процесс перемагничивания БСБ в них имеет свою специфику. Известно, что вследствие технологического процесса аморфные магнитострикционные проволоки имеют неоднородное напряженное состояние. Магнитоупругая анизотропия, наведенная этими остаточными напряжениями обуславливает существование в проволоке, согласно Хамфрею [64], двух областей: сердцевин с намагниченностью вдоль оси проволоки и внешней оболочки с намагниченностью либо радиальной, либо циркулярной для проволок с положительной и отрицательной магнитострикцией соответственно. Перемагничивание сердцевин осуществляется БСБ, механизм которого обычно приписывается к механизму зародышеобразования. Поле зародышеобразования  $H_N$  зависит от величины и распределения остаточных напряжений  $\sigma_i$ . В [63] представлены результаты исследования влияния растягивающего продольного напряжения на величину  $H_N$  аморфных бистабильных проволок. Экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с рассчитанными значениями  $H_N$  [63]:

$$H_N = A(\lambda_s)^{1/2} \int_0^{\infty} \left[ p(\sigma_i) \text{abs}(\sigma_i - \sigma_{ext}) \right]^{1/2} d\sigma_i, \quad (1.9)$$

где  $A$  – параметр обменного взаимодействия;  $\lambda_s$  – константа магнитострикции;  $\sigma_i$ ,  $\sigma_{ext}$  – внутренние (остаточные) и внешние напряжения соответственно;  $p(\sigma_i)$  – вероятность  $\sigma_i$ .

$$p(\sigma_i) = \frac{1}{\delta\pi} \exp \left| -\frac{(\sigma_i - \sigma_{i0})^2}{\delta^2} \right|, \quad (1.10)$$

где  $\sigma_{i0}$  и  $\delta$  – среднее значение и дисперсия внутренних напряжений.

Магнитные характеристики бистабильных аморфных проволок в зависимости от температуры отжига исследовались в [65]. Было установлено, что при отжиге  $400\text{ }^{\circ}\text{C}$  (перед началом кристаллизации) происходит исчезновение бистабильности. Это явление связано с релаксацией внутренних напряжений, вызванных отливкой в аморфном состоянии. Уменьшение магнитоупругой анизотропии изменяет начальную доменную структуру в проволоке, вследствие чего теряется бистабильность. Подобный результат был получен и авторами [24].

Альтернативная точка зрения на механизм БСБ в бистабильных аморфных проволоках была высказана в [54]. БСБ в момент переключения бистабильной аморфной проволоки скорее может быть приписан не к механизму зародышеобразования, а к механизму депиннинга (отрыва) стенки замыкающего домена на одном из концов проволоки и ее последующим необратимым движением. Эти замыкающие домены появляются в области сердцевины на обоих концах проволоки для уменьшения магнитостатической энергии в состоянии остаточной намагниченности и проникают внутрь проволоки до 3 см. Исчезновение бистабильности в коротких проволоках (меньше, чем 7 см) авторы работы [54] связывают с разрушением замыкающих доменов на концах проволоки, что приводит в свою очередь к возникновению более сложной доменной структуры в сердцевине проволоки. Таким образом, наличие на концах проволоки замыкающих доменов является условием существования БСБ в аморфных проволоках [54].

### 1.3. Динамические механизмы переключения бистабильных ферромагнетиков

Анализ динамики процесса перемагничивания ферромагнетиков связан с изучением движения ДГ в объеме материала. Первыми эту задачу решили Ландау и Лифшиц для кристаллического материала [70]. Без учета взаимодействия с дефектами кристалла она позволила вычислить скорость ДГ в зависимости от внешнего поля. Позднее Деринг [71] ввел понятие эффективной

массы ДГ -  $m_{\text{Э}}$ , интерпретация которой дана Беккером [72]. Это послужило толчком к построению динамической теории смещения ДГ, в основе современной трактовки которой лежит обобщенное уравнение

$$m_{\text{Э}} \ddot{x} + \beta \dot{x} + F(x) = 2M_s SH(t), \quad (1.11)$$

где  $m_{\text{Э}}$  - эффективная масса ДГ,  $\beta$  - коэффициент вязкого затухания,  $F(x)$  - функция, описывающая градиент потенциального рельефа (ГПР), характеризует силу взаимодействия стенки и дефектов (случайная или детерминированная). Внешнее поле с напряженностью  $H$  оказывает на  $180^\circ$ -ную ДГ давление  $2M_s SH$  ( $M_s$  - намагниченность насыщения,  $S$  - площадь ДГ).

Адаптирование уравнения (1.11) к теории эффекта Баркгаузена вызывает ряд трудностей, основной из которых является математическое представление случайной функции  $F(x)$ , поскольку данные о параметрах, характеризующих дефекты в реальном материале, их плотности в веществе и ориентации в пространстве многочисленны, а влияние на ДГ чаще всего бывает совокупным. Выбор функции  $F(x)$  – это выбор формы ГПР, над которым необратимо движется ДГ.

Поскольку скорость движения ДГ однозначно связана с ЭДС на выходе измерительной катушки, то физические исследования параметров ГПР целесообразно осуществлять магнитоиндукционным методом. Особенно этот метод перспективен при изучении механизмов перемагничивания бистабильных ферромагнетиков.

Изучением составляющих энергии взаимодействия ДГ с дефектом и вопросами выбора функции  $F(x)$ , аппроксимирующей ГПР, занимались многие авторы при описании процессов перемагничивания в ферромагнетиках с большим числом СБ: Керстен [73], в теории которого преобладающим дефектом считалось немагнитное включение, при прохождении вблизи которого энергия ДГ убывает; Вицена [74], впервые рассмотревший взаимодействие полей напряжений дислокаций с магнестрикционными напряжениями в ДГ; Фридберг и Поль [75], создавшие теорию об изменении энергии ДГ вследствие изменения магнитных свойств среды (фазовые или концентраци-

онные неоднородности) и многие др. По иному обстоит дело в ферромагнетиках с БСБ. Особенность описания функции и моделирования ГПР состоит в том, что технология получения бистабильных ферромагнетиков направлена, в конечном счете, на создание в образце ГПР с заданными параметрами. Для этого существуют различные способы: термомеханическая, термомагнитная обработки и т.п. Например, из викаллоевой проволоки получают образцы с БСБ путем пластического деформирования кручением.

Независимо от способа создания ГПР в бистабильных ферромагнетиках описывающие его функции являются детерминированными и могут быть отнесены к одному классу. Удовлетворительный результат моделирования динамики процесса перемагничивания ферромагнетиков этого класса был получен с помощью подбора сплайн-функции, удовлетворяющей ряду физических положений [76-78].

Задача исследования вкладов различных механизмов в энергию движения ДГ достаточно сложная и требует проведения не только численных экспериментов, но и физических. О результатах исследований влияния различных параметров (химического состава, дефектов в структуре образцов, температуры, внешних магнитных полей и др.) на процесс перемагничивания ферромагнетиков, в частности аморфных, можно найти в [8, 15, 62, 67, 80-82, и многие др.].

Среди большого количества работ о влиянии различных факторов на магнитные свойства аморфных сплавов лишь немногие посвящены изучению механизмов переключения и их зависимости от внешних условий. О существовании разных механизмов переключения бистабильных ферромагнетиков можно судить по параметрам, характеризующим импульс ЭДС от БСБ, таких как амплитуда, длительность, вольтсекундная площадь импульса, время нарастания и время спада, форма импульса ЭДС от скачка намагниченности (СН). При этом форма импульса является наиболее чувствительным индикатором, который, главным образом, отражает динамику ДГ, а также характер

препятствий, задерживающих ее смещение. Анализ форм импульсов ЭДС от СБ и их экспериментальному изучению посвящены работы [79, 83-87].

Изучая динамику БСБ по форме импульсов ЭДС авторы [83-85] выделили две их разновидности. Характерным для импульсов первой формы являются крутой фронт нарастания и пологий спад (релаксационный импульс). Импульсы второй формы имеют плавный, практически линейный фронт нарастания и резкий спад (акселерационный импульс) и не являются характерными для ферромагнетиков с однородной структурой.

Впервые предположение о существовании двух механизмов переключения сообщено в работе Рудяка [86, 87], в которой импульсы ЭДС статистически различались по длительности и амплитуде, поскольку более детальное изучение в многоскачковом ферромагнетике было затруднительно. С появлением материалов с БСБ, в частности обладающих бистабильными свойствами, эта задача упростилась. В работе [85] представлены результаты экспериментального исследования форм импульсов ЭДС от СН в викаллоевой проволоке, подвергнутой пластической деформации скручиванием для создания бистабильности. На одном и том же образце в разных циклах переключения наблюдались импульсы, значительно отличающиеся по параметрам и форме. Импульсы первой формы имели следующие характеристики: амплитуда  $1,5-2,0$  мВ/виток, длительность  $25$  мкс, поле старта  $28$  А/см. Особенность импульсов этой формы – значительные флуктуации до  $20\%$  всех вышперечисленных параметров. По данным авторов главными особенностями импульсов акселерационной формы являются их стабильность (флуктуации всех параметров не превышают  $4\%$ ), большая длительность  $50$  мкс и большая величина поля старта БСБ  $32$  А/см.

Обнаруженные две формы импульса ЭДС от БСБ соответствуют двум механизмам БСБ. Первый механизм характерен для проводящих ферромагнетиков и неоднократно изучался (см. напр., [88, 89]). Вторым механизмом впервые наблюдался на бистабильных образцах из викаллой. Его существование объясняется авторами наличием магнитной фазы, имеющей большую

по сравнению с двумя другими фазами коэрцитивную силу (ВКМФ) [84, 85]. Переход от одного процесса к другому происходит при изменении магнитного состояния ВКМФ.

Аналогичные формы импульсов были выявлены и в образцах из аморфного микропровода в стеклянной оболочке [90]. Параметры импульсов имеют значительную разницу по длительности и амплитуде, что, несомненно, свидетельствует о различии механизмов переключения. Однако проведенные в этой работе исследования недостаточны для объяснения причин возникновения того или иного механизма.

Имеются также работы по влиянию частоты  $f$  и амплитуды  $H_m$  перемагничивающего поля на параметры релаксационного импульса [15, 91], а в работе [85] еще и акселерационного импульса. Параметры БСБ второго механизма более чувствительны к изменению амплитуды перемагничивающего поля. Так при увеличении амплитуды поля от 28 до 38 А/см амплитуда импульса Баркгаузена увеличилась с 1 до 3 мВ, поле старта при этом от 25 до 32 А/см. Рост поля старта при увеличении частоты перемагничивания, характерный для обоих механизмов, обусловлен влиянием вихревых токов на процесс перемагничивания бистабильной фазы, что неоднократно подтверждено исследованиями других авторов. По предложению А.П.Жукова поле старта на частотах, отличающихся от квазистатического режима перемагничивания, следует называть динамическим полем старта [15].

Еще одним параметром, изучению которого уделяется внимание, являются флуктуации поля старта. Данной проблемой занимался ряд авторов [12-14, 18, 67, 92-94]. Это явление наблюдалось в проволоках викаллой и аморфных сплавах системы  $Co-Fe-Si-B$ ,  $Fe-Co-P$ ,  $Fe-B-Si$  и др. [15]. В указанных аморфных сплавах флуктуации  $H_s$  появлялись после длительного старения при комнатной температуре. Измерения, проведенные для двух механизмов БСБ в викаллое показали, что флуктуации поля старта первого механизма (до 20%) существенно превышают флуктуации поля старта второго механизма (до 4%). При этом для первого механизма характерно уменьшение величины

флуктуаций поля старта с увеличением его значения [92]. На основе экспериментальных данных установлено, что случайный характер СБ непосредственно связан с перестройкой доменной структуры ферромагнитного образца в различных циклах перемагничивания.

В рамках теории гетерогенного зародышеобразования, флуктуации поля старта являются следствием тепловых флуктуаций магнитных моментов зародышей перемагничивания [13, 14, 67], обусловленных температурной зависимостью макроскопических характеристик ферромагнетика и связанным с ней перераспределением энергии образца за счет изменения: 1) намагниченности насыщения, констант магнитострикции и анизотропии; 2) направления анизотропии и внутренних напряжений при температурном расширении или сжатии образца; 3) положения магнитоактивных дефектов в результате диффузии атомов; 4) величины обменного интеграла, определяющего обменную энергию.

#### §1.4. Влияние химического состава и термообработки

На магнитные свойства аморфных ферромагнетиков (АФ) влияет большое количество параметров, влияние которых создает определенные затруднения при выявлении экспериментальных закономерностей. Это и технологические параметры, и влияние состава сплава, температура отжига, давления, внешнего магнитного поля и напряжений. Поэтому важно изучить влияние каждого из параметров. Здесь мы рассмотрим результаты работ по изучению зависимости магнитных свойств от химического состава и термообработки.

Хорошо известно, что важным фактором, влияющим на процесс намагничивания ферромагнетиков, является эффект магнитострикции. Причиной магнитострикции в аморфных ферромагнетиках является дипольное взаимодействие между магнитными моментами электронов, которое зависит от межатомного расстояния и в аморфных структурах определяется неупорядоченными атомными конфигурациями.

ченными атомными конфигурациями. Магнитоупругий эффект в АФ является причиной появления магнитоупругой анизотропии и соответствующей ей коэрцитивной силы [4]. Таким образом, становится ясно, что величина магнитострикции зависит от химического состава сплава.

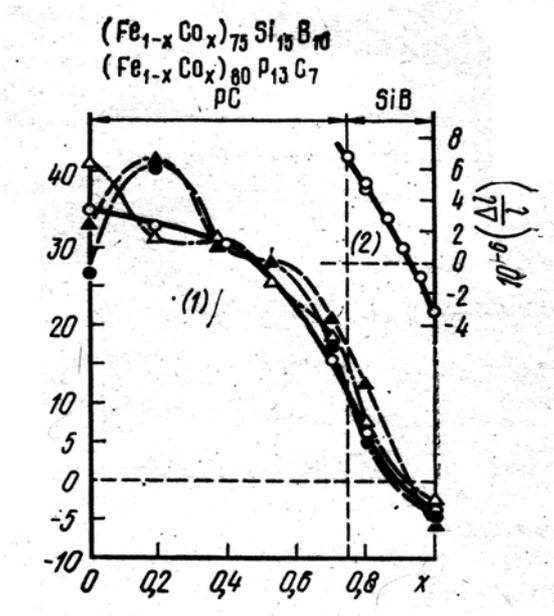


Рис. 1.4. Зависимость константы магнитострикции  $\lambda_s$  аморфных сплавов Fe-Co от концентрации железа и кобальта.

Все известные на сегодня АФ представляют собой систему металл-металлоид или металл-металл. Ферромагнетизм аморфных сплавов обусловлен наличием в них одного, двух или всех трех ферромагнитных элементов: железа  $Fe$ , никеля  $Ni$  и кобальта  $Co$ . В качестве примера рассмотрим результаты, полученные при изучении магнитной анизотропии и причин возникновения коэрцитивной силы, представленные на рис. 1.4. Этот график отражает зависимость  $\lambda_s$  от концентрации кобальта ( $x$ ) в сплавах  $(Fe_{1-x}Co_x)SiB$  и  $(Fe_{1-x}Co_x)PC$ . При большом содержании железа в этих сплавах  $\lambda_s$  положительна и довольно велика по абсолютному значению, но с ростом концентрации кобальта  $\lambda_s$  снижается и при  $x=0,94$  становится равной нулю. В отсутствие железа  $\lambda_s$  отрицательна ( $\sim 4 \times 10^{-6}$ ). Следует заметить, что для высококобальтовых сплавов тип металлоидных атомов ( $SiB$  или  $PC$ ) не оказывает заметного влияния на величину магнитострикции в отличие от сплавов на основе железа (при прочих равных условиях).

Кроме того, меняя концентрацию переходных металлов и металлоидов, можно в широких пределах изменять намагниченность насыщения, температуру Кюри, наведенную анизотропию, магнитную проницаемость.

Величина намагниченности насыщения связана с магнитным моментом атомов  $p_m$ , а поскольку в аморфных сплавах носителями магнетизма являются атомы переходных металлов (атомы металлоидов немагнитны), то  $p_m$  определяется только величиной магнитного момента магнитных атомов металлов  $p_{mf}$  и их концентрацией  $C$  в сплаве:

$$p_m = C \cdot p_{mf} \quad (1.12)$$

На рис. 1.5 показаны величины магнитных моментов атомов железа и кобальта в сплавах различного состава [4]. Здесь же показаны значения  $p_m$  кристаллических твердых растворов на основе редкоземельных металлов и химических соединений. Из сравнения величины  $p_m$  этих материалов видно,

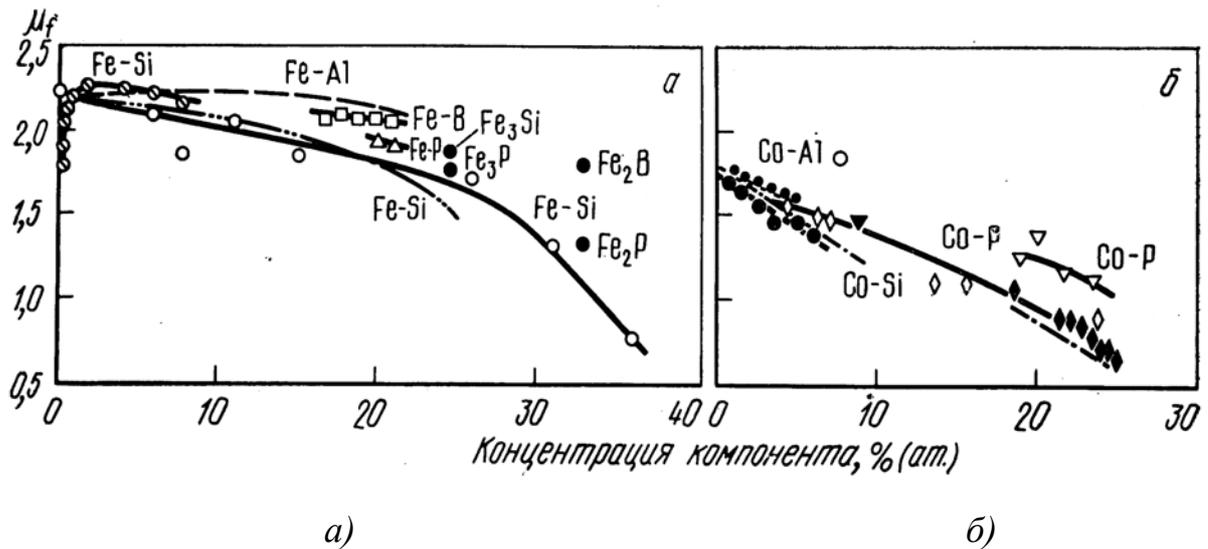


Рис. 1.5. Магнитный момент атомов железа и кобальта в различных соединениях: а) кристаллические сплавы: Fe-Al, Fe-Si (значения показаны штриховыми линиями); аморфные сплавы: Fe-B, Fe-P, Fe-Si; химические соединения: Fe<sub>3</sub>Si, Fe<sub>3</sub>P, Fe<sub>2</sub>B, Fe<sub>2</sub>P; б) кристаллические сплавы: Co-Al, Co-Si (значения показаны точками); аморфные сплавы: Co-P; химические соединения: Co<sub>3</sub>B, Co<sub>2</sub>B;

что: 1) в сплаве на основе Fe и Co  $p_m$  уменьшается с увеличением концентрации металлоидов; 2) в кобальтовых сплавах  $p_m$  сравнительно гладко изменя-

ется с концентрацией металлоида; магнитный момент этих сплавов слабо зависит от характера атомных конфигураций и практически одинаков для кристаллических твердых растворов и аморфных структур;  $p_m$  сплавов железа напротив сильно различается для аморфного и кристаллического состояния, причем эта особенность характерна для многих сплавов на основе железа.

Таким образом, в сплавах железа  $p_m$  имеет наибольшую величину (следовательно, и  $M_s$ ), поэтому эти сплавы особенно важны и в этой связи понятен интерес, проявляемый к их изучению.

Для получения необходимых характеристик довольно часто применяют различные легирующие добавки. Например, введение редкоземельных элементов позволяет достигнуть некоторого снижения коэрцитивной силы  $H_c$  и повысить намагниченность насыщения  $M_s$  [95]. На рис. 1.6 показан пример легирования сплавов на основе *Co*-металлоид и *Fe*-металлоид марганцем, хромом и ванадием. В случае сплавов на основе железа  $p_{mf}$  уменьшается практически линейно с ростом концентрации легирующего элемента. В сплавах на основе *Co*  $p_{mf}$  монотонно уменьшается при легировании хромом и ванадием, но при введении марганца вначале увеличивается и падает, лишь тогда когда концентрация достигает 0,1 (рис. 1.6, б). Детальное исследование влияния концентрационных соотношений между элементами аморфных сплавов на магнитные свойства и термическую стабильность свойств изложено в [4, 6, 7, 14, 96, 97].

Необходимо отметить, что все указанные характеристики зависят от температуры и при высоких температурах их значения будут отличаться от измеренных при комнатной температуре.

При нагреве аморфных сплавов повышается плотность структуры, и металл переходит в более стабильное аморфное состояние. За счет протекания процессов структурной релаксации, происходит уменьшение свободного объема и возникает топологический и химический ближний порядок. Кроме

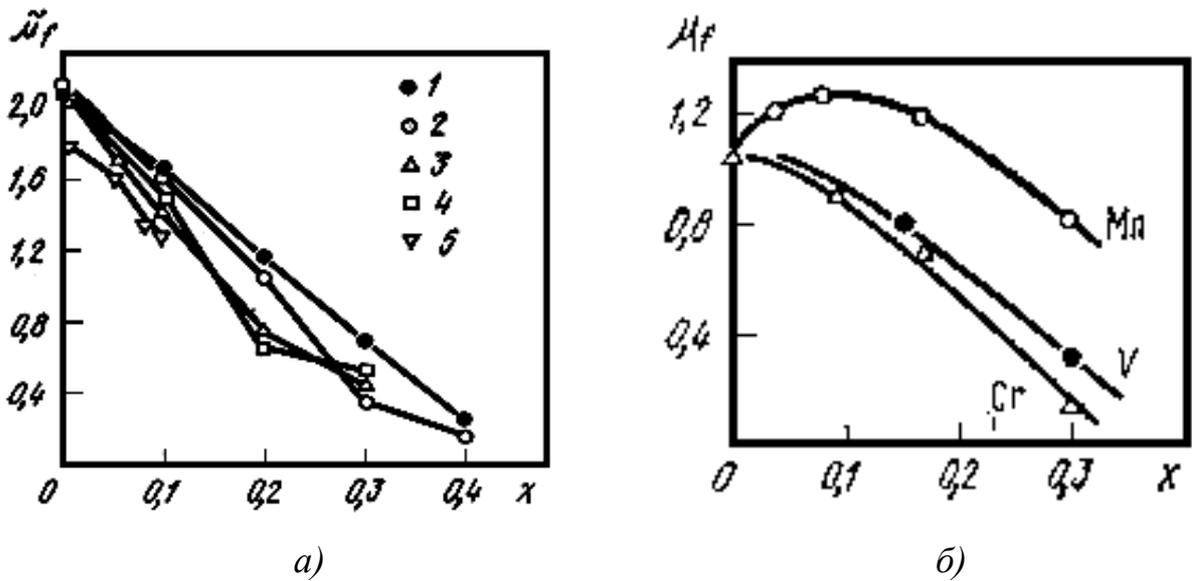


Рис. 1.6. Зависимость магнитного момента аморфных сплавов на основе железа (а) и кобальта (б) от концентрации Mn, Cr, V.

того, при увеличении продолжительности релаксационного отжига происходит фазовое расслоение и выпадение кристаллов. При нагреве до температур ниже температуры кристаллизации частично устраняются локальные остаточные напряжения, возникшие в ходе затвердевания расплава. Детальные исследования релаксации макроскопических свойств аморфных сплавов представлены в работах [4, 96, 80, 81].

Как известно, АФ традиционно подвергаются термообработке (ТО) для создания образцов с заданными магнитными свойствами. При термической обработке на стадии, предшествующей кристаллизации, наблюдаются изменения физических свойств (в частности, магнитных и пластичности). При ТО с кристаллизацией аморфные сплавы практически утрачивают свои отличительные свойства. Это обстоятельство необходимо учитывать при выборе температурных и временных режимов ТО.

Термообработка магнитомягких аморфных сплавов приводит к улучшению их характеристик. В большинстве сплавов с высокой магнитоотрицательной жесткостью происходящая при отжиге релаксация внутренних напряжений приводит к снижению коэрцитивной силы и росту магнитной проницаемости. Такое поведение наблюдается в аморфных сплавах  $Fe_{47}Ni_{25}B_{18}Si_{10}$  [101], группе сплавов Fe-B [98], Co-Fe-Ni-Si-B [99], в большинстве ЛАМСО на основе же-

леза и др. На рис. 1.7 представлены петли гистерезиса ЛАМСО  $\text{Fe}_{74}\text{B}_{13}\text{Si}_{11}\text{C}_2$  [100]. Заметно значительное уменьшение коэрцитивной силы  $H_c$  и индукции насыщения  $B_r$ .

Нередко простой отжиг без наложения магнитного поля или напряжений приводит к тому, что гистерезисные магнитные свойства аморфных сплавов ухудшаются: растёт  $H_c$ , уменьшается начальная и максимальная магнитная проницаемость. Наиболее характерным это является для сплавов с низкой магнитострикцией, например,  $(\text{CoFe})_{100-x}(\text{SiB})_x$ ,  $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{14}\text{B}_6$  и многих других сплавов с близкой к нулю магнитострикцией.

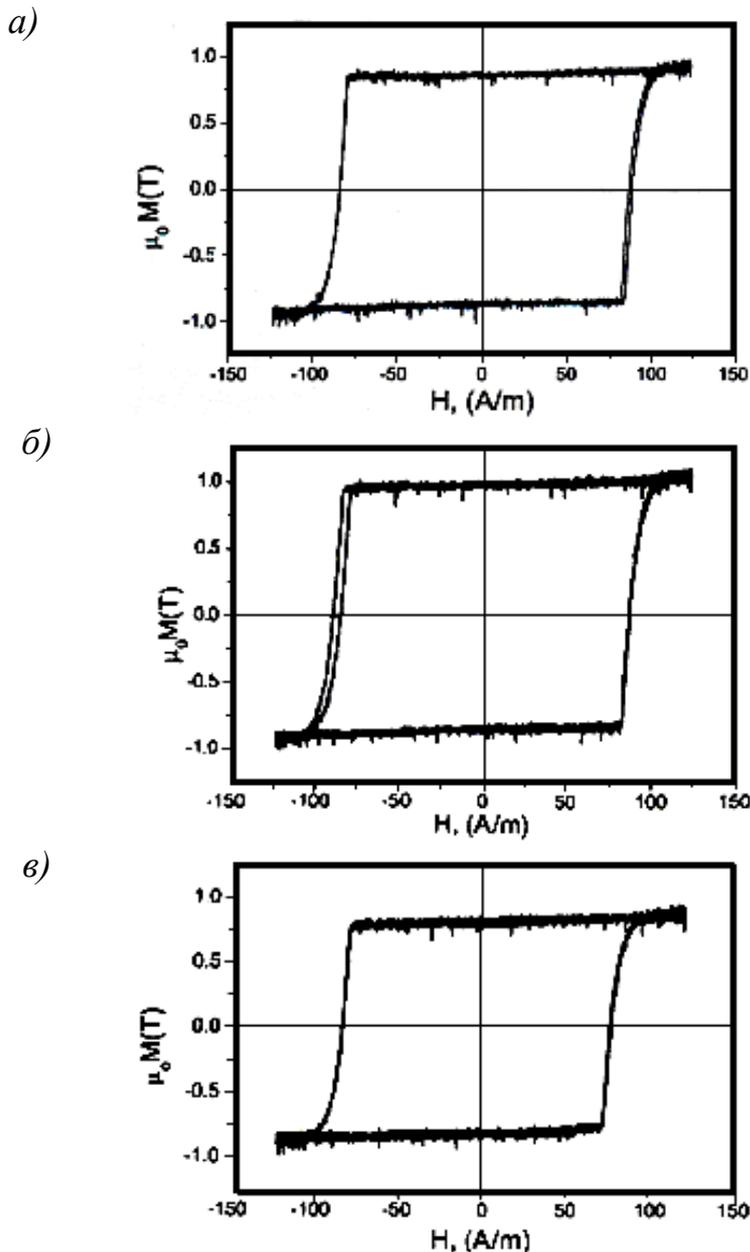


Рис. 1.7. Петли гистерезиса ЛАМСО  $\text{Fe}_{74}\text{B}_{13}\text{Si}_{11}\text{C}_2$ : а) до отжига, б) после отжига при  $T_o = 400^\circ\text{C}$  в течение 170 сек, в) после отжига при  $T_o = 400^\circ\text{C}$  в течение 3 ч.

В работе [10] приведены сведения об отжиге образцов из магнито-мягкого аморфного сплава  $Fe_{72}Al_5P_{10}Ga_2C_6B_4Si_1$ . После отжига выше температуры стеклования (783 К) в течение 10 часов в сплаве образуются нанокристаллические структуры и естественно резко возрастает значение коэрцитивной силы до 300 Э, тогда как у исходного материала  $H_c = 1$  Э. Аналогичные результаты получены авторами работы [11], в которой отжигу подвергался сплав  $Co_{70}Fe_5Si_{10}B_{15}$ , имеющий в исходном состоянии следующие характеристики:  $H_c=0,02$  Э, остаточная индукция  $B_r=5,8$  кГс. В этом случае температура отжига  $T_o=280^{\circ}C$  была ниже температуры кристаллизации и стеклования, однако  $H_c$  после ТО в течение 1 часа составила 0,17 Э,  $B_r=7,7$  кГс. Причем замечено увеличение разброса значений  $H_c$ , т.е. флуктуаций  $H_c$ . Объяснение этих результатов заключается в следующем. ТО сопровождается увеличением концентраций атомов металлоидов в приповерхностном слое, что может привести к влиянию полей рассеяния вблизи немагнитных включений и в свою очередь образованию вторичной доменной структуры, которая сильно понижает магнитостатическую энергию образца. Впрочем, у образцов из того же материала, подвергнутых термомагнитной обработке в поле  $H=200$  Э,  $H_c$  меньше первоначального значения ( $H_c = 0,012$  Э) [11]. И действительно, в большинстве АФ отжиг в продольном магнитном поле приводит к резкому улучшению свойств. Это, прежде всего, относится к сплавам системы переходный металл-металлоид на основе  $Fe$ ,  $Ni$  и  $Co$ . Эти улучшения заключаются в уменьшении  $H_c$  и росте прямоугольности петли гистерезиса (коэффициента прямоугольности  $B_r/B_s$ ). Объясняется это тем, что в процессе ТМО в аморфных сплавах формируется ось легкого намагничивания. Закономерность изменения магнитных свойств аморфных сплавов при ТМО та же, что в традиционных кристаллических материалах (пермаллоях, перминварах) [102]. Тем не менее, для увеличения магнитной проницаемости отжига в продольном магнитном поле не достаточно, поэтому в таком случае используют комбинированный ТМО, состоящий в отжиге в продольном и поперечном или вращающемся поле.

Таким образом, превращения, происходящие в аморфных сплавах и влияющие на их магнитные свойства при отжиге можно грубо разделить на два типа: 1) структурная релаксация (релаксация внутренних напряжений), 2) кристаллизация. Хотя в реальных сплавах структурные изменения намного разнообразнее и сложнее. Именно эти пути использовались в данной работе для получения ферромагнетиков с заданными параметрами БСБ: управление напряжениями и термообработка.

Если работ по влиянию химического состава и термообработки на свойства аморфных сплавов в виде лент, пленок и проволок, полученных методом закалки во вращающейся воде очень много, то сравнительно немного работ по изучению влияния этих факторов на процесс перемагничивания и параметры БСБ литого аморфного микропровода в стеклянной оболочке, изготовленного по технологии Улитовского-Тейлора.

### 1.5. Применение бистабильных аморфных ферромагнетиков

С появлением бистабильных ферромагнетиков был сделан огромный шаг вперед в изучении магнитных явлений и их практического использования в технике. Основные экспериментальные данные о процессах перемагничивания получены в опытах с бистабильными материалами. Классическими стали опыты Сикстуса-Тонкса [103], Бозорта [2], Ферстера и Ветцеля [103] и др.

Опыты Сикстуса-Тонкса впервые позволили измерить скорость движения ДГ, а уравнение

$$x = 2 M_s (H - H_0) / \beta \quad 1.13)$$

до сих пор является базовым для определения коэффициента затухания  $\beta$  и величин критического поля  $H_0$  и поля зародышеобразования  $H_N$ .

Значительный, если не основной, вклад в теорию низкочастотных шумов (область  $f \rightarrow 0$ , где  $f$  - частота спектра) был сделан благодаря опытам с БСБ [18]. Кроме этого, большинство теорий магнитного шума в качестве ис-

ходного постулата предполагают односкачковую (за полуцикл перемагничивания) модель. Тонкие эксперименты с БСБ позволили разобраться в проблеме флуктуаций процесса зародышеобразования. Наиболее выдающимися в этом отношении являются эксперименты Н.Н. Колачевского на тонких пленках [104].

В настоящее время метод ЭБ в отношении БСБ продолжает развиваться в таких научных направлениях, как получение и исследование бистабильных аморфных ферромагнетиков, создание которых открыло широкие перспективы для использования в различных измерительных приборах и устройствах автоматики в качестве чувствительных элементов. Начало применения бистабильных ферромагнетиков в технике связано с созданием сердечников с квантовой петлей гистерезиса (рис.1.8) [105].

Число СБ в квазистатическом режиме перемагничивания однозначно связано с числом барьеров потенциального рельефа. В специально созданных образцах оно может регулироваться, а доля СБ от намагниченности насыщения составляет более 90%, т.е. образец перемагничивается путем определенного количества СБ.

Характеристика на рис. 1.8, а свойственна поликристаллическим образцам с большим числом СБ: стальные углеродистые проволоки, тонкие цилиндрические пермаллоевые пленки, сердечники из электротехнической стали. Такое свойство сердечников позволяет создавать аналого-цифровые преобразователи [106].

На Приборостроительном факультете ИжГТУ разработаны измерители сверхнизких скоростей вращения ( $10^{-5} \text{ рад/с}$ ), динамометры с порогом чувствительности  $10^{-2} \text{ Н}$  и других. Характеристика на рис. 1.8, а наряду с ее несомненными достоинствами (низкий порог чувствительности, большая разрешающая

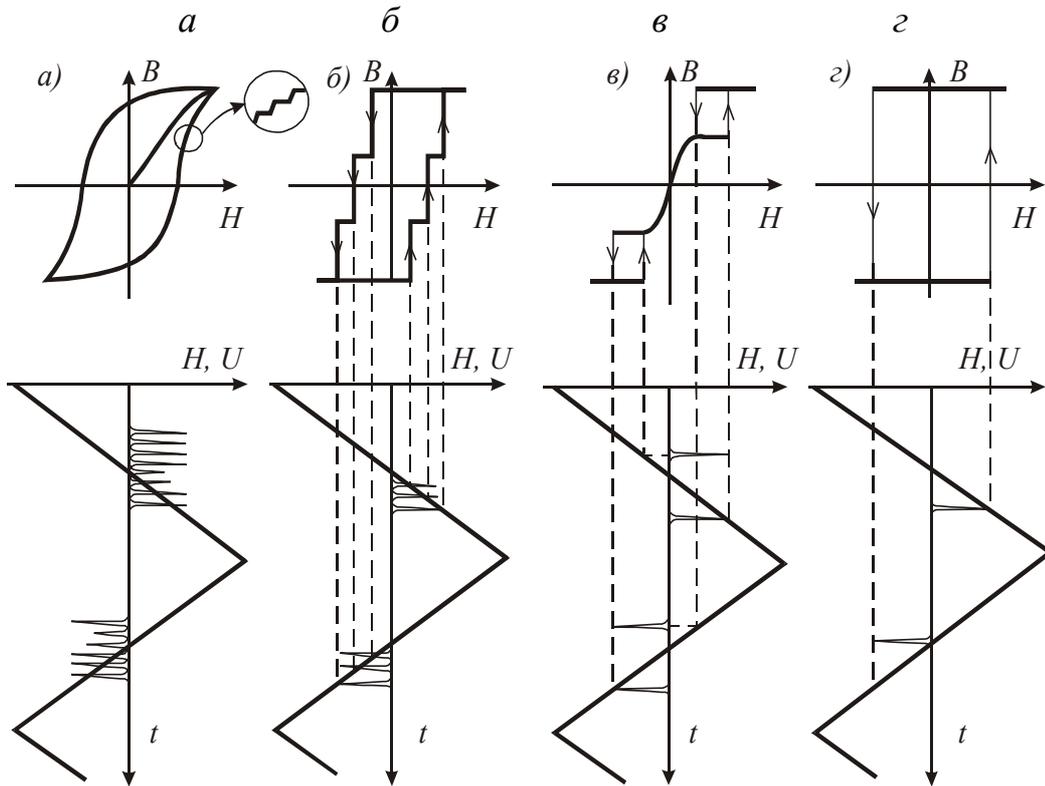


Рис. 1.8. Квантование петли гистерезиса:

а) сердечника из электротехнической стали; б) композиционного сердечника; в) проволоки Виганда; г) бистабильного сердечника

способность) имеет недостаток, ограничивающий применение в измерительной технике: неповторяемость числа СБ от цикла к циклу перемагничивания. Среднеквадратический разброс составляет  $\pm 5\%$  и более. Целенаправленное создание строго заданного числа СБ привели к появлению сердечников с детерминировано устанавливаемым числом БСБ (рис.1.8, в, г). На основе проволоки Виганда изготавливаются датчики Виганда [107]. Датчик представляют собой двухполюсник, реагирующий на магнитные поля и вырабатывающий сигналы в диапазоне нескольких вольт при условии, что напряженность управляющего магнитного поля превышает величину напряженности поля старта.

Наибольшее применение в перспективе должны найти элементы с двумя и несколькими БСБ (рис.1.8, в, г), как максимально стабильные и наиболее просто получаемые. Для измерительной техники и автоматики созданы бистабильные сердечники в виде лент и проволок малых размеров. Их харак-

теристики приведены в таблице 1.1. Сердечники изготавливаются несколькими зарубежными фирмами, наиболее крупная из них Unitika (Япония). Из отечественных изготовителей в настоящее время можно назвать ИжГТУ [108].

Основное применение сердечников — измерение и магнитных полей и токов [54], механических величин (перемещений, скоростей вращения, сил и деформаций [109, 110]) и других параметров.

В табл. 1.2 представлены характеристики сердечников из бистабильных материалов, разработанных в ИЖГТУ (г. Ижевск) [76]. Как видно из табл. 1.2, сердечник БИСЕР-3 обладает несомненными преимуществами. Не уступая БИСЕР-2 по значениям поля старта и выходного напряжения импульса ЭДС, он имеет значительно меньшие размеры, а значит, требует меньше энергии для перемагничивания. Подобные устройства могут применяться в системах автоматики как датчики положения, перемещения, превышения критического значения электрического тока в контролируемой цепи и др. Сердечник БИСЕР-1 используется в кодовых карточка для электронных замков депозитных банковских сейфов.

Элемент с характеристикой на рис. 1.8, г как нельзя лучше подходит к устройствам автоматики, охранной и контрольной техники, предназначенным для выработки сигналов типа “да-нет”: а) при достижении контролируемой величины заданного предела (концевые выключатели [44, 111], реле тока [54], реле поворота [112] и другие); б) при появлении в зоне контроля предмета, животного или человека [113]; в) в турникетно-пропускных устройствах (кодовые карточки в метро, проходных, офисах и т.п.) [44, 111].

Бистабильные элементы в процессе БСБ выделяют энергию, достаточную для питания простейших электронных схем, например, маломощного радиопередатчика. Таким образом, можно передать информацию на значительное расстояние без применения питания. На кафедре ПМКК ИжГТУ

## Ферромагнетики с большими скачками Баркгаузена

Характеристики	Тип ферромагнетиков с БСБ			
	SNMW	СЧПГ	аморфная проволока	аморфный микропровод
Состав	Ni <sub>52</sub> Fe <sub>48</sub> ; Co <sub>52</sub> Fe <sub>38</sub> V <sub>10</sub>	Co <sub>49</sub> V <sub>2</sub> Fe <sub>49</sub> ; Co <sub>75</sub> Fe <sub>22</sub> Nb <sub>3</sub> ; Fe <sub>50</sub> Ni <sub>50</sub>	Fe-Co; Fe-Ni; Fe <sub>89</sub> Cr <sub>9</sub> Si <sub>9</sub> B <sub>13</sub> ; Fe <sub>77,5</sub> Si <sub>7,5</sub> B <sub>15</sub>	Fe <sub>70</sub> B <sub>15</sub> Si <sub>10</sub> C <sub>5</sub> ; Fe <sub>70</sub> B <sub>15,5</sub> Si <sub>15</sub> ; Co <sub>56,8</sub> Fe <sub>6,2</sub> Ni <sub>10</sub> Si <sub>16</sub> B <sub>11</sub>
Технология	термомеханическая обработка	терромагнитная, термохимическая термомеханическая обработки; совместное волочение	быстрое охлаждение расплавленного металла во вращающемся потоке воды; термическая обработка	модифицированная технология Тейлора
Размеры: диаметр, мм длина, мм	0,25 7-60	0,1-0,3 60-600	0,07-0,15 50-70	5×10 <sup>-4</sup> -5×10 <sup>-2</sup> до 2
Амплитуда ЭДС, мВ/виток	2,5-3	2,5-5	0,5	0,1
Поле переключения, А/см	25	10-30	0,1	0,8
Время переключения, мкс	25-50	25-50	50	10-15
Исследователи	Wiegand D., Hollis R.L., Thompson D.A., Ломаев Г.В, Ахизина С.П.	Rauscher G., Radeloff C., Нуралиева Р.Д., Задерей Г.П., Великодный А.И.	Mohri K., Hernando A., Malmhal R.	Баранов С.А., Ларин В.С., Жуков А.П., Vazquez M., Valazquez A., Ломаев Г.В.

Таблица 1.2

## Характеристики бистабильных сердечников

Характеристика	<i>БИСЕР-1</i>	<i>БИСЕР-2</i>	<i>БИСЕР-3</i>
H <sub>s</sub> , А/см	240...320	1,2...1,8	1,5...10
U <sub>вых</sub> , мВ	2,5-3	2	1,5-2
τ <sub>сб</sub> , мкс	30-80	60	10-20
Диапазон температур, °С	-50...100	-50...100	-50...100
Габариты, мм	10×2×1	120×2×1	10×2×1
Материал сердечника	викаллоевая проволока	аморфная лента	аморфный микропровод

Ломаевым Г.В. с сотрудниками разработаны радиодатчики БАРД-1 и БАРД-2, получающие энергию от перемагничивания бистабильной аморфной ленты ( $H_s = 0,1 \text{ Э}$ ), предоставленной сотрудниками ИФМ УрО РАН (г. Екатеринбург, Потапов А.П.). Дальность приема сигнала о перемагничивании сердечника составила 15 м. (В качестве радиоприемника использовали SMW 8.2. (ФРГ)). Величина  $H_s = 0,1 \text{ Э}$ , значительно меньшая горизонтальной составляющей поля Земли, определяет его уникальное применение в системах охраны объектов особой важности.

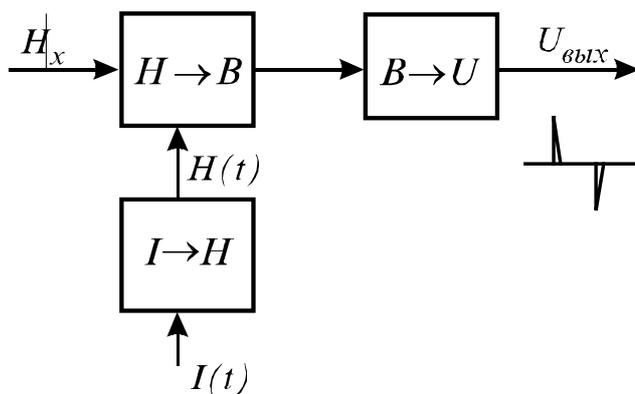


Рис.1.9. Структурная схема МК

На базе сердечника БИСЕР-3 создан магнитный компаратор (МК), который нашел применение в трехкомпонентном датчике портативного магнитометра ИГМП-3к [70, 114]. Принцип работы МК на базе бистабильного ЛАМСО заключается в следующем: на МК действует сравниваемое и образцовое поля. Когда сравниваемое магнитное поле достигает определенного порогового значения  $H_s$ , происходит переключение сердечника путем БСБ. Регистрация БСБ осуществляется с помощью измерительного преобразователя. Структурная цепь преобразований представлена на рис. 1.9. При использовании эффекта Маттеучи преобразователь  $I-H$  отсутствует.

Применение бистабильных сердечников БИСЕР-3 позволяет создавать компактные портативные устройства с малым потреблением тока, что повышает их конкурентоспособность среди преобразователей магнитного поля с высокой чувствительностью и точностью. Сравнение наиболее распространенных в области магнитоэлектронных устройств преобразователей позволя-

ет сделать выводы о перспективности преобразователей на основе микропровода с БСБ (БИСЕР-1-3). Например, при разработке портативных экономических магнитометров для обнаружения магнитопатогенных зон (см. гл. 4).

## ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 1

Из приведенного обзора состояния исследований в области физики процессов перемагничивания ферромагнетиков с БСБ следует, что наиболее перспективными являются аморфные микропровода в стеклянной оболочке с бистабильными свойствами. Благодаря удачному сочетанию физических свойств аморфные микропровода находят применение в измерительной технике и устройствах автоматики. Уникальность этого материала в том, что из всех известных ферромагнетиков, только в микропроводе бистабильные свойства формируются в процессе изготовления. При этом технология изготовления позволяет регулировать характеристики микропровода (геометрические размеры, коэрцитивную силу, поле старта и т.д.).

Исследованию свойств бистабильных ферромагнетиков (включая ЛАМСО) посвящено значительное количество работ, но немногие из них содержат сведения о динамических магнитных свойствах. При изучении магнитных свойств и процессов перемагничивания бистабильных ферромагнетиков, в частности в образцах из викаллоевой проволоки и ЛАМСО, обнаружено два механизма БСБ, возникающих в одном и том же образце, но при разных условиях. Тем не менее, причины и условия их возникновения изучены не достаточно.

Основным методом исследования динамических процессов перемагничивания является индукционный съем информации. Однако известные ранее массивные бистабильные образцы не позволяли применять индукционный метод из-за большого уровня вихревых токов. Для исследуемого в данной работе микропровода в силу большого удельного сопротивления и малых по-

терь на вихревые токи информативность этого метода повышается, т.к. коэффициент затухания в данном случае определяется только спин-спиновой релаксацией. Поэтому образцы аморфного микропровода являются одним из лучших инструментов изучения механизмов переключения индукционным методом.

Возможность контролируемого изменения магнитных свойств микропровода позволяет рассчитывать на получение образцов с петлями гистерезиса аналогичными в материале СЧПГ, т.е. по существу материалы с 4-я стабильными состояниями за цикл перемагничивания. Созданные ранее композиционные материалы с 4-мя скачками намагниченности за цикл переключения имеют неудовлетворительную трактовку этих процессов, поэтому целесообразно попытаться получить их в ЛАМСО.

На основании выше изложенного и обзора данной главы определена цель работы - изучить механизмы и динамику переключения бистабильных ферромагнетиков из *Fe*-, *Fe-Co*-сплавов, полученных по технологии Улитовского-Тейлора, и оценить перспективы их использования в магнитометрических устройствах. В соответствие с которой сформулированы следующие задачи:

- анализ и отбор сплавов ЛАМСО, у которых бистабильные магнитные свойства достигаются путем создания наведенной магнитной анизотропии за счет внутренних напряжений литья;
- изучение распределения внутренних напряжений в металлической жиле и их связи с параметрами БСБ (поле старта, его флуктуации, механизмы и динамика переключения);
- создание и исследование различных условий для зародышеобразования, их влияние на параметры БСБ;
- исследование механизмов переключения ферромагнетиков с 2-х и 4-х стабильными состояниями за цикл перемагничивания;

– разработка принципов работы средств магнитометрической техники (магнитные компараторы, магнитометры, магнитометрические стенды и т.п.) с использованием ферромагнетиков с БСБ.

## ГЛАВА 2. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ОБРАЗЦОВ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В данной работе использовались образцы из аморфного микропровода в стеклянной оболочке. Технология изготовления, физические свойства, критерии отбора и методы получения образцов описаны в настоящей главе. Исследования проводились на специально созданной магнитометрической аппаратуре, позволяющей исследовать динамику переключения индукционным методом. Контроль внешнего вида образцов (оболочки, торцов микропровода) осуществлялся с помощью микроскопа ИНФРАМ-И. Достаточное внимание уделено анализу погрешностей измерения и методам их устранения. При изготовлении образцов особый акцент сделан на разработке технологии раздельного стравливания стеклянной оболочки или металлической жилы, что позволило тщательнее изучить процессы переключения бистабильных ферромагнетиков.

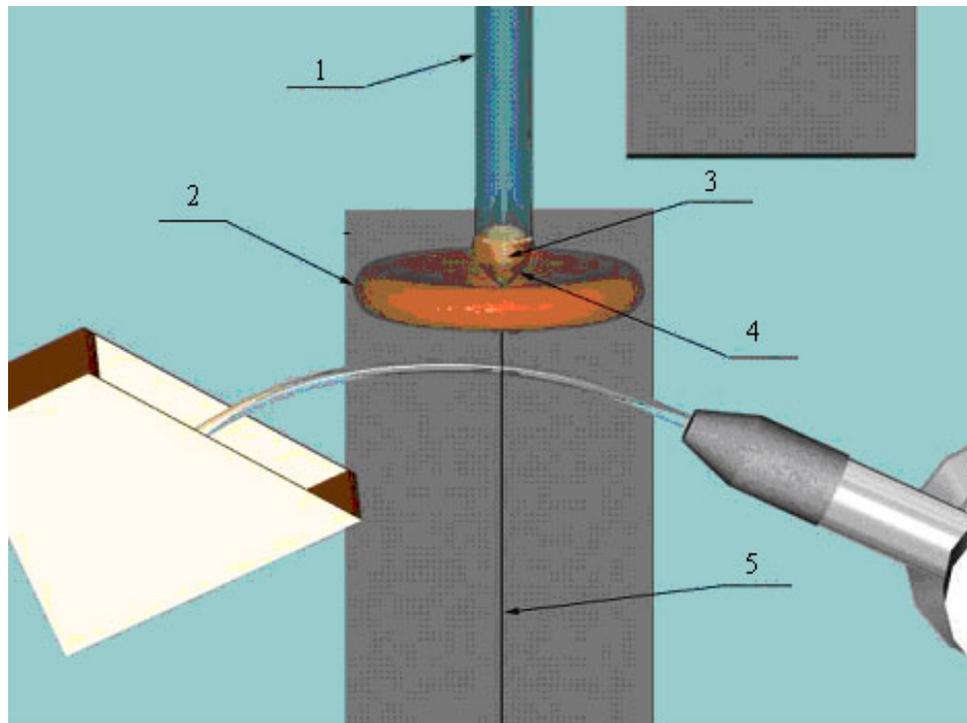
### 2.1. Получение бистабильного аморфного микропровода

#### по технологии Улитовского-Тейлора

Используемые в исследованиях образцы представляют собой отрезки различной длины из аморфного микропровода, полученного литьем. Микропровод литой в стеклянной изоляции – уникальный по своим параметрам и способу получения материал. В данной работе проводились исследования бистабильного ЛАМСО с положительной магнитострикцией, изготовленного по методу Улитовского-Тейлора [68]. Схема установки для изготовления микропровода представлена на рис. 2.1.

Технология изготовления. Небольшое количество металла, помещенное на дно запаянной снизу стеклянной трубки 1, расплавляется в электромагнитном поле высокочастотного индуктора специальной конической фор-

мы 2. Стекло от соприкосновения с нагретым металлом, в свою очередь, размягчается, однако капля металла 3 в жидкой стеклянной оболочке продолжает оставаться в равновесии, удерживаемая пондеромоторными силами электромагнитного поля индуктора и частично силами поверхностного натяжения. Для получения микропровода производят оттяжку стекла вниз через отверстие индуктора, в результате чего образуется стеклянный капилляр, сразу же наполняемый жидким металлом. Размягченный капилляр растягивается, утоньшается до заданного размера и затвердевает, проходя через струю охлаждающей жидкости или газа, расположенную ниже торца индуктора.



*Рис. 2.1. Установка для литья микропровода в стеклянной оболочке по методу Улитовского-Тейлора: 1 – стеклянная трубка, 2 – высокочастотный индуктор, 3 – капля металлического расплава, 4 – стеклянный конус, 5 - микропровод в стеклянной оболочке .*

В этой технологии изготовления используются высокие скорости охлаждения ( $10^5$ - $10^7$  К/с), достаточные для «замораживания» аморфного состояния в сплаве, поскольку за столь короткое время атомы не успевают переместиться на расстояние, которое позволило бы им сформировать кристаллическую решетку.

Убыль стекла компенсируется непрерывной подачей стеклянной трубки в зону индуктора. Расход металла ограничивается исходной навеской («капельный» метод) или же восстанавливается путем введения в зону плавки стержня шихтового материала («непрерывный» метод).

Основным условием успешного получения литого микропровода в стеклянной оболочке является способность сцепления металла и стекла при расплаве. Здесь участвуют следующие виды энергии: поверхностная энергия, адгезия, молекулярное взаимодействие, химическая связь. На существование электрохимических процессов при литье микропровода указывает наличие ЭДС между каплей металла и стеклом, что приводит к возникновению переходных областей между стеклянной оболочкой и металлической жилой микропровода. Наличие переходной области доказано исследованиями аморфного микропровода с помощью электронной микроскопии [68, 115].

Все известные ЛАМСО являются сплавами типа металл-металлоид. Получение аморфной структуры сопряжено с задачей оптимизации состава металлической жилы. Обычно аморфную жилу получают в сплавах на основе кобальта и железа с металлоидами - аморфизаторами (бором, кремнием) (см. главу 1). По химическому составу аморфные микропровода различают сплавы на основе железа, кобальта и железокобальтовые. Добавление кремния в аморфные сплавы позволяет повысить их термическую стабильность (т.е. приводит к росту температуры кристаллизации). Добавление Cr, V, Ti, Mn приводит к росту микротвёрдости, хром увеличивает коррозионную стойкость аморфных сплавов.

Известно, что вероятность получения аморфной структуры возрастает с уменьшением диаметра жилы при неизменном содержании аморфизирующих добавок. Однако диаметр жилы можно увеличить за счет увеличения концентрации аморфизаторов, в частности бора. Так, для сплавов, богатых бором, аморфная структура жилы сохраняется до диаметра порядка 25 мкм [30].

Совершенно иное влияние оказывает на структуру жилы углерод. В сплавах с большим содержанием углерода, даже при диаметре жилы в 5 мкм содержатся кристаллические фазы.

Так, например, классический микропровод, содержащий Fe 69-77%, C 5-15%, Si 10-18%, B 8-20% получается стабильно аморфным только при большом содержании бора.

Интерес представляют сплавы на основе железа, в которых основа заменена на Co и Ni (до 40%), поскольку эти материалы имеют близкую к нулю магнитострикцию (например, сплавы CoMnBSi, CoFeBSi). Добавление этих элементов не существенно изменяет термостабильность сплавов, также как и добавление марганца (до 7%) и редкоземельных (до 1%). Температура кристаллизации (температура Кюри)  $T_k$  сохраняется близкой к 430-450<sup>0</sup>С. Однако сплавы с содержанием Ni более 50% имеют низкую  $T_k$  (менее 400<sup>0</sup>С).

Геометрические параметры микропровода зависят от технологических режимов литья и вязкости применяемого стекла. Необходимо прежде всего, чтобы при литье вязкость стекла находилась в пределах  $10^2 - 10^3$  Па\*с. Для металлов с температурой плавления около 1000<sup>0</sup>С пригодны обычные боросиликатные или свинцовосиликатные стекла. При замене одной марки стекла на другую диаметр жилы микропровода может измениться в несколько раз. В настоящее время технология изготовления позволяет получать микропровод в стеклянной оболочке с диаметром жилы 0,5 – 25 мкм и толщиной стеклянного покрытия 1 – 15 мкм.

Особенности структуры аморфного микропровода в стеклянной оболочке отразились на многих физических свойствах. Так, несмотря на то, что плотность аморфных сплавов на 1-2% ниже плотности кристаллических аналогов, прочность их выше в 5-10 раз. Более высокая прочность связана с тем, что в АМСО отсутствуют такие дефекты, как дислокации и границы зерен, свойственные кристаллическому состоянию. Даже вакансии в аморфном микропроводе имеют другую форму и размеры. Они обладают чечевицеобразной формой и носят название вакансионноподобных дефектов. Их ширина

настолько мала, что атомы не могут в них разместиться, поэтому подобные дефекты затрудняют диффузию через аморфные металлические слои.

Типичным для АМСО является высокая электропроводность. Электрическое удельное сопротивление в 3-5 раз выше, чем у кристаллических аналогов. Это связано с тем, что при движении электронов через нерегулярную структуру аморфного материала они испытывают гораздо больше столкновений с ионами, чем в кристаллической решетке.

Следует заметить, что стеклянная оболочка микропровода имеет высокие изоляционные свойства, например, ее пробивное напряжение при переменном токе в 1,5 раза больше чем у эмалированного провода.

Наличие уникальных магнитных свойств, включая бистабильность, (которые описаны в главе I) определяется процессом изготовления микропровода. В процессе остывания из-за разности коэффициентов термического расширения  $\alpha$  металла и стекла в микропроводе фиксируются остаточные напряжения, которые существенно влияют на магнитные характеристики [31]. Значения коэффициента  $\alpha$  для металла и кварца отличаются более, чем в 20 раз: для кварца  $\alpha=5,5 \cdot 10^{-7} (\text{°C})^{-1}$ , для чистого железа  $\alpha=12 \cdot 10^{-6} (\text{°C})^{-1}$ . Охлаждение приводит к застыванию стеклянной оболочки и растягиванию металлической жилы. Во внутренней части жилы происходит процесс упругой релаксации напряжений. Следовательно, остаточные напряжения убывают к центру жилы. Таким образом, внутренние напряжения и соответственно магнитные свойства напрямую зависят от соотношения толщины стеклянного покрытия и диаметра металлической жилы. Чем больше величина этого отношения, тем больше значение поля старта  $H_s$ . В работе [31] исследовано распределение внутренних остаточных напряжений методом ферромагнитного резонанса и установлено, что остаточные напряжения концентрируются в поверхностном слое металла.

Для определения химического и элементного состава сплавов, обладающих бистабильными свойствами проведены предварительные исследования совместно с научно-производственным предприятием «MicroFir

Tehnologii Industriale» (Молдова, г. Кишинев), по результатам которых определены микропровода и их геометрические размеры (диаметр металлической жилы, толщина стеклянной оболочки).

## 2.2. Изготовление образцов

При подготовке образцов для исследований учитывались следующие критерии отбора ЛАМСО: возможность получения бистабильности; аморфность;  $H_s < 2 \text{ Э}$  (желательно  $H_s \leq 0,5 - 1 \text{ Э}$ ); отсутствие микротрещин, сколов в стеклянной оболочке микропровода.

Как упоминалось выше, создание бистабильных свойств в исходном материале определяется технологией изготовления и химическим составом микропровода (пп.1.1, 1.4 и 2.1). Для исследований мы выбрали микропровода, в которых эти условия были реализованы.

Вопросам структурного и фазового состава ЛАМСО посвящено большое количество работ [30, 68, 115], поскольку это является самостоятельной задачей. Структурный анализ исследуемых в данной работе материалов был проведен изготовителями – НПО «MicroFir Tehnologii Industriale» (Молдова, г.Кишинев, см. акт испытаний в приложении 1). В качестве основных методов исследования структуры ЛАМСО изготовителями применяются микро-рентгеноспектральный и рентгеноструктурный анализ, а также электронная микроскопия. Нами совместно с лабораторией физического и химического анализа ФТИ УрО РАН (г. Ижевск) проведены дополнительные исследования структуры образцов на рентгеновском дифрактометре ДРОН-3М при медном излучении (Cu-k- $\alpha$ ) с графитовым монохроматором при напряжении на трубке 35 кВ и токе 30 мА.

Образцы для исследований готовились из микропровода, уложенного в два слоя на специальной подложке в виде квадратной площадки с размерами  $10 \times 10$  мм. Для исключения влияния стеклянной оболочки на дифракционную

картину образцы предварительно протравливались концентрированной плавиковой кислотой  $HF$ .

Дифракционная картина, полученная при исследовании образца из сплава  $Fe_{81,6}Mn_{9,3}B_{1,8}Si_6C_{1,3}$  отображена на рис. 2.2. На дифрактограмме явно выражен раздваивающийся пик интенсивности отраженный при угле  $2\theta=44,3^{\circ}$ . Этот угол соответствует межплоскостному расстоянию в кристалле порядка  $a_1=2,904 \text{ \AA}$ , что говорит о наличии в сплаве кристаллической фазы железа. Определить тип  $\alpha$ -Fe или  $\gamma$ -Fe не удалось. По всей видимости, судя по размерам пика, в данном образце содержится порядка 40% кристаллической фазы в мелкодисперсном состоянии. Причем кристаллы расположены во всем объеме микропровода, поскольку повторные исследования после стравливания поверхностного слоя металлической жилы показали аналогичные дифрактограммы.

Наличие мелкодисперсной кристаллической фазы в исследуемых образцах из ЛАМСО не является исключительным явлением. Подобные

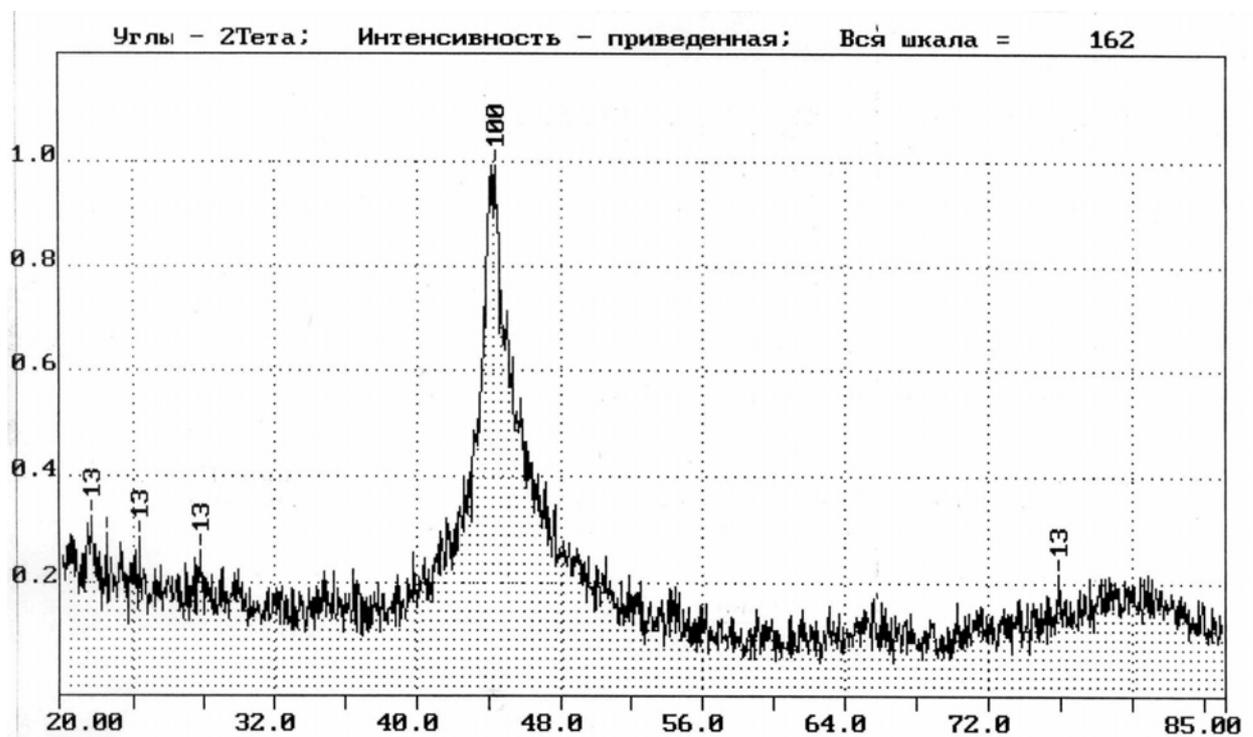


Рис. 2.2. Дифракционная картина металлической жилы микропровода из сплава №3 в стеклянной оболочке.

результаты регистрировались и другими исследователями. Объяснением служит, в частности, возможность образования кристаллических частиц, особенно при достаточно высоком содержании углерода и кремния, что и характерно для сплава, результаты исследования которого приведены на рис. 2.2. Тем не менее, подобные материалы по общепринятой классификации относятся к группе аморфных.

По результатам исследований получены образцы с 2-х и 4-стабильными свойствами, химический состав и геометрические параметры которых приведены в табл. 2.1. Длина образцов в экспериментах варьировалась от 1 мм до 30 мм. На рис. 2.3 показано сечение микропровода в стеклянной оболочке.

Таблица 2.1

## Основные характеристики образцов

№ п/п	Химический состав	Диаметр металлической жилы, мкм	Наружный диаметр, мкм	Коэрцитивная сила, А/м
1	$(\text{Co}_{92}\text{Fe}_8)_{63}\text{Ni}_{10}\text{B}_{16}\text{Si}_{11}$	6	20	79
2	$\text{Co}_{18,8}\text{Fe}_{71,8}\text{B}_3\text{Si}_{6,8}$	21	28	38,5
3	$\text{Fe}_{81,6}\text{Mn}_{9,3}\text{B}_{1,8}\text{Si}_6\text{C}_{1,3}$	17	26	70
4	$\text{Co}_{69}\text{Fe}_{5\div 6}(\text{BSi})_{25}$	27	36	15,8
5	$\text{Fe}_{70}\text{B}_{15}\text{Si}_{10}\text{C}_5$	20	30	69,5

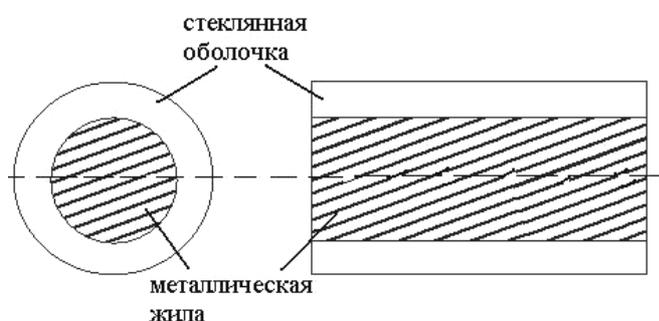


Рис. 2.3. Аморфный микропровод в стеклянной оболочке.

Подготовка образцов к исследованию осуществлялась двумя способами: механическим и химико-механическим. Механический способ: элементы длиной от 1 мм и более изготавливались путем механической резки протяженных образцов АМСО. Для нарезки выбирались участки, в которых отсутствуют трещины, перегибы, сколы, определяемые с помощью микроскопа. Наличие сколов на торцах сердечников и микротрещин в стеклянном покрытии фиксировалось при помощи микроскопа ИНФРАМ-И при увеличении в 100-300 раз. На рис. 2.3 представлены образцы с наиболее характерными дефектами:

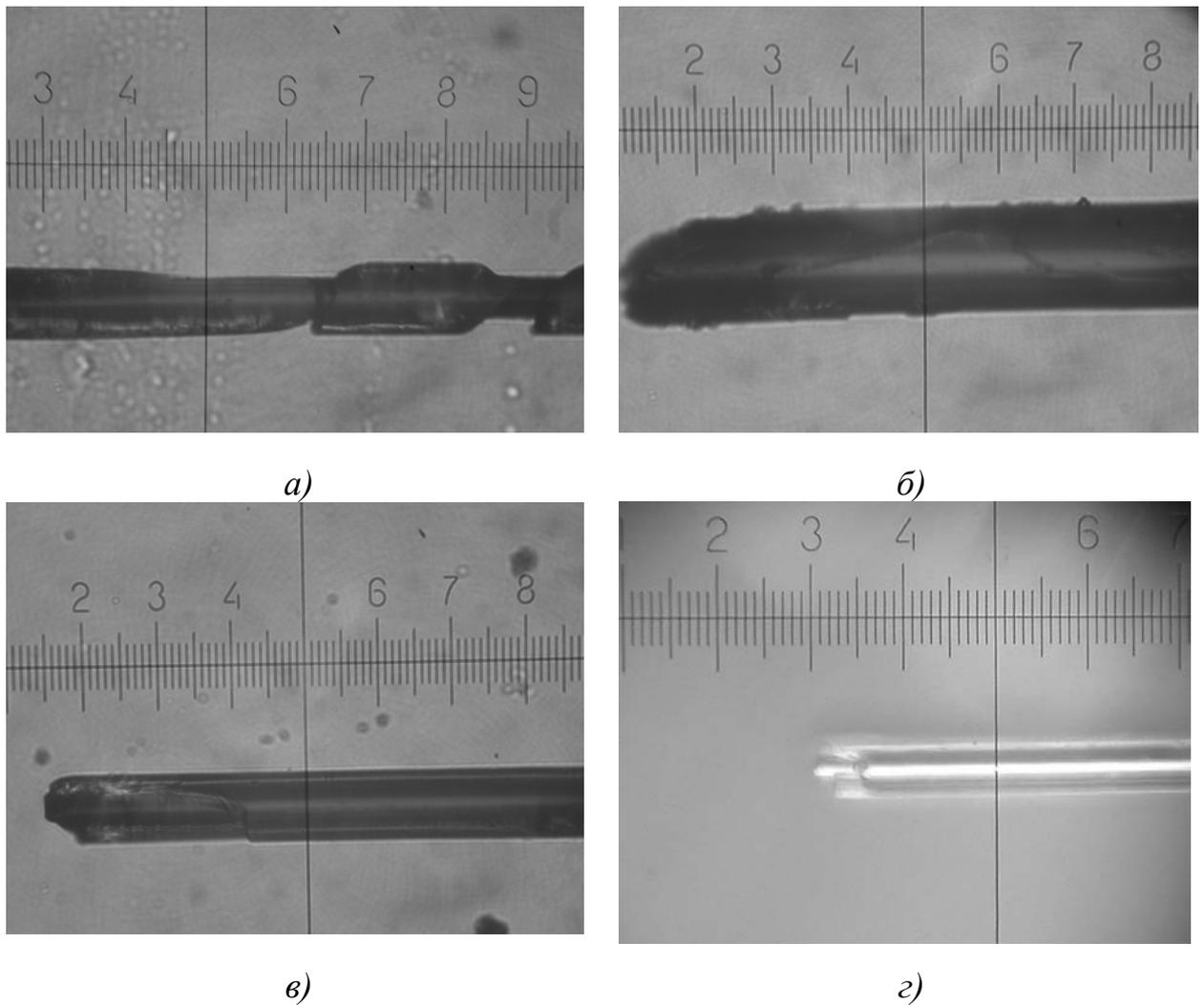


Рис. 2.4. Характерные дефекты образцов (масштаб  $1_{\text{дел.}} = 28,6 \text{ мкм}$ ): а, б, в – в отраженном свете; г – в проходящем свете.

- 1) образцы со сколами и трещинами на поверхности стеклянного покрытия (рис.2.4, а, б);
- 2) образцы, имеющие сколы стекла на торцах (рис.2.4, в);
- 3) образцы, с утопленной жилой вследствие её обрыва (рис.2.4, г).

Трещины в стеклянной оболочке микропровода могут образоваться в результате механической деформации – намотка на бобины при изготовлении, перегибы и т.п.

Сколы на торцах возникают при нарезке, поэтому необходимо использовать очень тонкий режущий инструмент, чтобы площадь поверхности соприкосновения с микропроводом была как можно меньше. Это позволяет сохранять оболочку на торцах (рис. 2.5).

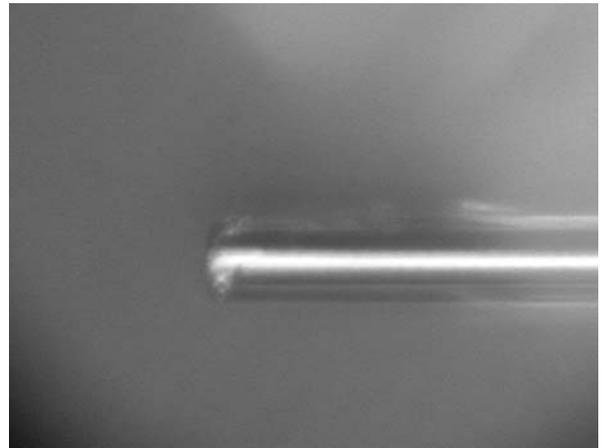


Рис.2.5. Образец с ровными торцевыми срезами (в проходящем свете).

Химико-механический способ изготовления заключается в обработке торцов образца в кислотных соединениях – в плавиковой кислоте (HF) или в азотной кислоте  $\text{HNO}_3$ . В первом случае создавались образцы с выступающей металлической жилой. Образец (или торцы образца) помещался в

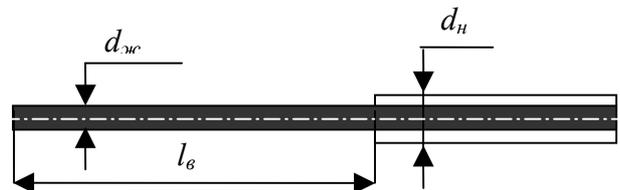
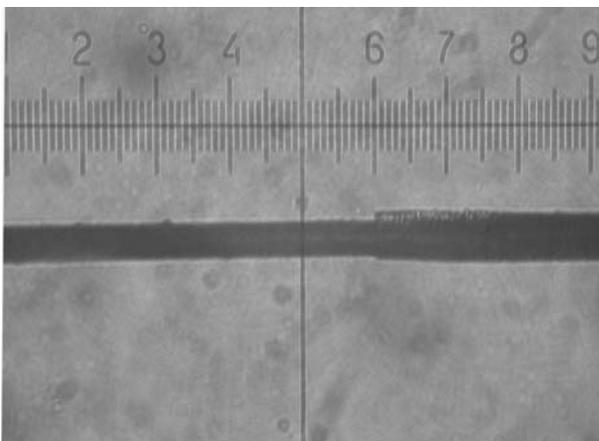


Рис. 2.6. Образец ЛАМСО после травливания стеклянной оболочки. Масштаб 1 дел.-34 мкм.(в отраженном свете).

плавиковую кислоту до частичного или полного снятия стекла.

Процесс обработки контролировался также с помощью микроскопа, путем измерения наружного диаметра сердечника. Для стравливания стекла с определенной длины образец предварительно обрабатывался жирными соединениями для исключения капиллярного эффекта. При необходимости процесс стравливания останавливался путем удаления остатков кислоты в воде. На рис. 2.6 представлен образец после стравливания стекла с одного из торцов на длину  $l_0$ . В исходном состоянии наружный диаметр  $d_n$  составлял 26 мкм, после стравливания диаметр уменьшился до  $d_{жс} = 17$  мкм.

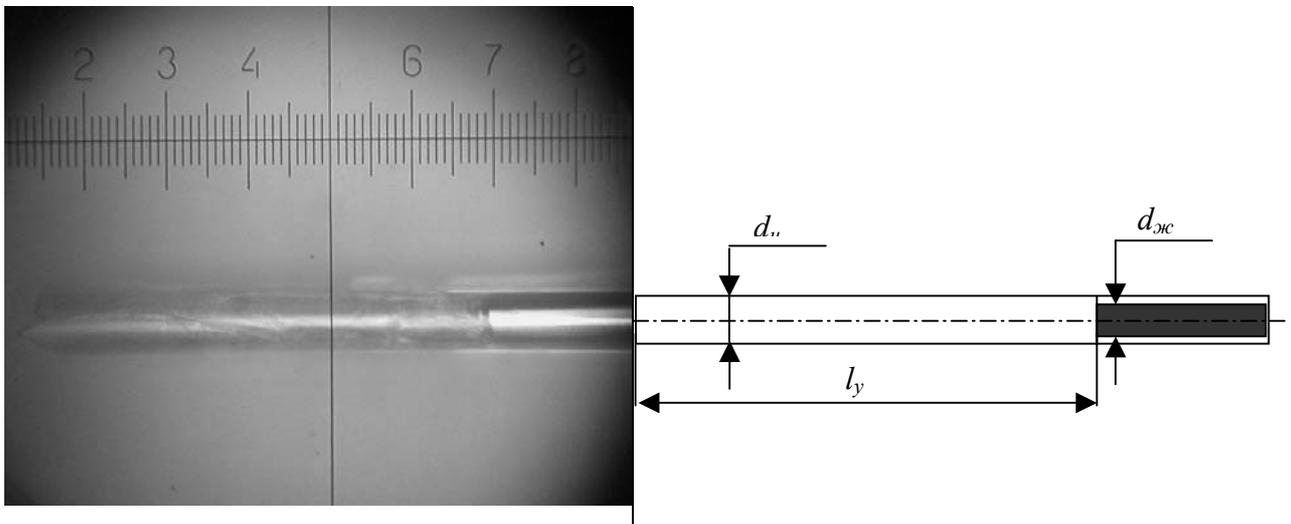
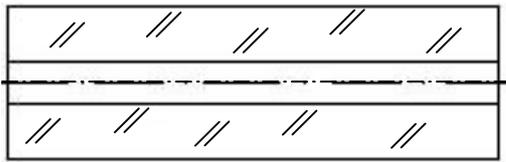


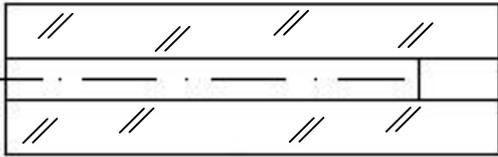
Рис. 2.7. Образец АМСО после обработки азотной кислотой. Масштаб 1 дел.-34 мкм (в проходящем свете).

Обработка в азотной кислоте позволяет получать образцы с утопленной жилой ( $l_y$  – длина области микропровода с удаленной жилой). В некоторых случаях образцы проходили двойную обработку, вначале в азотной кислоте, затем в хромпике. Образец с утопленной жилой показан на рис. 2.7.

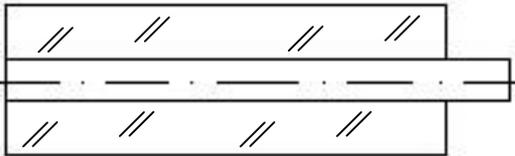
Таким образом, в исследованиях использовались образцы с тремя видами торцов: с ровными торцевыми срезами, с утопленной жилой и с выступающей металлической жилой (рис. 2.8). Эти образцы использовались в экспериментах по изучению влияния состояния торцов на механизм перемагничивания.



Ровные торцевые срезы



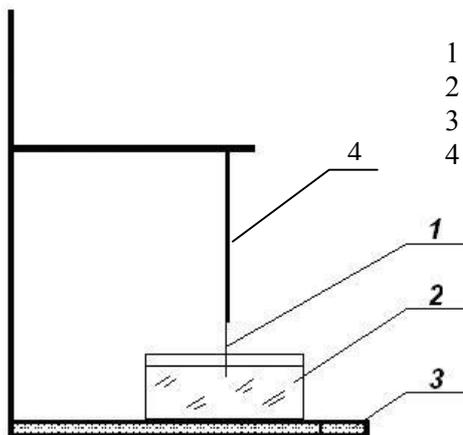
Металлическая жила на правом торце утоплена



Металлическая жила на правом торце выступает

Рис. 2.8. Виды торцов.

На рис. 2.9 показана установка для химической обработки образцов.



- 1 – образец
- 2 – емкость с кислотой
- 3 – штатив
- 4 – нить-подвес

Рис. 2.9. Установка для химической обработки образцов.

## 2.3. Методы и методики исследования

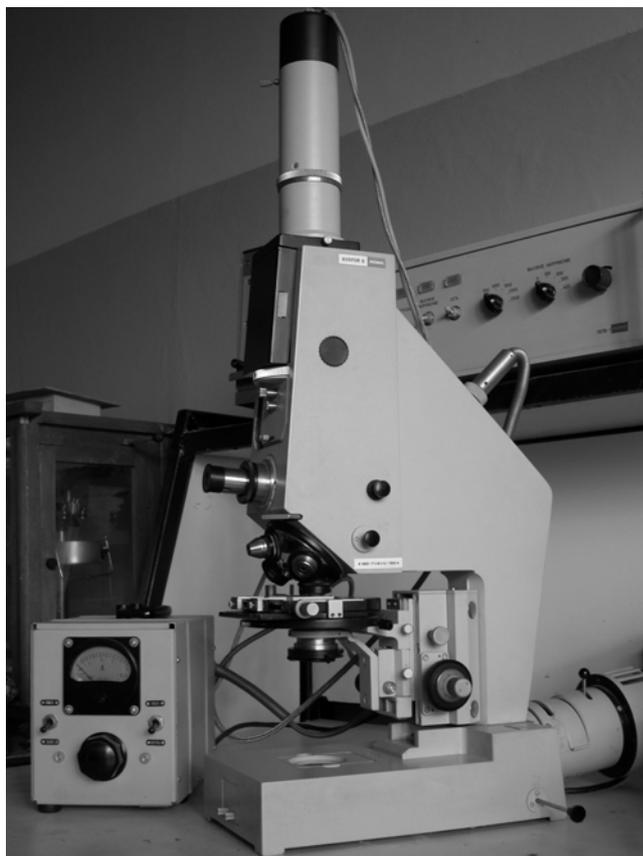
### 2.3.1. Оптические исследования

При изучении процессов переключения в образцах из ЛАМСО особое внимание уделялось контролю дефектов стеклянной оболочки, возникающих в результате внешнего воздействия – изгиб при намотке на бобины, нарезка на короткие образцы и т.п. и состоянию торцов. Для контроля состояния стеклянной оболочки используется инфракрасный микроскоп ИНФРАМ – И

(рис. 2.10). Микроскоп позволяет выполнять наблюдение и фотографирование в неполяризованном проходящем и отраженном видимом свете в светлом и темном поле. Увеличение при наблюдении в проходящем видимом свете составляет 20-1080, в отраженном свете – 45-1425. В таблице 2.3 указаны характеристики объективов, используемых в данной работе. Характеристики окуляров для наблюдения приведены в табл. 2.2.

В комплект микроскопа входят конденсоры ОИ-27 и ОИ-10, позволяющие работать в неполяризованных видимых и инфракрасных лучах. Числовая апертура конденсора ОИ-27 равна 1,2. Он используется для работы в светлом поле с объективами 3,5х0,10 и 9х0,20, при снятой фронтальной линзе, после чего апертура конденсора становится равной 0,3.

Конденсор ОИ-10 применяется при работе в темном поле с объективами 9х0,20; 10х0,30.



*Рис. 2.10. Инфракрасный микроскоп ИНФРАМ-И*

Таблица 2.2

## Характеристики объективов

№ п/п	Наименование объектива	Собственное увеличение	Числовая апертура	Фокусное расстояние, мм	Рабочее рас- стояние, мм	Линейное поле микро- скопа в пространстве предметов с окуляром $7^x$ , мм
Объективы, предназначенные для работы в проходящих (поляризованных и неполяризованных) видимых и инфракрасных лучах						
1	Планахроматический поляриза- ционный 3,5x0,10П	3,5	0,10	29,92	23,40	4,30
2	Планахроматический поляриза- ционный 9x0,20П	9	0,20	15,50	13,50	1,70
3	Планахроматический поляриза- ционный 60x0,85П	60	0,85	3,0	0,14	2,40
Объективы, предназначенные для работы в отраженных видимых и инфракрасных лучах						
4	Эпиобъектив 9x0,20	9	0,20	18,40	5,40	2,0
5	Эпиобъектив 21x0,40	21	0,40	8,40	1,80	0,9
6	Эпиобъектив 40x0,65	40	0,65	4,60	0,61	0,5
7	Эпиобъектив 95x1,00	95	1,00	2,00	0,41	0,2

Таблица 2.3

## Характеристики окуляров

№ п/п	Наименование окуляра	Собственное увеличение	Фокусное расстояние, мм	Линейное поле, мм
1	Гюйгенса 5 <sup>x</sup> со шкалой	5	50,60	23,0
2	Гюйгенса 8 <sup>x</sup> с перекрестием	8	31,40	21,0
3	Компенсационный К7 <sup>x</sup>	7	35,00	18,0
4	Компенсационный К15 <sup>x</sup>	15	16,70	11,0
5	Ортоскопический О28 <sup>x</sup>	28	9,00	6,5

*Примечание. Окуляр 5x применяется только для исследования в проходящем свете и при фотометрировании.*

Для наблюдения объектов в отраженном свете необходимо настроить микроскоп в соответствии с инструкцией и использовать эпиобъективы. Фотографирование изображения объекта можно производить с помощью микрофотонасадки МФН-12 фотоаппаратом на пленку 24x36 мм, пластиночной фотокамерой на пластинку 6,5x9 см или цифровой камерой. Цифровая камера является одним из лучших инструментов для качественного ввода изображений в ПК. Мы использовали цифровой фотоаппарат Nikon Coolpix 4500 с разрешением 4 млн. пикселей. Фокусное расстояние 7,85-32 мм (38-135 мм в эквиваленте для 36 мм). Возможность цифрового увеличения до 4-х раз. Для фотографирования камера закреплялась в штативе непосредственно к окуляру микроскопа. Параметры съемки: режим «Сору», без вспышки, автофокус, Image Quality - Fine, Image Size – 640\*480.

Основное достоинство этого микроскопа в том, что существует возможность исследований объекта в различных световых диапазонах: ультрафиолетовом, видимом, инфракрасном. Учитывая специфику исследуемого объекта - цилиндрическую форму микропровода и стеклянную оболочку - проведены измерения в разных режимах работы микроскопа. Установлено, что для наблюдения поверхности микропровода, состояния стеклянной оболочки достаточно работать в видимом отраженном свете (рис.2.4, а-в), а для наблюдения металлической жилы – в видимом проходящем свете (рис. 2.4, г). Однако и в этом случае, невозможно четко сфокусировать изображение на

поверхности всего микропровода, а только на определенных участках, либо на краях, либо по оси микропровода.

### 2.3.2. Магнитометрические исследования

Исследование магнитных характеристик бистабильного аморфного микропровода в стеклянной оболочке проводилось на изготовленной нами автоматизированной экспериментальной установке на базе ПК и цифрового осциллографа ОЦЗС-01, позволяющая фиксировать основные параметры импульса ЭДС от БСБ при перемагничивании образца: форму импульса, амплитуду  $U_m$ , длительность  $\tau$  и время появления импульса по отношению к опорному сигналу, а также петли гистерезиса.

Форма и амплитуда импульса ЭДС обусловлены движением ДГ и характером препятствий, сдерживающих ее смещение.

Амплитуда импульса  $U_m$  характеризует максимальную скорость изменения магнитного момента области, охваченной скачкообразным перемагничиванием. Длительность импульса  $\tau$  – это время, за которое изменяется магнитный момент, и она определяется как внутренними причинами (структурой ДГ), так и внешними (например, параметрами измерительного контура).

Характерной особенностью параметров одиночного импульса является тот факт, что энергия, необходимая для измерения, поступает в элемент преобразования лишь в течение времени существования импульса. Для измерения подобного импульса необходимо, чтобы измерительная система успевала регистрировать напряжение импульса в течение времени его существования, т.е. была бы практически безынерционной, либо запоминала в течение этого же времени информацию о напряжении импульса с целью дальнейшего ее преобразования. В первом случае могут быть применены различного типа прямопоказывающие приборы, использующие преобразование одиночных

импульсов, во втором случае могут использоваться специальные осциллографы (аналоговые и цифровые) с фоторегистрацией однократных процессов или с записью в ПК.

При исследовании отдельного БСБ крайне желательно сочетание этих двух способов с целью всестороннего изучения параметров одиночного импульса ЭДС от БСБ.

Характеристики экспериментальной установки:

- |   |                |
|---|----------------|
| 1. Диапазон частот перемагничивания         | 0 – 100 кГц    |
| 2. Диапазон амплитуды поля перемагничивания | 0 – 800 А/м    |
| 3. Параметры измерительного канала          |                |
| полоса пропускания                          | 0,5 – 2000 кГц |
| коэффициент усиления предусилителя          | 100            |
| уровень шумов, приведенных ко входу         | 5 мкВ          |

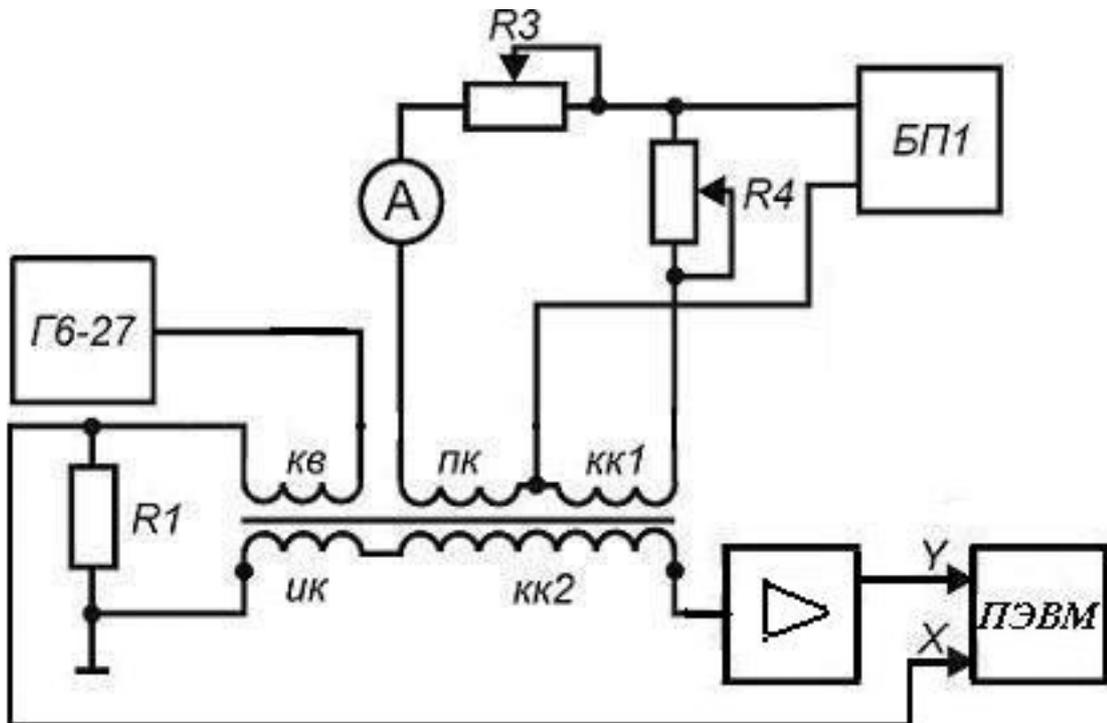


Рис. 2.11. Функциональная схема установки для исследования параметров импульсов ЭДС от БСБ и петель гистерезиса.



Рис. 2.12. Внешний вид установки для исследования параметров импульсов ЭДС от БСБ и петель гистерезиса.

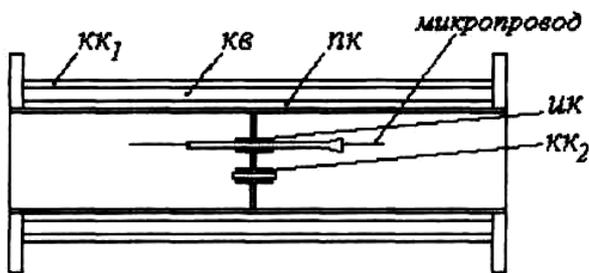


Рис. 2.13. Конструкция катушек:  $КК_1$  – катушка компенсации влияния поля Земли;  $КК_2$  – компенсационная катушка;  $ПК$  – подмагничивающая катушка;  $КВ$  – катушка возбуждения;  $ИК$  – измерительная катушка.

На рис. 2.11 представлена функциональная схема установки, а на рис. 2.12 – ее внешний вид.

Методика измерений сводится к следующему: исследуемый образец помещается внутри катушки возбуждения  $КВ$  и измерительной катушки  $ИК$  (рис. 2.13). Параметры катушек приведены в табл. 2.4. Для компенсации ЭДС, наводимой в измерительной катушке перемагничивающим полем, встречно-последовательно включена аналогичная ей по всем параметрам катушка  $КК_2$ . Перемагничивание осуществлялось полем треугольной формы, создаваемым генератором сигналов специальной формы Г6-27. При этом в  $ИК$  вследствие БСБ возникают импульсы ЭДС, которые подаются через широкополосный малошумящий усилитель на вход канала В специального запоминающего цифрового осциллографа ОЦЗС-01. В качестве усилителя использовался встроенный в милливольтметр ВЗ-42 широкополосный усилитель ШУ со следующими параметрами: выходное напряжение  $200\text{ мВ} \pm 15\%$  (при полном отклонении указателя) на поддиапазонах 3 мВ до 300 В в диапазоне частот от 10 Гц до 5 МГц. Выходное

### Параметры катушек

№ п/п	Наименование катушки	Количество витков $w$	Средний диаметр $d$ , мм	Длина намотки $l$ , мм
1	Перемагничивающая КВ	1034	25	140
2	Измерительная ИК	300	0,3	11
3	Компенсирующая КК1	300	0,3	11
4	Компенсирующая поле Земли КК2	340	26,3	140
5	Подмагничивающая ПК	340	24	140

сопротивление 50 Ом. Он обеспечивает усиление сигнала в 300 раз, а на поддиапазоне 0,1 мВ в 1000 раз. ШУ охвачен общей отрицательной связью по переменному напряжению.

Для исключения влияния поля Земли используется компенсационная катушка КК1. При этом комплекс катушек устанавливается под  $73^\circ$  относительно линии горизонта по направлению на юг. Схема расположения катушек в пространстве показана на рис.2.14.

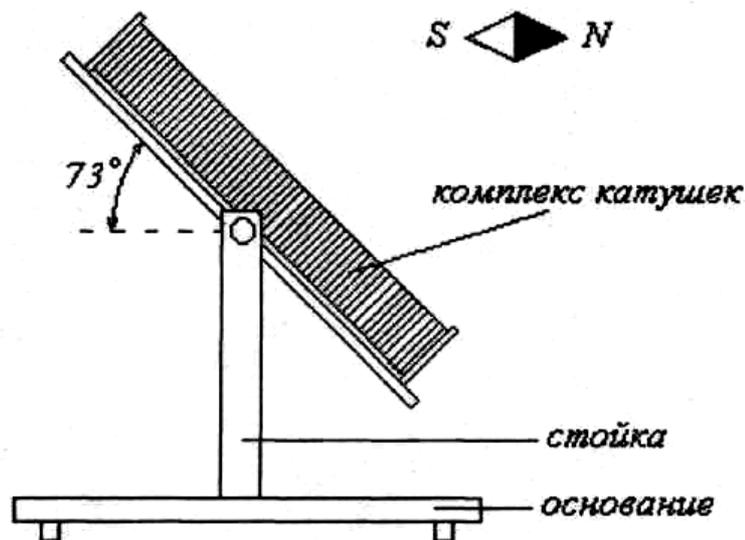


Рис. 2.14. Схема расположения катушек в пространстве

Чтобы получить напряжение, пропорциональное напряженности поля  $H$ , в цепь перемагничивающего тока включен образцовый резистор  $R_1$ , падение напряжения с которого подается на вход канала А осциллографа:

$$U_{R_1} = i \cdot R_1 = \frac{R_1 \cdot L_K \cdot H_t}{w_1}, \quad (2.1)$$

где  $U_{R_1}$  - падение напряжения на резисторе  $R_1$ ,

$i$  - ток, протекающий через резистор,

$L_K$  - длина перематывающей катушки,

$w_1$  - количество витков перематывающей катушки,

$H_t$  - мгновенное значение напряженности магнитного поля внутри катушки.

Таким образом, напряжение на резисторе  $R_1$  пропорционально мгновенному значению перематывающего поля.

Для определения значений  $H$  производилась градуировка осциллографа в единицах напряжения. Для этого определялся масштаб по горизонтальной оси (на 1 деление) в А/м по формуле:

$$M_H = \frac{m_2 \omega}{R_1 L_K}, \quad (2.2)$$

где  $m_2$  – масштаб осциллографа по входу канала А, В/дел.

Значения напряженности поля подсчитывались по формуле:

$$H_t = M_H \cdot A_H, \quad (2.3)$$

где  $A_H$  - отклонение луча по горизонтальной оси, дел.

Используемый в работе цифровой осциллограф ОЦЗС-01 позволяет исследовать параметры двух:

– периодических электрических сигналов в динамическом диапазоне от 4мВ до 50 В и полосе частот от 0,1 до 50 МГц (программа ОЦЗ-01С);

– непериодических сигналов, в том числе однократных импульсов, в том же динамическом диапазоне, но более низкой полосе частот, определяемой частотой дискретизации, максимальное значение которой 100 МГц (программа ОЦЗ-01). Осциллограф ОЦЗС-01 представляет собой плату аналого-цифрового преобразования для IBM PC/AT-совместимых компьютеров ЛА-



Исследуемый аналоговый сигнал подается на входы каналов 0 и/или 1 (разъем ХР4 и ХР3) платы АЦП ЛА-н10М6, которая осуществляет преобразование сигнала в цифровую форму, удобную для его дальнейшей обработки ПЭВМ при помощи программы ОЦЗ-01(С). Обмен данными аналого-цифрового преобразования между ПЭВМ и платой АЦП осуществляется через интерфейс РСІ. Программа ОЦЗ-01(С) эмулирует на экране ПЭВМ лицевую панель прибора, как это показано на рис. 2.16. Панель имеет необходимые органы управления прибором, экран и индикаторы для вывода результатов преобразования. Управление настройками прибора осуществляется при помощи «мыши» ПЭВМ. Плата АЦП содержит следующие функциональные основные узлы: аналого-цифровой канал, контроллер АЦП, схему синхронизации, внутреннее оперативное запоминающее устройство и интерфейс ввода-вывода РСІ. На рис. 2.17, а показано расположение разъемов платы АЦП, а на рис. 2.17, б – внешний вид платы. Назначения разъемов платы указаны в табл. 2.5.

Как упоминалось выше взаимодействие ПЭВМ и платы осуществляется с помощью программного обеспечения ОЦЗ-01(С). Программа работает с цифровыми массивами, получаемыми в результате аналого-цифровой обработки входных сигналов. Обрабатываются два сигнала, обозначаемые:

- 1) «КАНАЛ А» - соответствует каналу 0, разъем ХР4 платы АЦП;
- 2) «КАНАЛ Б» - соответствует каналу 1, разъем ХР3 платы АЦП.

В целом использование ОЦЗС-01 упрощает процесс сбора данных и запись в ПЭВМ.

Теперь рассмотрим принципы, заложенные в основу измерения параметров импульса ЭДС от БСБ. Начнем с поля старта. Измерение поля старта сводится к определению интервала времени  $t_n$  между передним фронтом импульса перемагничивания с усилителя и строб-импульсом. Поле старта вычислялось по формуле:

$$H_s = k \cdot t_1, \quad (2.4)$$

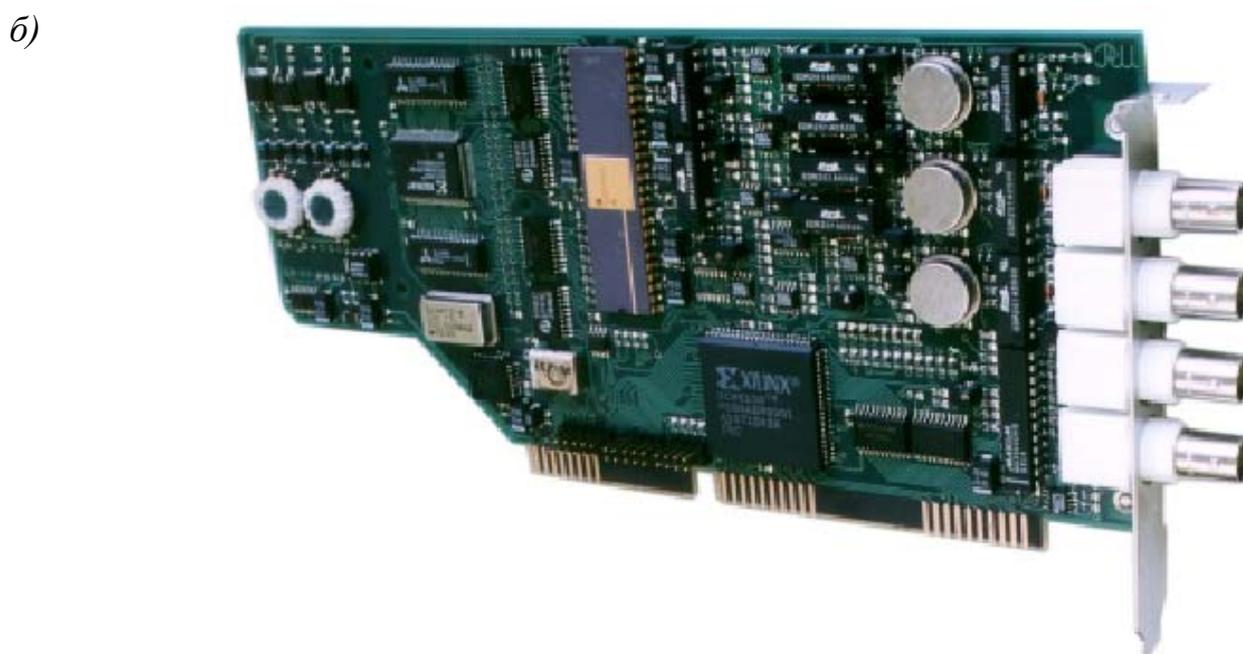
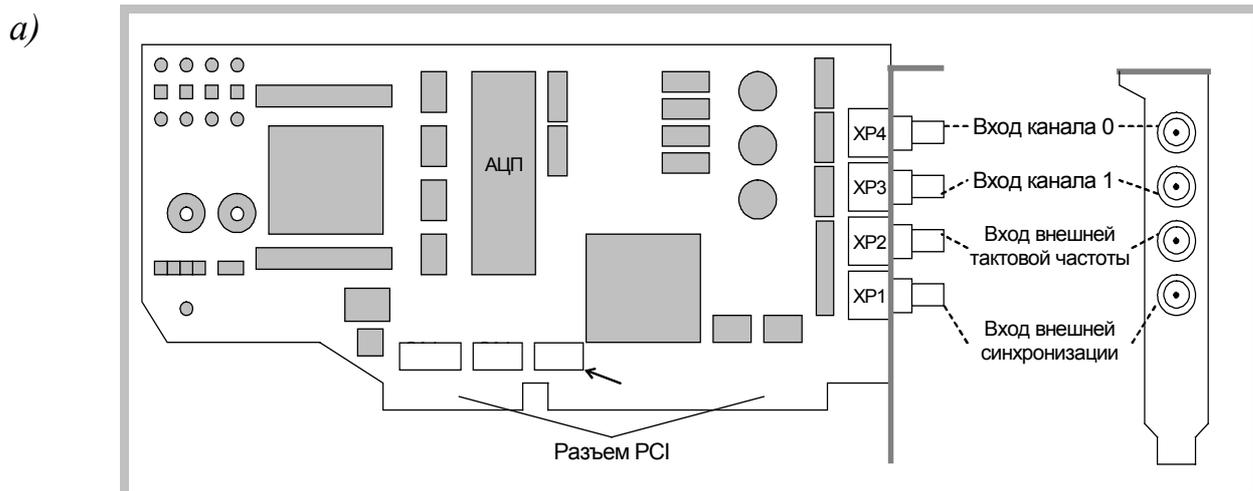


Рис. 2.17. Плата АЦП ЛА-н10М6: а) схема размещения переключателей и разъемов на плате; б) внешний вид.

Таблица 2.5.

Назначение разъемов платы АЦП

Разъем	Назначение
XR1	Вход внешней синхронизации
XR2	Вход внешней тактовой частоты
XR3	Вход аналогового канала 1
XR4	Вход аналогового канала 0
PCI	Вставляется в слот PCI ПЭВМ. Предназначен для обмена данными и питания платы.

где  $k$  – коэффициент пропорциональности, определяемый углом наклона треугольных импульсов перемангничивания;  $t_1$  – время старта.

Коэффициент пропорциональности определяется

$$k = 4 \cdot H_m \cdot f, \quad (2.5)$$

где  $f$  – частота перемангничивания;

$H_m$  – амплитуда перемангничивающего поля.

Время

$$t_1 = \frac{3T}{4} - t_2, \quad (2.6)$$

где  $t_2$  – интервал времени между строб-импульсом и импульсом ЭДС от БСБ;

$T$  – период перемангничивания.

В результате общая формула для расчета поля старта будет выглядеть следующим образом:

$$H_s = 4 \cdot H_m \cdot f \left( t_{\text{изм}} - \frac{3}{4} T \right) \quad (2.7)$$

Временная диаграмма, поясняющая принцип измерения  $H_s$  приведена на рис. 2.18.

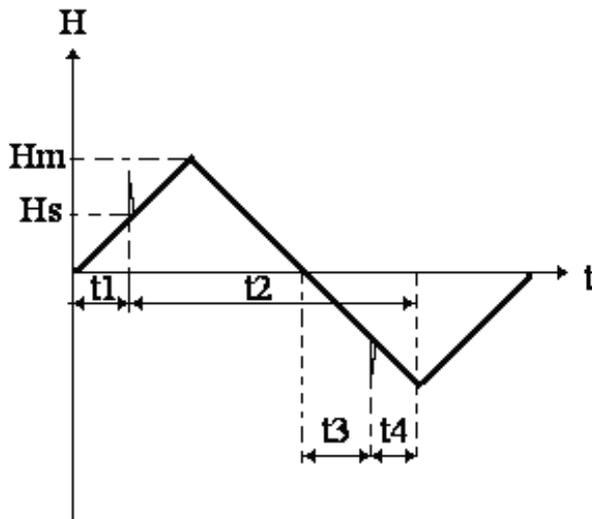


Рис. 2.18. Графическое пояснение к формулам (в координатах  $H$ - $t$  условно показаны импульсы ЭДС от БСБ).

Для наблюдения петли гистерезиса в первых опытах использовался классический осциллографический метод. В дальнейшем интегрирование сигнала предполагается осуществлять программным путем. Примеры наблюдаемых и измеряемых петель гистерезиса приведены на рис. 3.3, 3.22.

## 2.4. Анализ погрешностей измерения и способы их устранения

### при исследовании БСБ индукционным методом

Основные параметры БСБ, измеряемые в данной работе – это поле старта, амплитуда и длительность импульса ЭДС. Принцип измерения поля старта положен в основу работы магнитного компаратора БИСЕР-3 (см. пп. 1.5 и 2.2), поэтому в этом параграфе мы проанализируем погрешности, возникающие в процессе преобразования измеряемого магнитного поля во временной интервал посредством этого компаратора. В зависимости от источника возникновения погрешности можно разделить на методические, инструментальные и внешние.

К методическим погрешностям относятся погрешность, вызванная наличием в сердечнике помимо скачкообразных также обратимых процессов перемагничивания, неполное потокоцепление, гистерезис, эффект последствия, нелинейность петли гистерезиса АМСО. Отдельная группа методических погрешностей вызвана случайной природой ЭБ, а также тепловыми шумами.

Инструментальные погрешности вызваны нестабильностью магнитных свойств сердечников и расположения относительно друг друга. Нестабильность величины энергии возбуждения также вызывает изменение параметров потока СБ. Неоднородность сердечника МК как источника погрешности - это анизотропия сердечника или разброс магнитных свойств от участка к участку. Особенно велика погрешность от неоднородности в протяженных сердечниках.

Внешние источники погрешностей связаны с внешними воздействиями на МК, приводящих к возбуждению СБ. Такими возбудителями могут быть переменные магнитные поля, изменение температуры, наводки от высокочастотных электромагнитных полей и т.п.

Таким образом, можно выделить несколько основных источников погрешностей:

1. Погрешность преобразования, связанная с нестабильностью амплитуды и частоты перемагничивающего поля  $\delta T = \delta H_m + \delta f$ .

2. Погрешность квантования.

$\delta T_{кв} = \pm T_0$ , где  $T_0$  – шаг квантования.

3. Погрешность последствия. Эта погрешность относится к разряду динамических и проявляется при быстрых изменениях входной величины. Например, при ступенчатом ее изменении поток СБ представляет собой нестационарный пуассоновский процесс с экспоненциально убывающей интенсивностью. При измерении медленно меняющихся величин погрешность последствия незначительна.

4. Погрешность флуктуаций поля старта. С одной стороны эта погрешность связана с флуктуациями внешних полей (магнитных, тепловых и др.), а с другой, она является следствием внутренних флуктуационных явлений в сердечнике МК, заложенных в самой физической сущности эффекта.

5. Нелинейность перемагничивающего тока.

6. Внешние погрешности. Внешние погрешности чаще всего вызываются наложением на поле возбуждения СБ поля помехи той же физической природы или поля другой природы, но также вызывающего СБ. Температура и механические вибрации также являются факторами, вносящими свой вклад в погрешность. При акустическом съеме информации вибрации являются основным источником погрешности ДБ.

Погрешность измерения поля старта находится по формуле:

$$\delta H_s = \delta H_m + \delta f + \delta t_n + \delta_e, \quad (2.8)$$

где  $\delta H_m$  – ошибка в определении амплитуды перемагничивающего поля, обусловленная погрешностью измерения тока в намагничивающей катушке, неточностью определения числа витков и геометрических параметров намагничивающей катушки ( $\sim 2\%$ );  $\delta f$  – ошибка в определении частоты поля перемагничивания ( $\sim 0,5\%$ );  $\delta_e$  – погрешность, вызываемая нелинейностью тока генератора ( $\sim 0,1\%$ );  $\delta t_n$  – ошибка в измерении временного интервала между двумя импульсами ( $\sim 0,1\%$ ).

Подстановка в (2.8) соответствующих значений приводит к величине приведенной погрешности измерения поля старта в  $3\%$ .

Измерение длительности импульса осуществляется на уровне  $U_0=0,1U_m$ . Погрешность измерения длительности исследуемого импульса, определяемая точностью частотомера, составляет менее  $0,1\%$ .

Поскольку импульсы, поступающие на схему сравнения, имеют разброс по амплитуде, то порог  $U_0=0,1U_m$  устанавливается по усредненному значению  $U_m$ . Кроме того, при наличии помех, превышающих значение  $0,1U_m$ , величина порога вынужденно увеличивается. В связи со сказанным возрастает и погрешность измерения длительности.

Из экспериментальных исследований установлено, что стабильность переключения сердечника МК зависит от однородности перемагничивающего поля (для 1 и 2-го вариантов МК). При перемагничивании в неоднородном поле авторами [90] обнаружена ступенчатая зависимость  $H_s$  от  $H_x$ . В экспериментах внешнее поле  $H_x$  создавалось искусственно с помощью дополнительной подмагничивающей катушки. В случае, когда торец сердечника находился в поле в 10 раз меньше поля в центре катушки, поле старта в соседних полуциклах отличается в 3-4 раза (рис. 2.19). На графике явно выделяются три участка с характерными свойствами. Участку I характерно малое значение  $H_s$ , близкое к значению при перемагничивании в однородном поле ( $\approx 70$  А/м) и релаксационная форма импульсов. Второй участок II

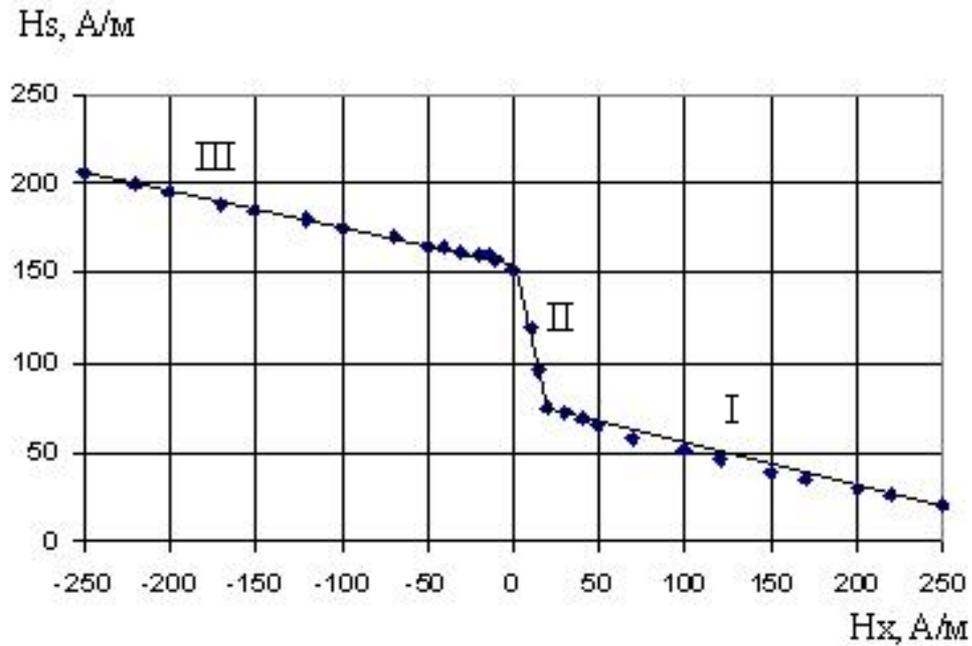


Рис.2.19. Зависимость  $H_s$  от  $H_x$  при перемагничивании в неоднородном магнитном поле.

представляет собой переходную зону между участками I и III, имеет протяженность 15 А/м и отличается большой нестабильностью  $H_s$  и формы импульсов ЭДС. Участок III имеет поле старта  $H_s \approx 200$  А/м, что в 3 раза больше чем на первом участке. Форма импульсов ЭДС приобретает акселерационную форму, а значит и соответствующий механизм переключения, который менее стабилен, чем релаксационный, и зависит от скорости изменения внешнего поля. Появление этого эффекта недопустимо при конструировании МК, поскольку его выходная характеристика становится нелинейной (рис.2.20, штриховая линия).

Как известно магнитное поле, индуцируемое катушкой, распределяется в ней неравномерно и на концах катушки величина напряженности поля убывает примерно вдвое. Поэтому для экспериментальных исследований использовались катушка Гельмгольца КГ (рис. 2.21) или катушка возбуждения, длина которой значительно превышает длину исследуемых образцов ( $l_{КВ}=140$  мм, максимальная длина образца  $l_{обр}=30$  мм). Таким образом, устранялся эффект «ступеньки».

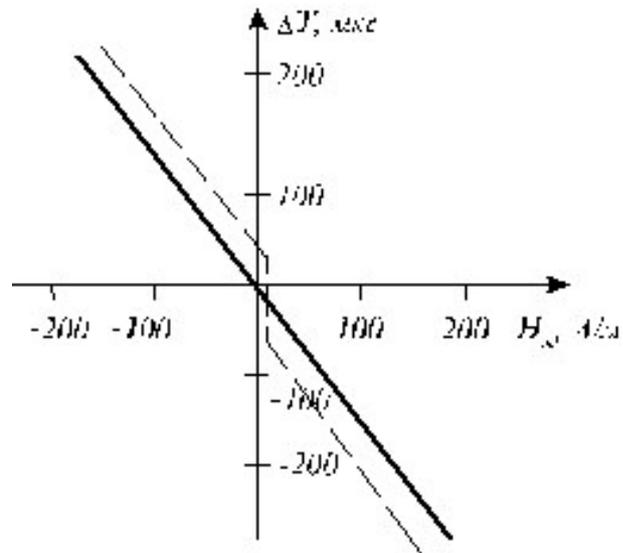


Рис. 2.20. Характеристика «вход-выход»

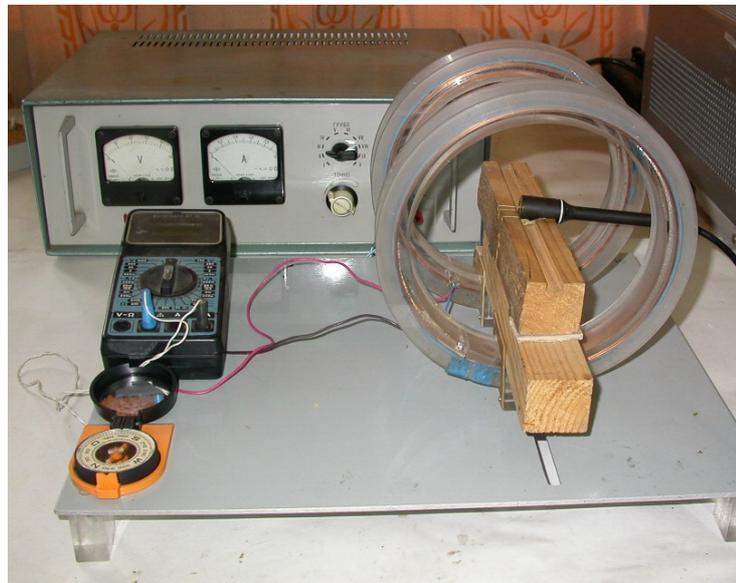


Рис. 2.21. Катушка Гельмгольца.

Катушки Гельмгольца удовлетворяют требованию создания однородного магнитного поля. В данной работе применялись КГ диаметром 95 мм и количеством витков 90. Для получения однородного магнитного поля вдоль оси катушек необходимо чтобы выполнялось условие:  $a=2R_{КГ}$ , где  $a$  – расстояние между осями двух катушек (область однородного магнитного поля),  $R_{КГ}$  – радиус КГ. Тогда при длине образца 10 мм, диаметр КГ составит 20 мм. Для экспериментальных исследований это вполне приемлемо, но не пригодно для использования в портативной магнитометрической технике. Поэтому

изучались возможности применения соленоидов и способы их миниатюризации.

На рис. 2.22 показано распределение напряженности магнитного поля вдоль оси  $KB$  используемой для исследований в данной работе. Для расчета напряженности поля вдоль оси  $KB$  использовалось выражение

$$H(x) = \frac{I_m w}{2l(R_2 - R_1)} \left[ \left(\frac{l}{2} - x\right) \ln \frac{R_2 + \sqrt{R_2^2 + \left(\frac{l}{2} - x\right)^2}}{R_1 + \sqrt{R_1^2 + \left(\frac{l}{2} - x\right)^2}} + \left(\frac{l}{2} + x\right) \ln \frac{R_2 + \sqrt{R_2^2 + \left(\frac{l}{2} + x\right)^2}}{R_1 + \sqrt{R_1^2 + \left(\frac{l}{2} + x\right)^2}} \right], \quad (2.9)$$

где  $I_m$  – амплитудное значение тока,  $w$  – количество витков,  $R_1$ ,  $R_2$  – внутренний и внешний радиусы обмотки,  $l$  – длина намотки,  $x$  – координата вдоль оси от центра катушки.

Погрешность измерения параметров импульса ЭДС от точности центрирования образца внутри КВ определена экспериментально и составляет не более 0,67%.

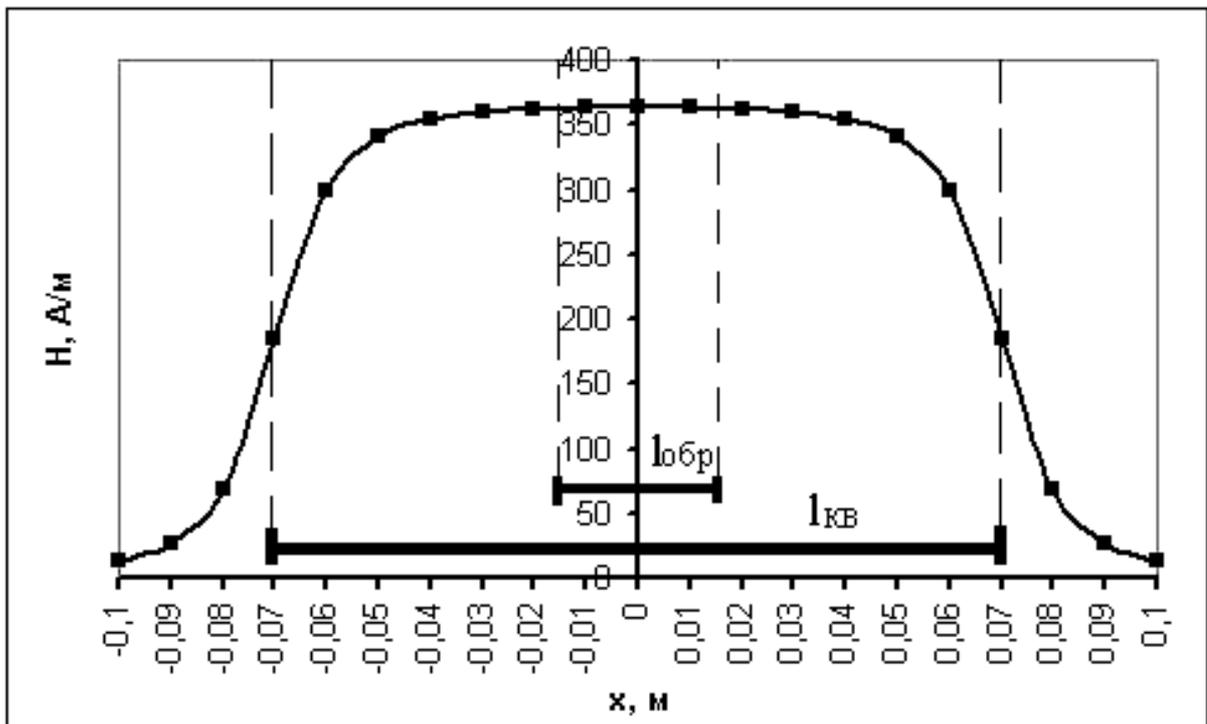


Рис. 2.22. Распределение напряженности магнитного поля вдоль оси катушки возбуждения.

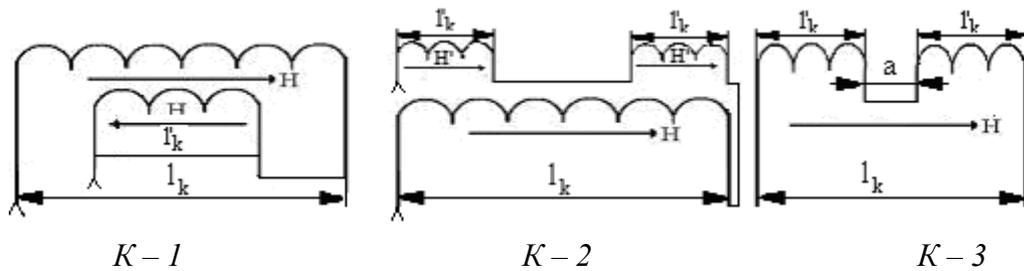


Рис.2.23. Варианты изготовления МК ( $l_k$  - длина добавочной катушки).

Однако требования точного расположения образца в центре катушки и  $\frac{l_k}{l_c} \leq 2$  ограничивали возможности их миниатюризации. При длине образца 3-5 мм было необходимо изготавливать катушки длиной 6-10 мм. Для получения однородного магнитного поля вдоль оси были исследованы катушки, конструкции которых показаны на рис.2.23. На рис. 2.24 показаны также графики распределения поля внутри этих катушек вдоль их оси. На графиках соответствующих конструкциям типа К-1 и К-2 изображено распределение поля для К-0 - основной измерительной катушки, являющейся базой для изготовления модифицированных.

К-1 состоит из основной катушки и добавочной по центру первой, включенных встречно-последовательно, для компенсации напряженности магнитного поля. Расчет количества витков добавочной катушки  $\omega_{доб}$  производится следующим образом

$$\frac{R-r}{l_k} = \frac{r-r'}{l'_k} \quad (2.10)$$

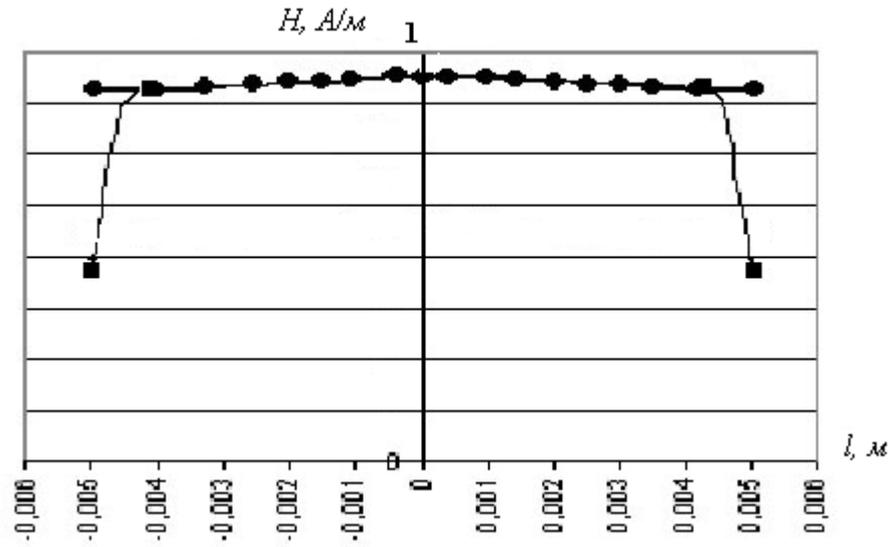
$$\frac{R}{l_k} = \frac{r}{l'_k}$$

К-2 изготовлен из основной и двух добавочных, расположенных по концам катушки (катушки включены последовательно).

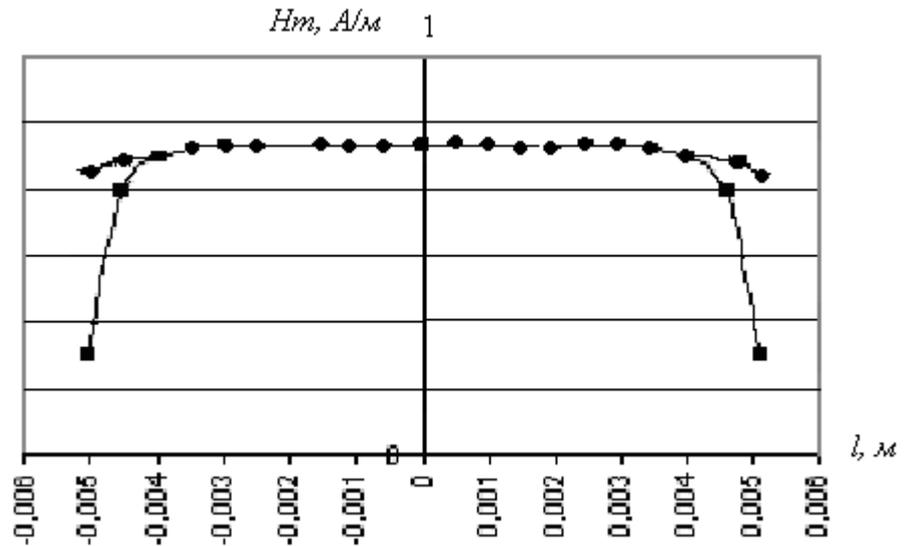
$$\omega_{доб} \approx \frac{1}{8} \omega_{осн} \quad (2.11)$$

где  $\omega_{осн}$  - количество витков основной катушки.

K-1



K-2



K-3

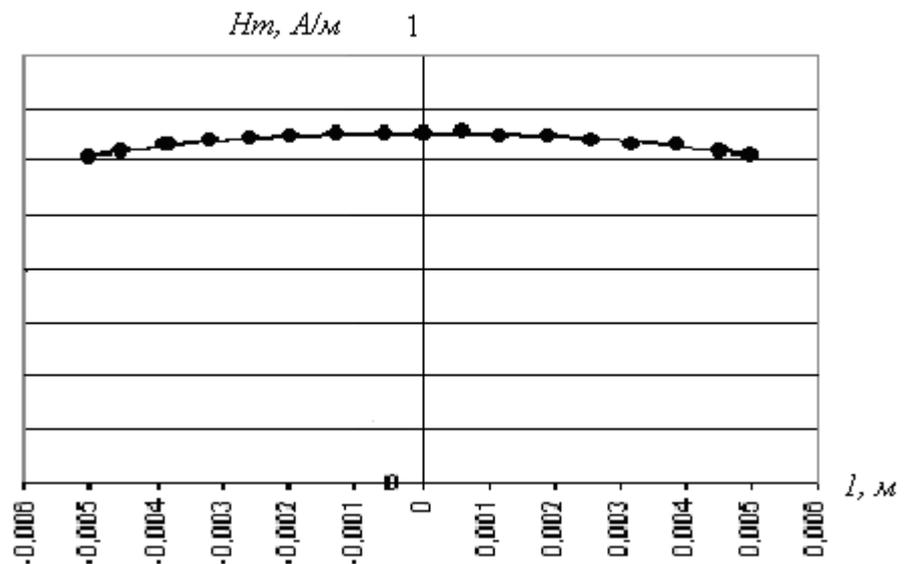


Рис.2.24. Распределение напряженности магнитного поля вдоль оси катушек K-0, K-1, K-2, K-3. (■ – поле в основной катушке, ● – поле в модифицированной)

К-3 представляет собой две небольших катушки, соединенные между собой последовательно с небольшим зазором между ними. Однородность поля в этой катушке достигается при условии

$$\frac{l_k}{((l_k/2)^2 + R^2)^{5/2}} = \frac{a}{((a/2)^2 + R^2)^{5/2}}, \quad (2.12)$$

где  $a$ - ширина зазора между катушками,  $R$  – радиус обмотки.

Как видно из расчетов напряженности поля во всех катушках создается достаточно однородное поле, и на концах катушек значение напряженности поля падает не более чем на 12% .

Использование этих катушек позволяет снизить погрешность измерения, связанную с неточностью центрирования образца в объеме катушки и уменьшить геометрические размеры катушек, в частности, длину и изготавливать магнитные компараторы (МК) на основе катушек К-1-К-3 с бистабильным микропроводом в качестве сердечника. Но следует учитывать, что при соотношении радиуса обмотки к длине катушки  $\frac{R}{l_k} \leq 4$  поле неоднородно во всем объеме катушки.

## ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 2

В данной главе описаны технология получения литого аморфного микропровода в стеклянной оболочке, способы изготовления образцов и методы их исследования. Получены следующие результаты:

1. Проанализированы условия получения бистабильного состояния в ЛАМСО. Основное условие появления БСБ – это продольная наведенная магнитоупругая анизотропия, для создания которой в микропроводе необходимы следующие условия: наличие положительной магнитострикции, определенного соотношения диаметров металлического жилы и стеклянной оболочки и разницы коэффициентов термического расширения. Из большого числа, удовлетворяющих этим условиям материалов, выбраны и исследованы

ферромагнетики со следующим химическим составом жилы  $(Co_{92}Fe_8)_{63}Ni_{10}B_{16}Si_{11}$ ,  $Co_{18,8}Fe_{71,8}B_3Si_{6,8}$ ,  $Fe_{81,6}Mn_{9,3}B_{1,8}Si_6C_{1,3}$  (табл. 1).

2. Разработана методика оптического контроля образцов, позволяющая оценивать дефекты стеклянной оболочки, наблюдать и регистрировать состояние торцов (выступающая или утопленная жила, сколы стекла), фиксировать разрывы металлической жилы внутри стеклянной оболочки.

3. Создана методика отдельного травливания стекла и металлической жилы, благодаря которой получены образцы:

- с уменьшающейся толщиной стеклянной оболочки от максимальной величины до нуля;
- с выступающей жилой на торцах;
- с выступающим стеклом (утопленной жилой) на торце.

В полученных образцах можно изменять величину остаточных упругих напряжений и регулировать процесс зародышеобразования, что оказывает прямое влияние на процесс переключения.

4. Усовершенствован известный индукционный метод исследования ферромагнетиков, используемый для изучения динамических процессов переключения, измерения поля старта и наблюдения петель гистерезиса. Модернизация заключалась в следующем:

- создана автоматизированная установка. Автоматизация процесса измерений позволила увеличить количество опытов и сэкономить время на статистическую обработку результатов, ускорило процесс измерения и повысило их точность.

- проведен анализ погрешностей установки. В установке использовались катушки Гельмгольца и соленоиды. КГ вполне удовлетворяют внешним требованиям для получения надежных экспериментальных результатов, но из-за больших габаритных размеров их применение в технике нецелесообразно. При использовании соленоидов было обнаружено аномальное поведение исследуемых образцов при перемагничивании в неоднородных полях, что ограничивало применение исследуемых ферромагнетиков в измеритель-

ной технике. Для устранения эффекта были проработаны варианты изготовления конструкций, в которых с помощью дополнительных катушек или отдельных катушек поле выравнивалось по длине, что позволило изготовить соленоиды по длине образца при его малом диаметре. Таким образом, объем устройства перемагничивания был уменьшен в 70 раз. Опыты проводились на миниатюрных стендах, а полученные результаты были перенесены в инженерные разработки в области магнитной технике.

## ГЛАВА 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ БИСТАБИЛЬНЫХ СЕРДЕЧНИКОВ

### 3.1. Создание бистабильных свойств в ЛАМСО

#### 3.1.1 Введение

Получение бистабильных свойств в ферромагнетиках связано с образованием достаточно сильной наведенной магнитной анизотропии (НМА), которая может быть связана как с внутренними процессами (диффузия, процессы упорядочения атомов в сплавах, влияние поверхности), так и с внешними воздействиями (термическая и механическая обработки, пластическая деформация, намагничивание и т.д.). Одним из способов создания НМА является приложение растягивающих напряжений. При этом эффект от приложенных напряжений существенным образом зависит от знака магнитострикции  $\lambda$ , который определяется природой ферромагнетика (химическим составом) [118]. Если действие напряжений достаточно велико по сравнению с естественной магнитной анизотропией, то в зависимости от соотношения знаков магнитострикции и напряжения, оси легкого намагничивания будут целиком определяться направлением напряжений. В случае положительной магнитострикции ( $\lambda > 0$ ) растяжение будет стремиться повернуть намагниченность всех доменов вдоль и против своего направления, а при отрицательной ( $\lambda < 0$ ) – перпендикулярно к своему направлению. Таким образом, упруго растягивая ферромагнетик с  $\lambda > 0$  можно получить образец с одноосной магнитной анизотропией. Впервые подобным образом бистабильные проволоки из железо-никелевого сплава получены Прейзахом. На рис. 3.1 показаны петли гистерезиса снятые им на пермаллоевой проволоке при различных нагрузках. Из кривых видно, что уже при  $\sigma \approx 8 \text{ кг/мм}^2$  ПГ полностью прямоугольная.

Аналогичное действие оказывает на магнитные свойства ЛАМСО магнитоупругая анизотропия, наведенная напряжениями, обусловленными различием в механических и термических характеристиках стеклянной оболочки и сплава [133-136]. В микропроводе, полученном литьем по ранее описанной технологии, обязательно присутствуют значительные упругие напряжения, связанные в основном с различием коэффициентов термического расширения стекла и металлического сплава и при  $\lambda \neq 0$  оказывают влияние на формирование магнитной структуры.

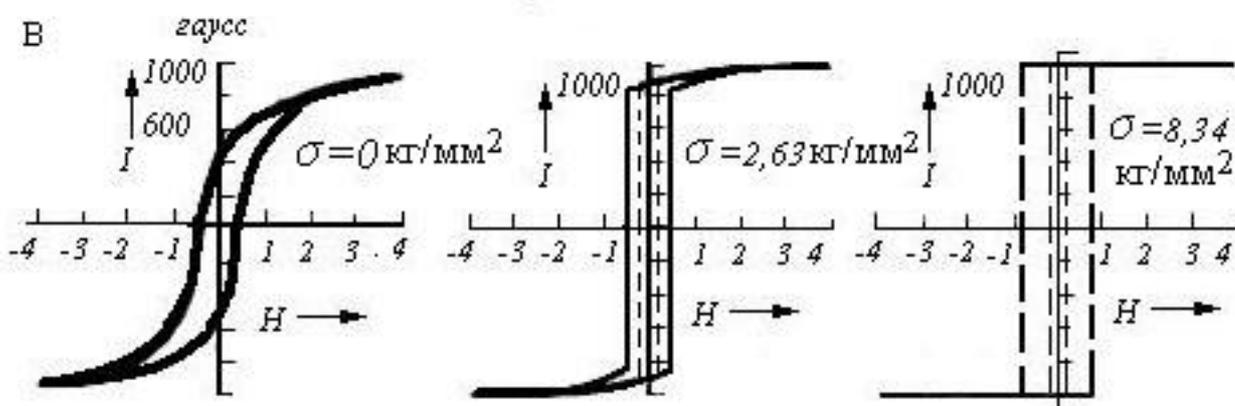


Рис. 3.1. Петли гистерезиса для пермаллоевой проволоки при разных растягивающих напряжениях.

Исследования, проведенные авторами [4, 118] показывают, что путем незначительных вариаций химического состава можно изменять знак магнитострикции. Например, в сплавах  $(Co_{100-x}Fe_x)_{63}Ni_{10}B_{16}Si_{11}$  магнитострикция положительна при  $x=7 \div 8$  [118]. На рис. 3.2. представлены ПГ этого микропровода для разных значений  $x$ . При  $x > 7$  даже при больших диаметрах микропровода (до 25 мкм) возможно существование однодоменной структуры (в случае если длина образца  $l_{обр}$  не менее чем в 10 раз превышает его диаметр  $d_{жс}$ ). Перемагничивание таких образцов осуществляется одним БСБ и петля гистерезиса строго прямоугольна (рис. 3.2, г).

Исследуемые в данной работе сплавы  $(Co_{92}Fe_8)_{63}Ni_{10}B_{16}Si_{11}$ ,  $Fe_{81,6}Mn_{9,3}B_{1,8}Si_6C_{1,3}$ ,  $Co_{18,8}Fe_{71,8}B_3Si_6$  обладают положительной магнитострикци-

ей (порядка  $10^{-6}$ ). Для всех образцов характерна прямоугольная форма петли гистерезиса. Петля гистерезиса образца длиной  $l=10$  мм

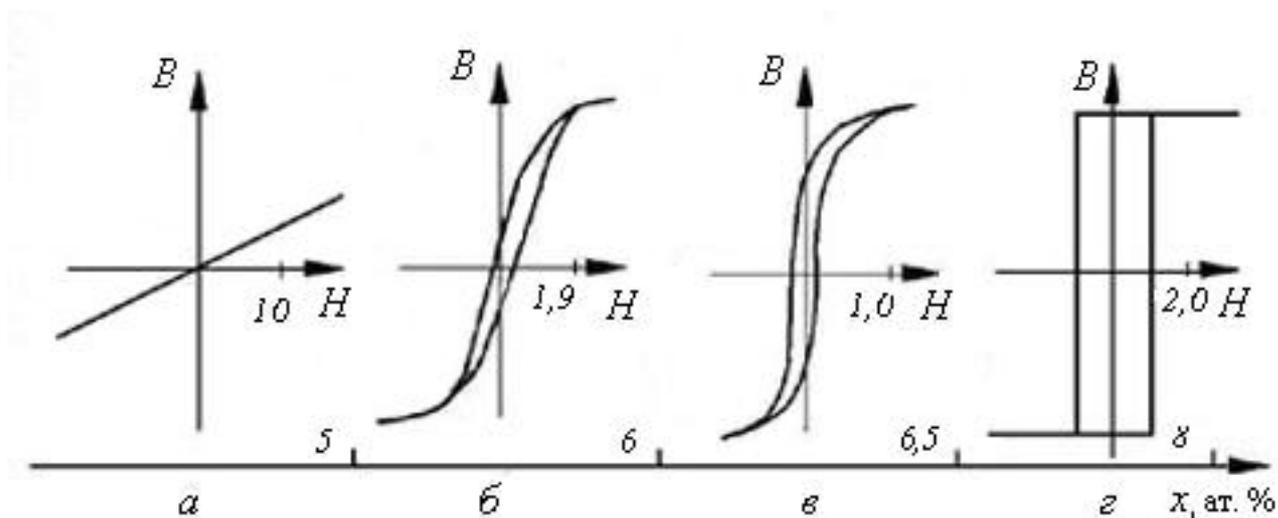
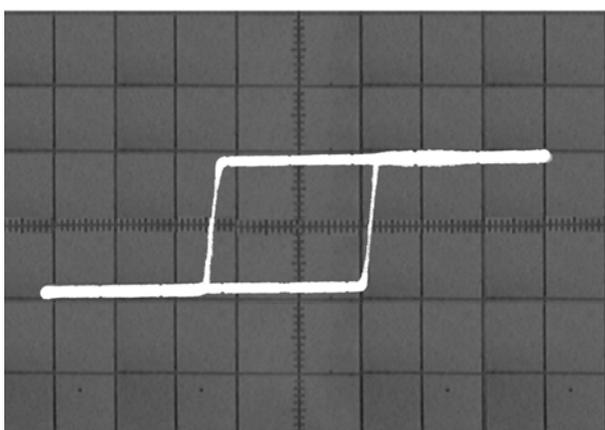
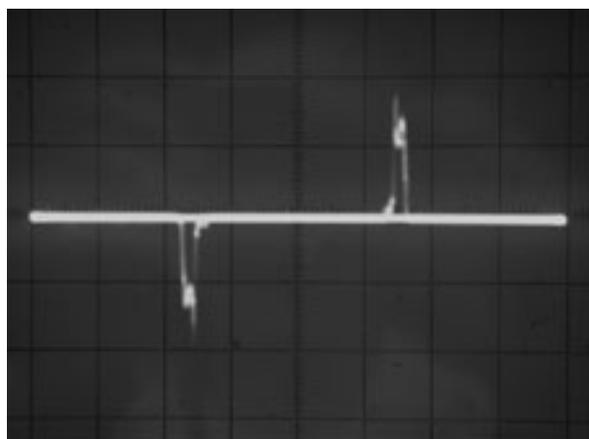


Рис. 3.2. Петли гистерезиса для микропроводов из сплавов  $(Co_{100-x}Fe_x)_{63}Ni_{10}B_{16}Si_{11}$ : а)  $x=5$  ат.%; б)  $x=6$  ат.%; в)  $x=6,5$  ат.%; г)  $x=8$  ат.%

из сплава  $(Co_{92}Fe_8)_{63}Ni_{10}B_{16}Si_{11}$  в исходном состоянии приведена на рис. 3.3, а, снятая при частоте перемагничивающего поля  $f=500$  Гц, амплитуде  $H_m=528$  А/м. На рис. 3.3, б показана дифференциальная ПГ с двумя импульсами ЭДС от БСБ, характерная для бистабильных ферромагнетиков.



а)



б)

Рис. 3.3. Осциллограмма петли гистерезиса микропровода из сплава  $(Co_{92}Fe_8)_{63}Ni_{10}B_{16}Si_{11}$  в исходном состоянии ( $f=500$  Гц,  $H_m=528$  А/м): а) интегральная (масштаб: по вертикали 1 дел. – 0,1 В, по горизонтали 1 дел. – 0,2 В), б) дифференциальная (масштаб: по вертикали 1 дел. – 20 мВ, по горизонтали 1 дел. – 0,2 В).

Таблица 3.1

Образец	Амплитуда сигнала $U_m$ , мВ/ВИТОК	Длительность $\tau$ , мкс	Поле старта $H_s$ , А/м	Флуктуации поля старта $\sigma_{H_s}$ , %
$(\text{Co}_{92}\text{Fe}_8)_{63}\text{Ni}_{10}\text{B}_{16}\text{Si}_{11}$ (№1)	0,11	27	144	1,6
$\text{Co}_{18,8}\text{Fe}_{71,8}\text{B}_3\text{Si}_{6,8}$ (№2)	0,11	20	89	1,0
$\text{Fe}_{81,6}\text{Mn}_{9,3}\text{B}_{1,8}\text{Si}_6\text{C}_{1,3}$ (№3)	0,06	25	139	0,8

Для других образцов формы петель гистерезиса, аналогичны показанным на рис. 3.3. Параметры БСБ измеренные при тех же значениях перемагничивающего поля для исследуемых сплавов сведены в табл. 3.1.

Как видно из табл. 3.1, каждый образец имеет свои преимущества: образцы №1,2 имеют высокую амплитуду импульса на выходе измерительной катушки; №2 – низкое поле старта; №3 – малые флуктуации поля старта.

Поскольку бистабильные свойства связаны с существованием однодоменной структуры, то были проведены исследования с уменьшением длины образцов на предмет исчезновения бистабильности [128]. Длина образцов варьировалась в диапазоне 1-20 мм. Бистабильность сохранялась во всех образцах. Но уменьшение длины образцов приводит к снижению амплитуды выходных импульсов (рис. 3.4), поскольку ЭДС от СБ  $e(t)$  зависит от объема перемагничиваемой области. Величина ЭДС связана с магнитным моментом  $m_{CB}$  следующим образом:

$\int_0^{\tau_{CB}} e(t) dt \approx m_{CB}$ , где  $\tau_{CB}$  – длительность СБ [76]. А магнитный

момент и объем взаимосвязаны соотношением:  $\vec{m}_{CB} = \vec{M}_s V_{CB} = \vec{M}_s \pi \frac{d_{жс}^2}{4} l_{обр}$ .

Аналитическая оценка длины, при которых сохраняется однодоменность, показала, что для всех исследуемых микропроводов вполне достаточно выпол-

нение условия  $\frac{l_{обр}}{d_{жс}} \geq 20 \div 30$ .

Как известно, причина разбиения ферромагнетика на домены заключается в том, что это приводит к уменьшению магнитостатической энергии полюсов,

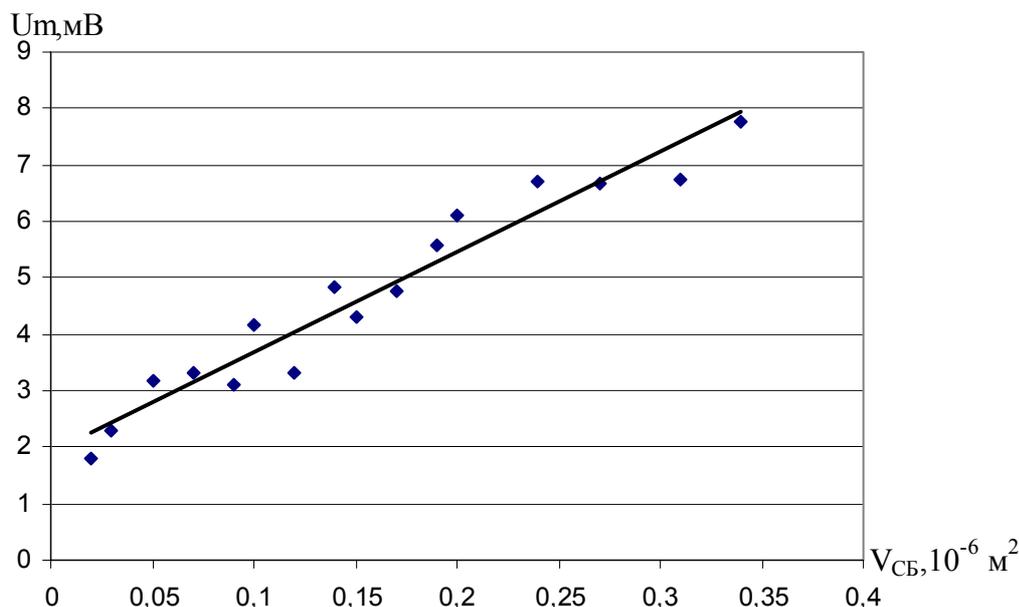


Рис. 3.4. Зависимость амплитуды импульсов ЭДС от БСБ от объема перематнивающейся области.

возникающих на поверхности образца. Вместе с тем при дроблении доменов возрастает общая площадь доменных стенок, а, следовательно, и их общая энергия. Поэтому образование доменной структуры и сохранение ее устойчивого состояния определяется условием минимума суммы энергий [119, 138]

$$E = E_a + E_p + E_\sigma + E_H, \quad (3.1)$$

где  $E_a$  – энергия магнитокристаллической анизотропии,  $E_p$  – магнитостатическая энергия (энергия размагничивающего поля),  $E_\sigma$  – магнитоупругая энергия,  $E_H$  – энергия внешнего поля.

Рассмотрим случай, когда  $E_a=0$  (для аморфных сплавов) и  $E_H=0$  (внешнее поле отсутствует). Аморфный микропровод вследствие технологического процесса имеет напряженное состояние. Энергия  $E_\sigma$ , наведенной этими остаточными напряжениями, обуславливает образование в объеме образца одного домена. Уменьшение размеров образца приведет к уменьшению магнитоупругой анизотропии  $E_\sigma$  и увеличению  $E_p$ . Реальный образец микропровода имеет довольно сложную структуру и неравномерное распределение остаточных напряжений.

Для того чтобы упростить процесс расчета представим металлическую жилу микропровода в виде ферромагнитного цилиндра с однородными внутренними напряжениями.

Магнитостатическая и магнитоупругая энергии для образцов в форме эллипсоида или цилиндра определяются следующим образом [1, 119, 120]:

$$E_p = -\frac{1}{2} \mu_0 (MH_p) = -\frac{1}{2} \mu_0 N M_s^2, \quad (3.2)$$

$$E_\sigma = -\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2 \varphi, \quad (3.3)$$

где  $\mu_0$  – магнитная постоянная ( $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Г/м),  $N$  – коэффициент размагничивания,  $M_s$  – намагниченность насыщения,  $\lambda_s$  – коэффициент магнитострикции,  $\sigma$  – остаточные упругие напряжения,  $\varphi$  – угол между  $M_s$  и  $\sigma$  ( $\varphi = 0$ ).

Коэффициент размагничивания однородно намагниченного цилиндра для диапазона относительных размеров  $\lambda \geq 4$  ( $\lambda = \frac{l}{d}$ ,  $l$  – длина цилиндра,  $d$  – диаметр) [121]:

$$N = \frac{1}{2\lambda^2} \left( 1 - \frac{3}{2\lambda^2} \right). \quad (3.4)$$

Тогда из условия  $E_p \geq E_\sigma$  можно определить искомые размеры образца.

По данным работы [26] для аморфного микропровода системы Fe-Si-C-B с диаметром металлической жилы  $d_{жс} = 17$  мкм намагниченность насыщения составляет 31,8 кА/м, магнитострикция  $\lambda_s = 10^{-6}$ , величина остаточных напряжений  $\sigma = 10^9$  Н/м. После соответствующих подстановок этих величин в выражения (3.2)-(3.4) определено, что бистабильность сохраняется в образцах длиной до  $l = 0,4$  мм.

Поскольку доменная структура аморфного микропровода определяется НМА, в данном случае имеющей магнитострикционное происхождение, то для изучения факторов влияющих на создание бистабильных свойств необходимо рассмотреть модель формирования и распределения напряжений.

### 3.1.2. Распределение остаточных напряжений в ЛАМСО

В рамках теории распределения остаточных напряжений микропровод можно представить в виде цилиндрических областей (рис. 3.5) [31, 122]. Вследствие электрохимического взаимодействия между наружной поверхностью металлической жилы и стеклянной оболочкой возникает сильное сцепление (область 1). От поверхности жилы до области 3 (с радиусом  $b$ ) происходят релаксационные уменьшения упругих напряжений. В области 3 наблюдается пластическая релаксация напряжений. Экспериментальные исследования проведенные методом ферромагнитного резонанса в работе [27] свидетельствуют о том, что остаточные напряжения в жиле действительно убывают от поверхности к центру (рис. 3.6, кривая 1). Исследовать поведение напряжений во всем объеме жилы сложная аналитическая задача, однако можно оценить их величины на границах областей, определенных в данной модели.

В области 1, на границе со стеклом расчёт аксиальной, радиальной и тангенциальной компонент тензора упругих напряжений в цилиндрических координатах осуществляется по следующим формулам

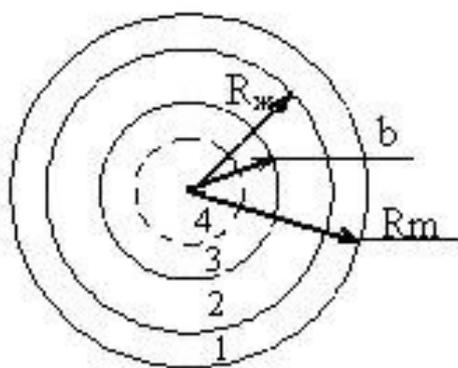


Рис. 3.5. Поперечное сечение микропровода:  $R_{жж}$  – радиус металлической жилы,  $R_m$  – внешний радиус стеклянной оболочки,  $b$  – радиус области пластической релаксации напряжений.

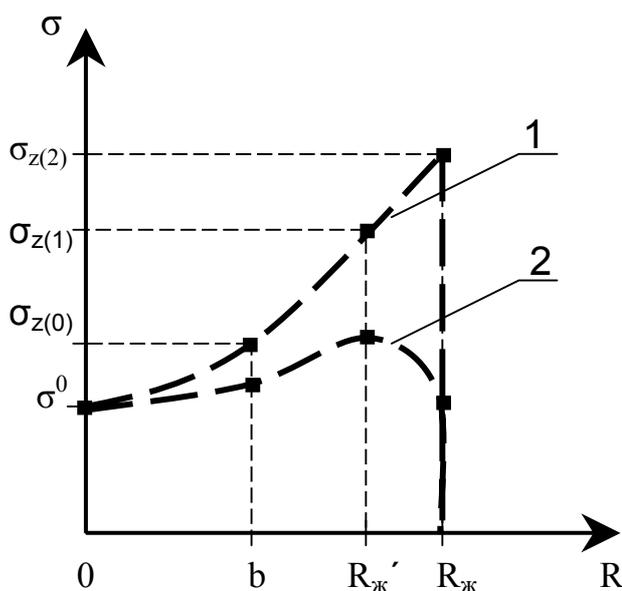


Рис. 3.6. Распределение остаточных напряжений вдоль радиуса микропровода: 1 – в исходном состоянии, 2 – после удаления стеклянной оболочки.

$$\begin{aligned}
\sigma_{r(0)} = \sigma_{\varphi(0)} = P = \sigma_m \frac{kx}{\left(\frac{k}{3} + 1\right)x + \frac{4}{3}}, \\
\sigma_{z(0)} = P \frac{(k+1)x + 2}{kx + 1}, \\
x = \left(\frac{R_m}{R_{жс}}\right)^2 - 1,
\end{aligned} \tag{3.5}$$

где  $\sigma_m = \varepsilon E_1$ ,  $\varepsilon = (\alpha_1 - \alpha_2)(T^* - T) \approx 5 \cdot 10^{-3}$ ,  $\alpha_i$  – коэффициенты термического расширения металла ( $i=1$ ) и стекла ( $i=2$ ),  $T^*$  – температура застывания композита в области контакта металла и стекла ( $T^* \sim 800-1000$  К),  $T$  – температура, при которой проводится эксперимент,  $R_{жс}$  – радиус металлической жилы микропровода,  $R_m$  – внешний радиус стеклянной оболочки микропровода,  $k = \frac{E_2}{E_1} \approx (0,3 \div 0,5)$ ,  $E_i$  – модули Юнга (если провести оценки  $\sigma_z \sim (2 \div 3)P$ , а максимум величины  $P \rightarrow 0,5\sigma_m \sim 10^9$  Па).

До внутреннего радиуса  $b$  (расположенного внутри жилы микропровода) расположена вторая цилиндрическая область (область 2), где происходит упругая релаксация напряжений. В области  $b < r < R_{жс}$

$$\begin{aligned}
\sigma_{r(1)} &= P \left(1 - \frac{b^2}{r^2}\right) + \sigma_{r(1)}^o, \\
\sigma_{\varphi(1)} &= P \left(1 - \frac{b^2}{r^2}\right) + \sigma_{\varphi(1)}^o, \\
\sigma_{z(1)} &\approx \nu(\sigma_{r(1)} + \sigma_{\varphi(1)}) + \sigma_{z(1)}^o \sim P + \sigma_{z(1)}^o,
\end{aligned} \tag{3.6}$$

где параметр  $P$  определен в (3.1),  $\nu$  – коэффициент Пуассона ( $0,3 \div 0,5$ ),  $\sigma_i^o$  – постоянные остаточные напряжения, обусловленные, например, спецификой процесса закалки.

Так как при быстрой закалке аморфных материалов возможно возникновение пластической релаксации, то напряжения в третьей области  $r < b$  можно представить в виде

$$\begin{aligned}
\sigma_{r(2)} &= 2K \times \ln\left(\frac{r}{b}\right) + \sigma_{r(2)}^{\circ}, \\
\sigma_{\varphi(2)} &= 2K \times \left[1 + \ln\left(\frac{r}{b}\right)\right] + \sigma_{\varphi(2)}^{\circ}, \\
\sigma_{z(2)} &\approx \nu \times (\sigma_{\rho(2)} + \sigma_{\varphi(2)}) \approx 2K \times \left[1 + 2 \ln\left(\frac{r}{b}\right)\right] + \sigma_{z(2)}^{\circ},
\end{aligned} \tag{3.7}$$

$K$  – феноменологическая константа, которая определяет напряжения при учете пластических деформаций,  $\nu \sim 0,5$ . Из физических соображений применимость уравнений (3.7) ограничена снизу величиной  $R_{cr} < l$  мкм.

Оценка параметров  $K$  и  $b$  производилась в работе [31] по результатам измерений методом ферромагнитного резонанса при изменении частоты от 2 до 10 ГГц. Установлено, что  $b$  должно быть не больше  $\frac{R_{жс}}{2}$ , а нижняя граница  $K \geq 0,1P$ .

Из анализа приведенных выражений следует:

1) продольные остаточные напряжения значительно превышают радиальные, вследствие этого создается одноосная магнитная анизотропия ( $\sigma_r \leq \sigma_{\varphi} \leq \sigma_z$ ), что полностью удовлетворяет экспериментальным данным.

2) доменной стенке энергетически более выгодно зародиться в области 3, где энергия анизотропии значительно меньше.

3) область  $b < r < R_{жс}$  ДГ преодолевает скачком, поскольку эта область обладает энергией анизотропии значительно большей, чем область  $r < b$ .

4) в области 1, где напряжения описываются формулами (3.5) остаточные напряжения постоянны.

Величина упругих напряжений определяется также геометрическими размерами – толщиной стеклянной оболочки  $d_{ст}$  и диаметром металлической жилы  $d_{жс}$ . Изменяя  $d_{ст}$ ,  $d_{жс}$  и величину магнитострикции насыщения  $\lambda_s$  можно создавать напряжения с заданными параметрами. Этот факт указывает на то что, существует возможность управления величиной энергии ДГ, необходимой для переключения ферромагнетика, а, следовательно, и величиной поля старта

$H_s$ . Известно, что функциональная зависимость  $H_s$  от основных магнитных и технологических параметров такая же, как у энергии ДГ:

$$E \sim \Delta \cdot \sigma \cdot \lambda_s, \quad (3.8)$$

где  $\Delta$  - толщина ДГ.

Используя результаты работ [26, 27, 122] и формулы (3.2) можно показать, что энергия стенки зависит от размеров микропровода:

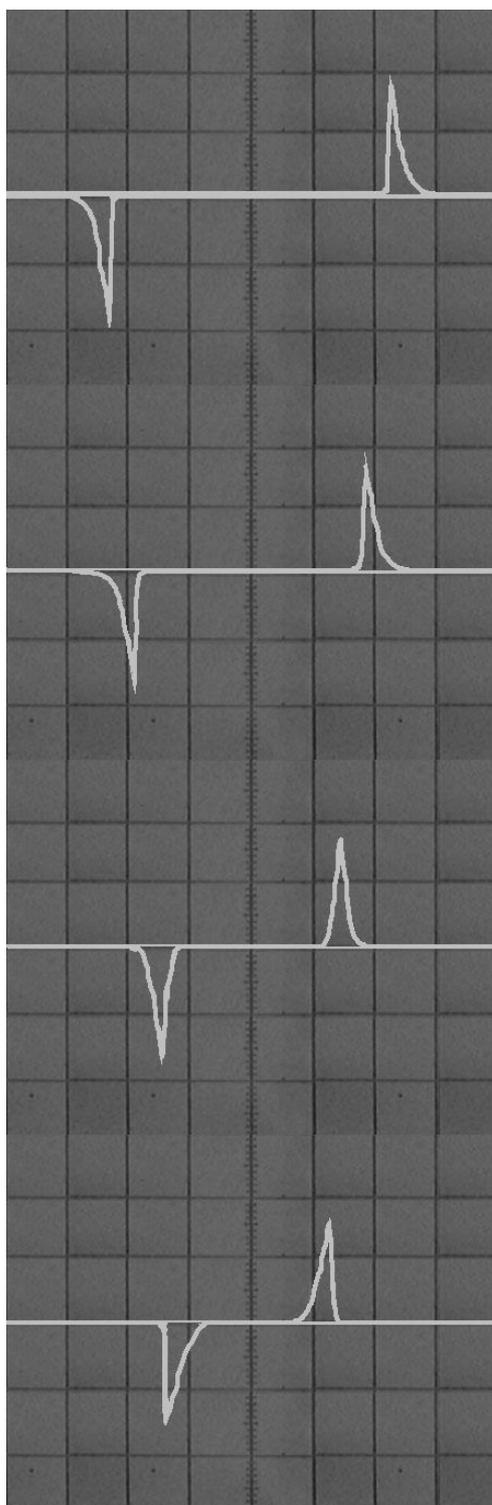
$$\Delta = \left( \frac{AR_{жс}}{\lambda_s P} \right)^{1/3} \sim 10^{-8} \text{ мкм} \quad (3.9)$$

$$E(\Delta) = \left( \frac{A^2 \lambda_s P}{R_{жс}} \right)^{1/3} \sim 10^{-4} \div 10^{-5} \text{ Джс / м}^2 \quad (3.10)$$

Если оценивать зависимость поля старта от радиуса жилы, то с учетом  $P$  и  $R$ ,  $H_s$  будет обратно-пропорционально  $R$ , если стеклянная оболочка тонкая. Для толстой стеклянной оболочки эта зависимость от радиуса жилы станет более слабой (из-за ослабления зависимости  $P$  от  $R$ ). Экспериментальные исследования свидетельствуют о том, что чем больше величина отношения  $\frac{d_{жс}}{d_{см}}$ , тем меньше значение поля старта  $H_s$ . Эта закономерность подтверждается в исследуемых нами материалах:

Образец	$\frac{d_{жс}}{d_{см}}$	$H_s, \text{ А/м}$
№1	0,86	144,1
№2	6,0	89,5
№3	3,8	136,6

Таким образом, поле старта определяется максимальной величиной остаточных напряжений в микропроводе. Для подтверждения этого факта был проведен эксперимент с ослаблением напряжений путем стравливания стеклянной оболочки. Полное стравливание стекла достигалось в концентрированной плавиковой кислоте в течение 100-120 сек. На рис. 3.7 показаны осциллограммы импульсов ЭДС от СБ при разной толщине стеклянной оболочки одного и того



а) в исходном состоянии  $t=0$  сек  
 $d_{cm}=4,5$  мкм  
 $H_s=136,6$  А/м

б)  $t=20$  сек  
 $d_{cm}=3$  мкм  
 $H_s=109,3$  А/м

в)  $t=60$  сек  
 $d_{cm}=1,5$  мкм  
 $H_s=84,3$  А/м

г)  $t=80$  сек.  
 $d_{cm}=0$  мкм  
 $H_s=58,2$  А/м

Рис. 3.7. Осциллограммы импульсов ЭДС от БСБ в координатах  $U$ - $H$  образца из сплава №3 при разной толщине стеклянной оболочки  $d_{cm}$ , определяемой временем травливания  $t$ .

же образца. По результатам измерений поля старта после каждого этапа травливания построен график зависимости  $H_s$  от времени травливания для разных сплавов (рис. 3.8). По оси абсцисс отложено время травливания, поскольку

измерить толщину оставшегося стекла было затруднительно. Однако ясно, что толщина стекла  $h_{cm}$  убывает пропорционально времени травливания  $t$  ( $h_{cm} \equiv t$ ).

Измерения проводились для микропроводов №1-3 (см. табл. 2.1). Образец №2 имеет наименьшую из исследуемых микропроводов толщину стеклянной оболочки ( $d_{cm} = 3,5$  мкм), поэтому длительность травливания не превышает 60 сек., при этом поле старта уменьшилось с 89,8 А/м до 60,4 А/м. У образца из микропровода №3  $d_{cm} = 4,5$  мкм, процесс снятия стекла был завершен по истечении 80 сек, поле старта упало вдвое (со 135,6 до 67,8 А/м). Самое длительное травливание производилось для микропровода №1 – 100 сек ( $d_{cm} = 7$  мкм), но именно в этих образцах поле старта убывает более чем в 2 раза (в исходном состоянии  $H_s = 139,7$  А/м, после удаления стекла  $H_s = 60,4$  А/м) [125].

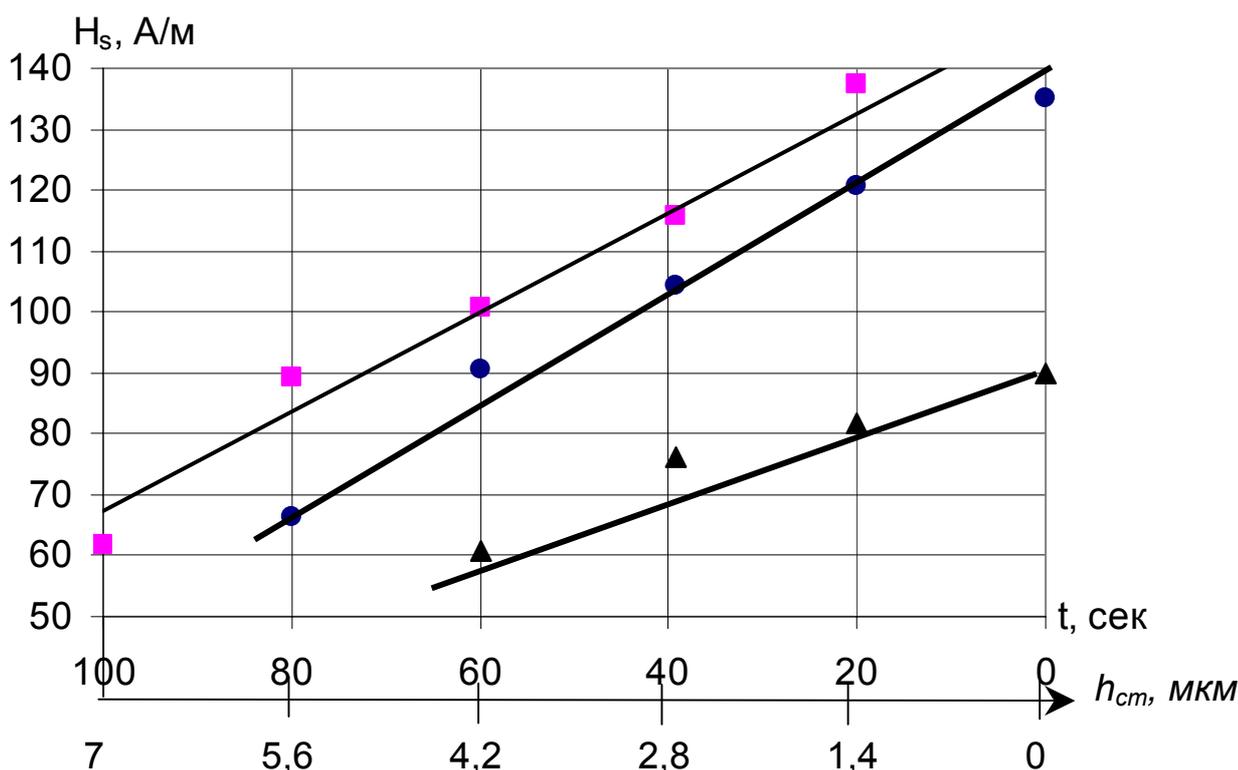


Рис. 3.8. Зависимость поля старта  $H_s$  от толщины стравленной стеклянной оболочки  $h_{cm}$  (времени травливания  $t$ ): ■ – образец микропровода №1 ( $(Co_{92}Fe_8)_{63}Ni_{10}B_{16}Si_{11}$ ), ▲ – образец микропровода №2  $Co_{18,8}Fe_{71,8}B_3Si_{6,8}$ , ● - образец микропровода №3  $Fe_{81,6}Mn_{9,3}B_{1,8}Si_6C_{1,3}$ .

Как видно из графика на рис. 3.8 величина поля старта линейно зависит от толщины стеклянной оболочки. Данный результат еще раз подтверждает, что поле старта пропорционально напряжениям  $\sigma_m$

$$H_s = a\sigma_m, \quad (3.11)$$

где  $a$  – коэффициент пропорциональности.

Распределение напряжений вдоль радиуса в данном случае представлено на рис. 3.6 (кривая 2).

### 3.2. Влияние термообработки на поле старта

Известно, что в сплавах с достаточно высокой магнитострикцией при термообработке происходит релаксация внутренних напряжений, приводящая к снижению поля старта  $H_s$ . Поскольку в аморфном микропроводе внутренние напряжения фиксируются в процессе закалки из-за различия коэффициентов термического расширения стекла и сплава, то термообработка в этом типе материалов имеет особое значение.

Интерес представляет отжиг до температуры порядка  $300^{\circ}\text{C}$ , поскольку при более высокой температуре ЛАМСО теряет аморфность и наблюдается образование и рост микрокристаллической фазы [28]. Исследования влияния температуры на структуру аморфного микропровода проведены в работах [8, 97, 28 и др.].

Отжиг образцов проводился в диапазоне температур от  $0$  до  $350^{\circ}\text{C}$  в течение 20 мин без воздействия дополнительных магнитных полей и упругих деформаций. Термообработка является необратимым процессом, поэтому результат отжига можно измерить при нормальных условиях (т.е. при комнатной температуре).

По результатам наблюдения 200 циклов перемагничивания для каждого образца построены графики зависимости среднего значения  $H_s$  от температуры  $T$ . Как и в других аморфных сплавах на основе железа и кобальта [4, 10, 11] при

повышении температуры отжига происходит заметное уменьшение значений  $H_s$  (рис. 3.9), что свидетельствует о релаксации остаточных напряжений. Поле старта, измеренное в нормальных условиях (на графике соответствует  $T=0$ ,  $^{\circ}\text{C}$ ), составило 130 А/м, а при  $250$   $^{\circ}\text{C}$   $H_s=115$  А/м.

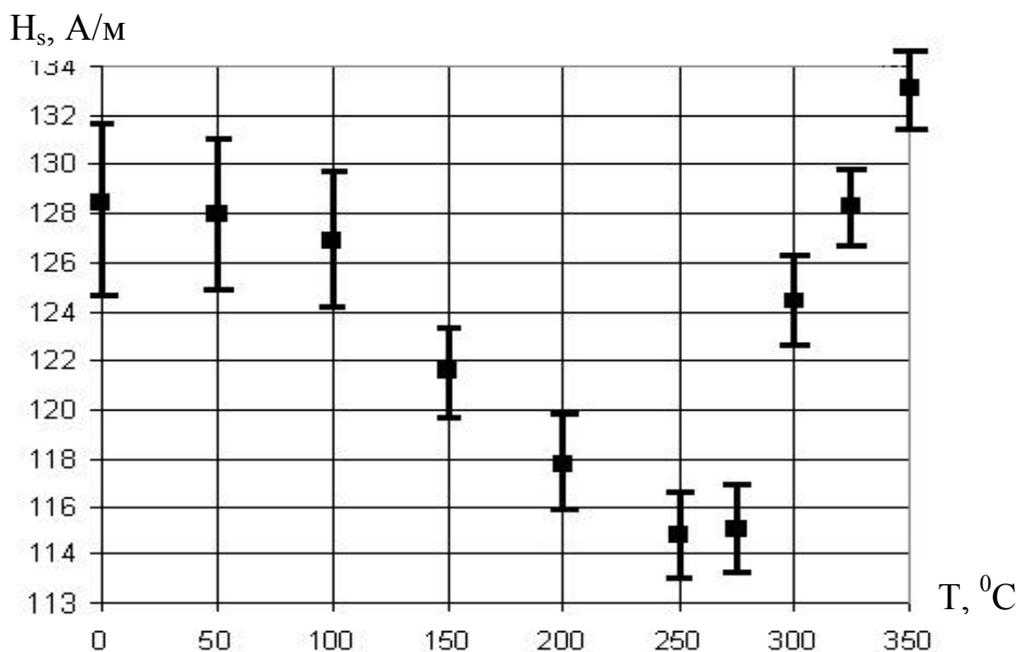
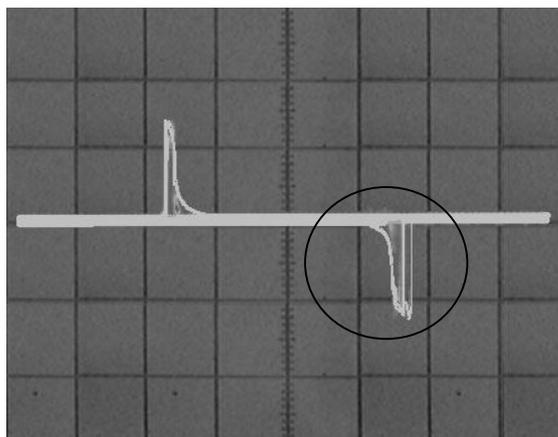


Рис. 3.9. Зависимость поля старта от температуры отжига (для образца №3).

Как видно из рис. 3.9 дальнейшее увеличение температуры ( $>300^{\circ}\text{C}$ ) приводит к увеличению поля старта, связанному с появлением кристаллической микроструктуры [8]. А при  $T=350^{\circ}\text{C}$  ( $H_s=133$  А/м) происходит превышение первоначального значения, что обусловлено ростом кристаллической фазы.

### 3.3. Исследование флуктуаций поля старта

При измерении поля старта бистабильных образцов замечено, что его величина изменяется от цикла к циклу (рис.3.10). Такое явление – флуктуация поля старта – наблюдалось и ранее в аморфных сплавах в виде лент и проволок. Исследованию влияния длительного старения, деформации и термообработки



*Рис. 3.10. Осциллограмма импульса ЭДС от БСБ в координатах U-H.*

на ее величину посвящены работы [12, 13, 67, 92, 124]. Установлено, что статистический характер параметров БСБ непосредственно связан с перестройкой доменной структуры ферромагнетика в различных циклах перемагничивания.

Общепринято, что процесс перемагничивания бистабильных ферромагнетиков происходит путем зарождения и роста зародышей перемагничивания. В рамках гетерогенного зарождения новой магнитной фазы флуктуации поля старта являются следствием тепловых флуктуаций магнитных моментов зародышей перемагничивания [12-14], обусловленных температурной зависимостью макроскопических характеристик ферромагнетика и связанным с ней перераспределением энергии образца за счет: а) изменения таких магнитных констант, как намагниченности насыщения, магнитострикции, анизотропии; б) изменения направления анизотропии и внутренних напряжений при температурном расширении или сжатии образца; в) изменения положения магнитоактивных дефектов в результате диффузии атомов; г) изменения величины обменного интеграла, определяющего обменную энергию.

Очевидно, что в реальном образце существует конечное число зародышей перемагничивания, поля старта которых случайным образом распределены в некотором диапазоне, определяющем величину флуктуации поля старта. Экс-

периментальные данные свидетельствуют, что перемагничивание может начинаться с разных зародышей. Причины, приводящие к переходу от одного зародыша к другому, связаны с изменчивостью состояния магнитных фаз ферромагнитного образца от цикла к циклу перемагничивания. Наиболее ярко такой механизм проиллюстрирован в диссертации А.Г. Лаврентьева [94].

При измерении полей старта бистабильных микропроводов обнаружен аналогичный статистический характер изменений. Величина  $H_s$  определялась путем усреднения 100-300 измерений. По результатам измерений построены гистограммы распределения поля старта для исследуемых микропроводов (рис. 3.11), из которых видно, что диапазон распределения полей старта микропровода №3 наименьший и флуктуации  $\sigma_{H_s}$  составляют 0,8% против 1,6% и 1% микропроводов №1 и №2 соответственно.

На рис. 3.12 изображены нормированные функции распределения приведенных флуктуаций поля старта микропровода из сплава  $Co_{18,8}Fe_{71,8}B_3Si_{6,8}$ . Форма распределения аналогична полученным в работах [67, 124]. По оси абсцисс отложена приведенная флуктуация поля старта:

$$\Delta h = \frac{H_{sm} - H_s}{H_{sm}}, \quad (3.12)$$

где  $H_{sm}$  – максимальное значение поля старта.

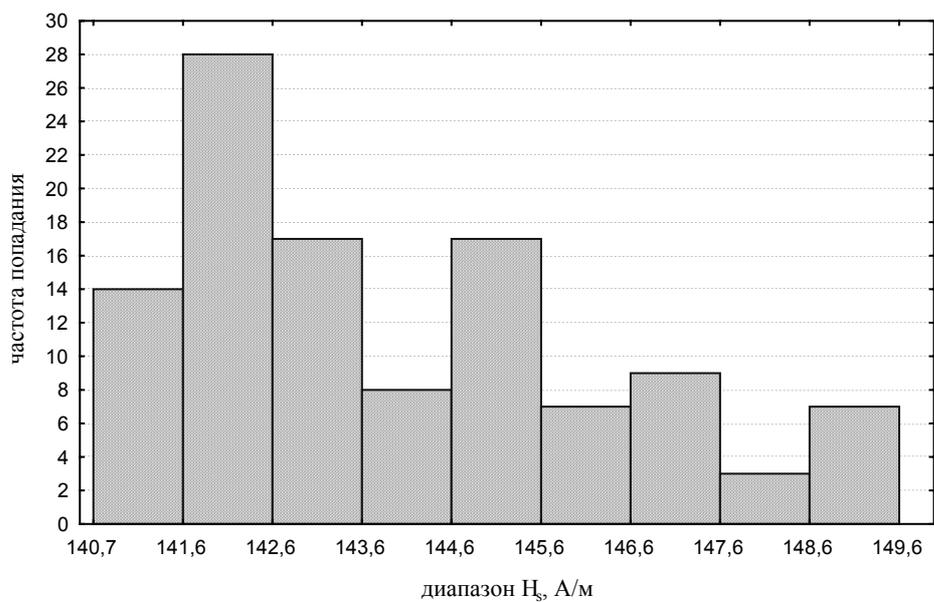
По оси ординат отложена величина

$$U_k = \frac{N_k}{\delta h \sum_{k=1}^{k_m} N_k} = \frac{N_k}{\delta h \cdot N}, \quad (3.13)$$

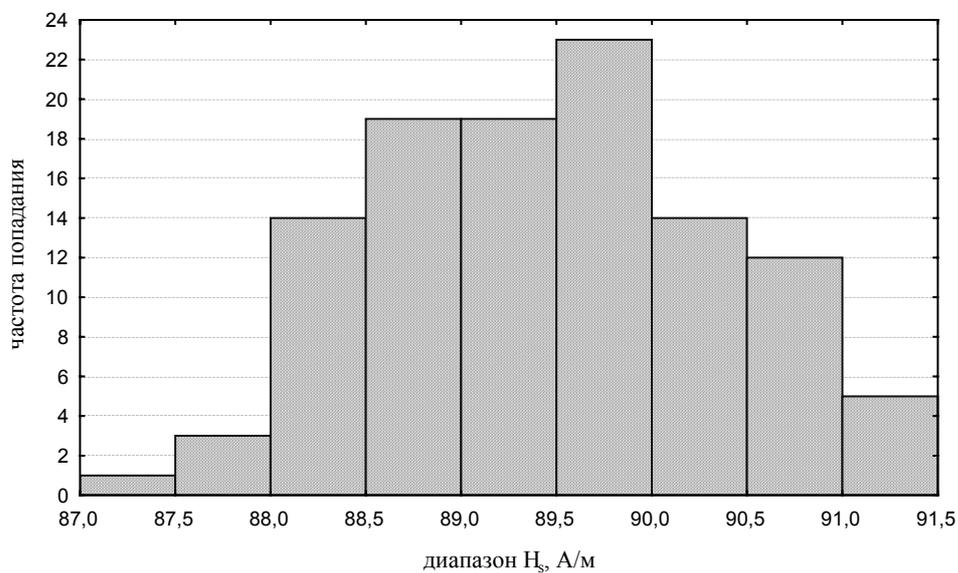
где  $N$  – полное число циклов перемагничивания,  $k_m$  – число шагов разбиения интервала значений приведенных флуктуаций,  $N_k$  – количество значений поля старта, приходящихся на интервал от  $(k-1)\delta h$  до  $\delta h$ ,  $\delta h$  – шаг разбиения

$$\delta h = \frac{1}{k_m}. \quad (3.14)$$

а)  
 $(Co_{92}Fe_8)_{63}Ni_{10}B_{16}Si_{11}$   
 $d_{жс} = 6 \text{ мкм}$ ,  
 $d_{см} = 7 \text{ мкм}$



б)  
 $Co_{18,8}Fe_{71,8}B_3Si_{6,8}$   
 $d_{жс} = 21 \text{ мкм}$ ,  
 $d_{см} = 3,5 \text{ мкм}$



в)  
 $Fe_{81,6}Mn_{9,3}B_{1,8}Si_6C_{1,3}$   
 $d_{жс} = 17 \text{ мкм}$ ,  
 $d_{см} = 4,5 \text{ мкм}$

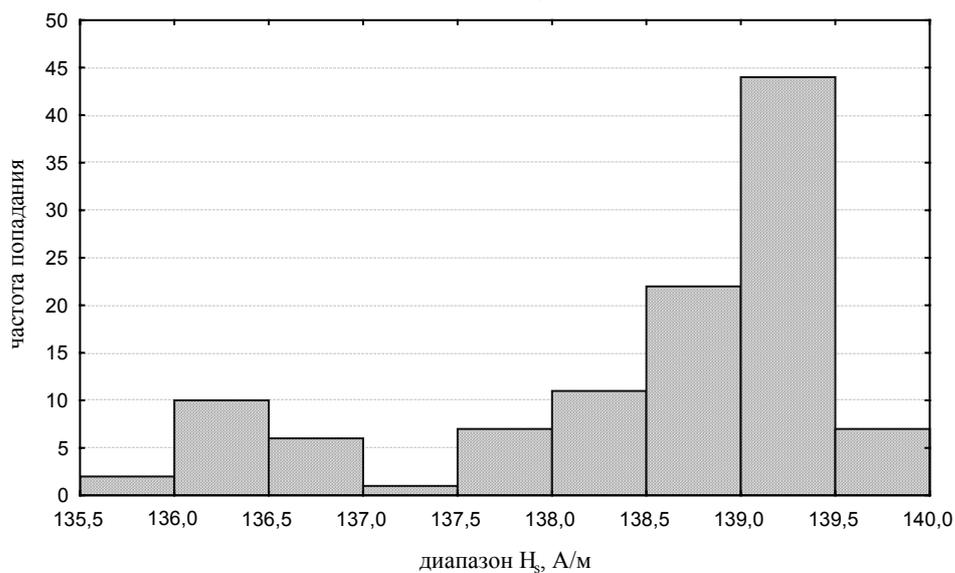


Рис. 3.11. Гистограммы распределения полей старта.

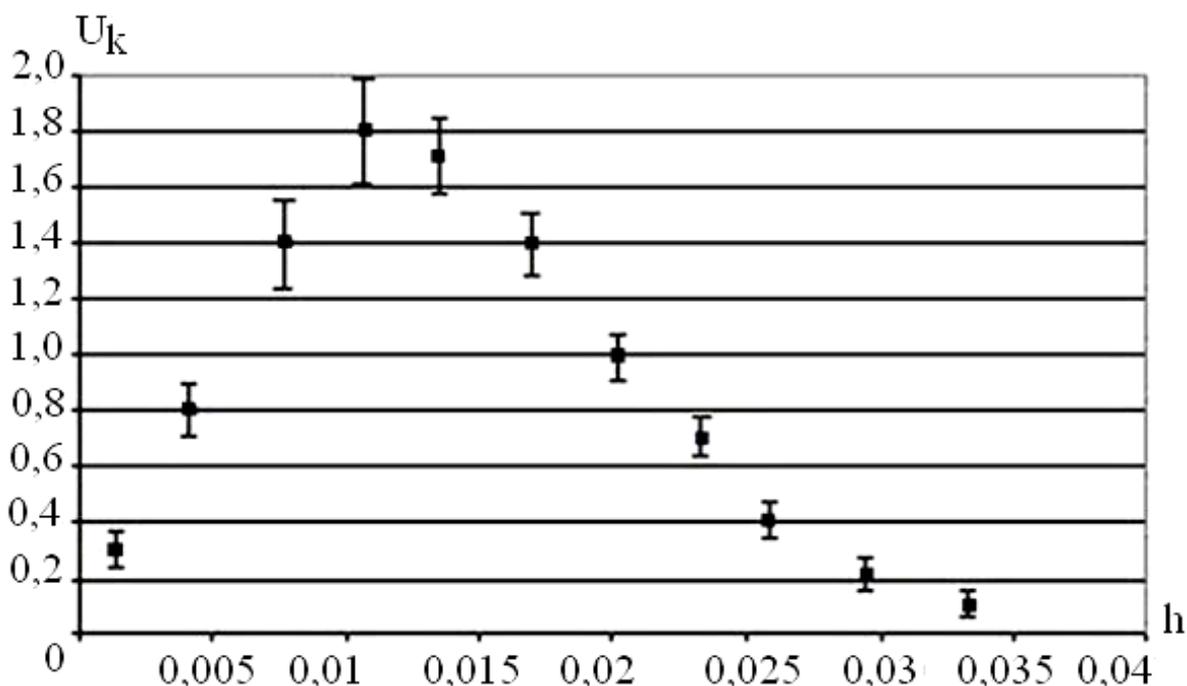


Рис. 3.12. Гистограмма распределения приведенных флуктуаций полей старта микропровода №2.

В работе [67] проведена экспериментальная проверка тепловой модели флуктуаций поля старта и обнаружено заметное увеличение флуктуаций после термообработки, вследствие увеличения неоднородностей до размеров достаточных для образования зародышей перемангничивания.

Нами также проведены исследования влияния отжига на флуктуации поля старта аморфного микропровода. На рис. 3.13 показана зависимость флуктуаций поля старта  $\sigma_{H_s}$  от температуры отжига. Очевидна тенденция снижения флуктуаций с увеличением температуры, которая сохраняется и после точки образования микрокристаллов ( $T \sim 300^\circ\text{C}$ ). Флуктуации при комнатной температуре составляют  $1,23 \text{ A/м}$  ( $0,96 \%$ ), при  $T=250^\circ\text{C}$   $\sigma_{H_s}=0,6 \text{ A/м}$  ( $0,52 \%$ ),  $T=350^\circ\text{C}$   $\sigma_{H_s}=0,47 \text{ A/м}$  ( $0,35 \%$ ).

В данном случае, как уже упоминалось выше, происходит ослабление напряжений  $\sigma$ , которое приводит к уменьшению значений полей старта  $H_s$ . Помимо релаксации средних значений  $\sigma$ , релаксируют и локальные напряжения, что в свою очередь обуславливает снижение флуктуаций.

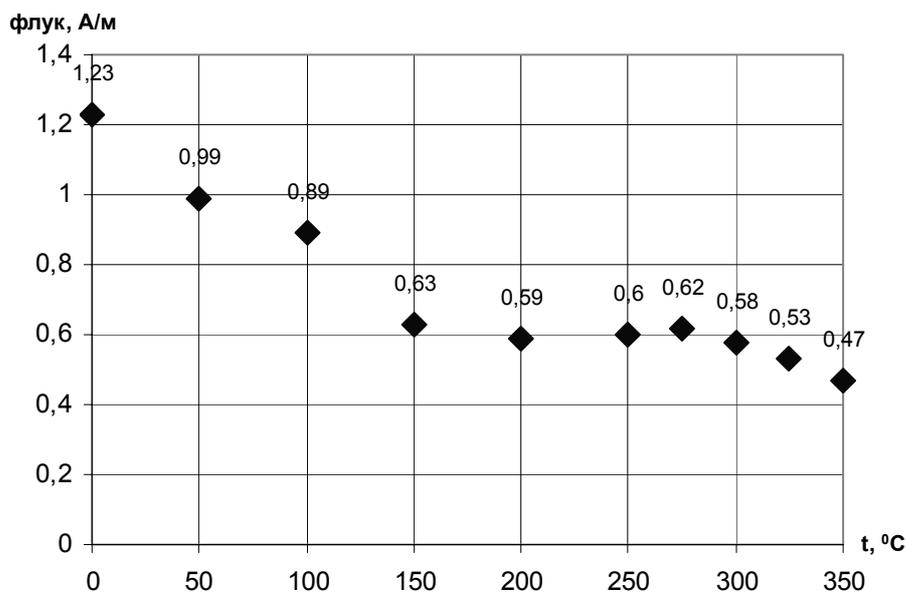


Рис. 3.13. Зависимость флуктуаций поля старта от температуры отжига (для образца №3).

Таким образом, флуктуации поля старта  $\sigma_{H_s}$  бистабильного микропровода определяются тепловыми флуктуациями магнитных моментов  $\sigma_T$  и магнотстрикционными флуктуациями  $\Delta\sigma_m$ . Исходя из теории тепловой природы флуктуаций, их величина должна расти с увеличением температуры  $T$  [67]

$$\sigma_{H_s} \equiv kT, \quad (3.14)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана.

Тем не менее, происходит уменьшение  $\sigma_{H_s}$ , что свидетельствует о преобладании второй составляющей, имеющей магнотстрикционное происхождение

$$\sigma_T \ll \Delta\sigma_m.$$

В соответствии с выражением (3.11) можно записать

$$\Delta H_s = \sigma_{H_s} \equiv a \cdot \Delta\sigma_m. \quad (3.15)$$

При температуре  $T > 200^\circ\text{C}$  флуктуации поля старта практически стабилизируются (рис. 3.13). Этот факт указывает на возрастание влияния тепловых флуктуаций ( $\sigma_T \approx \Delta\sigma_m$ ), вследствие увеличения неоднородностей, т.е. роста микроструктурной фазы [129-132].

Так как поле старта и флуктуации определяются напряжениями, которые в свою очередь зависят от соотношения стекла к металлической жиле, то проводились исследования влияния на их величины толщины стеклянной оболочки и различных дефектов в стеклянной оболочке и жиле микропровода.

При постепенном стравливании стеклянной оболочки с микропровода обнаружено уменьшение, как поля старта (рис. 3.7, 3.8), так и его флуктуаций (рис. 3.14). На графике рис. 3.14 показано изменение  $\sigma_{Hs}$  от времени стравливания (толщины стеклянной оболочки).

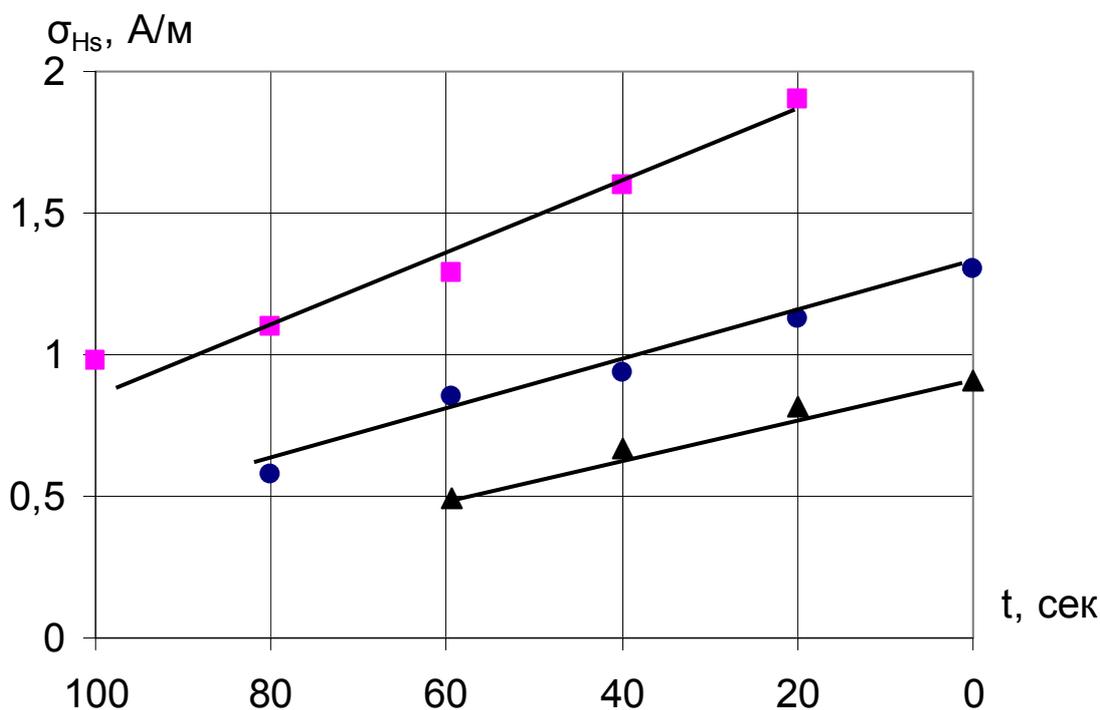
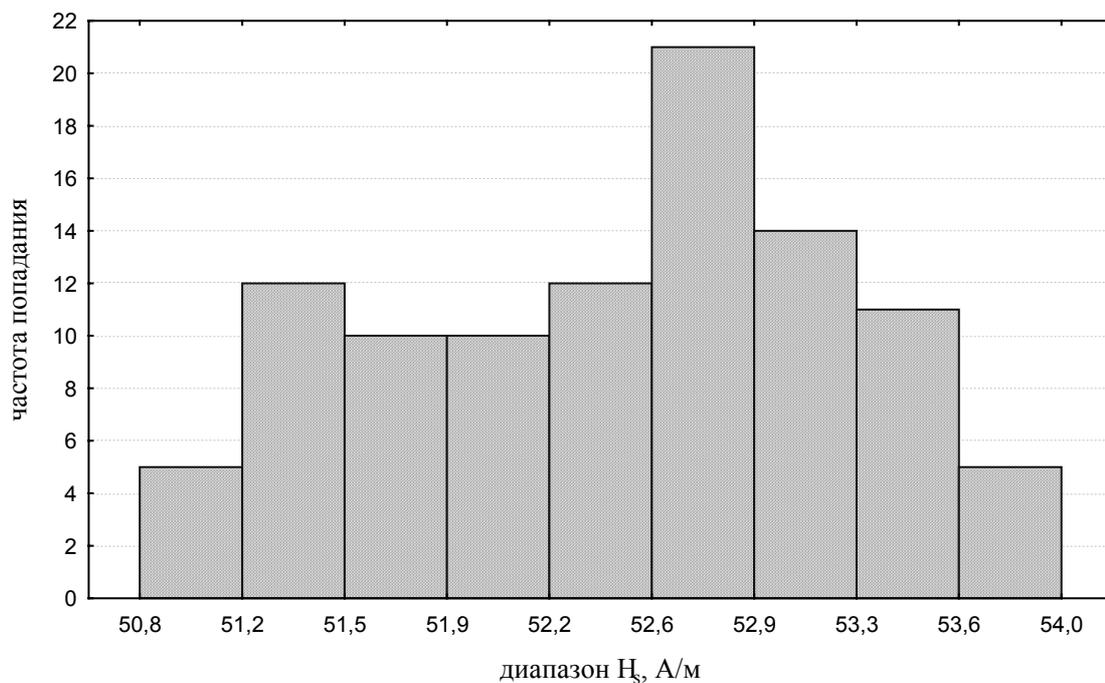
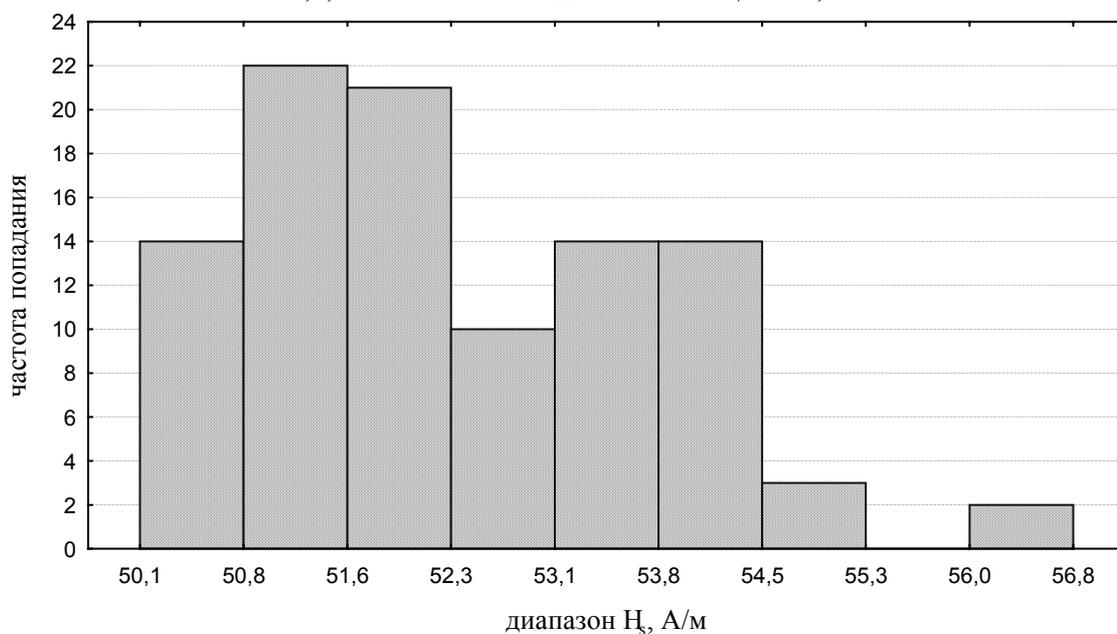


Рис. 3.14. Зависимость флуктуаций поля старта от времени стравливания стеклянной оболочки  $d_{cm}$  (времени стравливания  $t$ ): ■ — микропровод  $(Co_{92}Fe_8)_{63}Ni_{10}B_{16}Si_{11}$ , ▲ — микропровод  $Co_{18,8}Fe_{71,8}B_3Si_{6,8}$ , ● — микропровод  $Fe_{81,6}Mn_{9,3}B_{1,8}Si_6C_{1,3}$ .

Результаты исследований, представленные в работах [26-29] и измерения в ходе данной работы указывают на то, что магнитные свойства аморфного микропровода зависят от состояния стеклянной оболочки, и особенно на торцах образца. Дефекты, типичные для ЛАМСО представлены на рис. 2.4. Обнаружено, что наличие дефектов, таких как глубокие трещины и сколы в стеклянной оболочке оказывают влияние на флуктуации поля старта.



*а) )  $H_s=52$  А/м,  $\sigma_{H_s}=0,8$  А/м (1,6%)*



*б) )  $H_s=52$  А/м,  $\sigma_{H_s}=1,4$  А/м (2,7%)*

*Рис. 3.15. Гистограммы распределения поля старта образца без дефектов (а) и со сколами стекла (б).*

Например, поле старта образца из микропровода №2, имеющий ровные торцевые срезы и без явных повреждений стекла на поверхности (рис. 2.5), составляет 52 А/м, а флуктуации 0,8 А/м. Образец из этого же сплава с ровными торцами с тем же полем старта, но с множеством сколов стекла вдоль всего образца (рис. 2.4, а), имеет флуктуации 1,4 А/м. На рис. 3.15 показаны гистограм-

мы распределения поля старта этих образцов. Амплитуда, длительность и форма импульсов практически не изменяются.

Для изучения влияния состояния торцов были изготовлены три вида образцов: с ровным срезом (рис. 2.5), с утопленной (рис. 2.6) и с выступающей жилой (рис.2.7). Технология изготовления образцов описана в гл. 2.

В приведенной ниже таблице 3.3 представлены значения поля старта и флуктуации для трех видов образцов сплава  $Fe_{81,6}Mn_{9,3}B_{1,8}Si_6C_{1,3}$  длиной 10 мм.

По сравнению с образцами с ровными торцами у образцов с утопленной жилой незначительно повышается поле старта (на 3-5 А/м) и в 1,5-2 раза усиливаются флуктуации. В случае образцов с выступающей жилой  $H_s$  уменьшается в 1,5-3 раза, абсолютное значение флуктуаций падает в 2-3 раза. Результаты этих экспериментов подтверждают предложенную модель механизмов переключения.

Для получения образцов с выступающей на торцах жилой стравливалось стеклянное покрытие, удерживающее металлическую жилу микропровода в напряженном состоянии. В соответствии с теорией гетерогенного зарождения новых магнитных фаз основной причиной появления флуктуаций поля старта

Таблица 3.3

Поле старта и флуктуации поля старта образцов  
из сплава  $Fe_{81,6}Mn_{9,3}B_{1,8}Si_6C_{1,3}$  с разными торцами

№ п/п	Вид торца	Поле старта $H_s$ , А/м	Флуктуации $\sigma_{H_s}$	
			А/м	%
1	Ровный срез	136,88	1,39	1,02
2	Жила выступает	72,52	0,61	0,84
3	Жила утоплена	140,02	2,68	1,9

являются дефекты, включения, локальные изменения внутренних напряжений.

Удаление стекла на торце приводит к тому, что создаются области с меньшей величиной магнитоупругой энергией, т.е. искусственно формируется область локализации зародышей перемангничивания иницирующих релаксаци-

онный механизм переключения. Вследствие этого уменьшается  $H_s$  и диапазон его распределения.

При вытравливания металлической жилы, наоборот уменьшается объем замыкающих доменов и увеличивается структурная неоднородность в результате неравномерного вытравливания, что объясняет рост  $H_s$  и  $\sigma_{H_s}$ .

### 3.4. Динамика переключения бистабильных ферромагнетиков

#### 3.4.1. Результаты экспериментальных исследований

Одним из информативных параметров, регистрируемых при изучении процессов перемагничивания ферромагнетиков, является форма импульса ЭДС от скачка намагниченности (СН). Форма импульса отражает характер движения ДГ, а также характер препятствий, задерживающих ее смещение. Детальное исследование форм импульсов ЭДС от СН способствует выявлению “тонких” механизмов перемагничивания.

Аналізу форм импульсов ЭДС от СБ посвящены работы [83-87, 90], в которых установлено, что она зависит от большого числа параметров – характеристики материала, геометрической формы образца, параметров измерительного тракта, координаты источника СН в образце. В работе [85] представлены результаты экспериментального исследования форм импульсов ЭДС от БСБ в образцах из викаллой. При перемагничивании в неоднородном магнитном поле обнаружено две разновидности форм импульсов: релаксационная и акселерационная (см. гл. 1). Аналогичные формы импульсов наблюдались и в образцах аморфного микропровода [90].

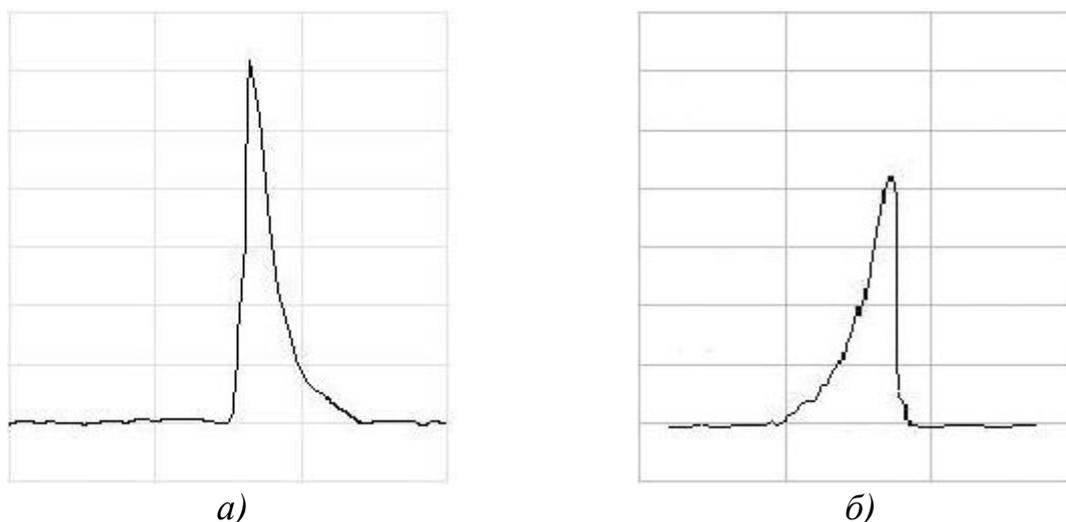


Рис. 3.16. Формы импульсов ЭДС от БСБ в образцах  $Fe_{81,6}Mn_{9,3}V_{1,8}Si_6C_{1,3}$  (№3): а) релаксационная, б) акселерационная. Масштаб: по вертикали 1 дел. – 2,5 мВ, по горизонтали 1 дел. – 40 мкс.

Таблица 3.4

Характеристики импульсов ЭДС от БСБ в образцах №1

Форма импульса	Амплитуда, мВ	Длительность, мкс	Поле старта, А/м	Флуктуации, поля старта, %
релаксационная	14,5	27	90	2,5-3%
акселерационная	10,8	33	191	0,8-1,5%

На рис. 3.16 изображены импульсы, характерные для бистабильного аморфного микропровода в стеклянной оболочке. Импульсы релаксационной и акселерационной формы значительно отличаются по параметрам (табл. 3.4). Поле старта акселерационных импульсов по сравнению с релаксационными в 2-3 раза больше, но они в основном более стабильны.

Условия появления импульсов той или иной формы определяются режимом перемагничивания. При перемагничивании в однородном магнитном поле, независимо от величины  $H_m$  и  $f$ , наблюдается релаксационная форма импульса. Измерения в неоднородном поле показывают, что незначительное изменение амплитуды поля приводит к появлению акселерационного импульса (см. гл. 2, п.2.4).

Обнаруженные две формы импульсов свидетельствуют о сосуществовании двух механизмов БСБ. Предполагается, что первый механизм является характерным для всех проводящих ферромагнетиков и происходит путем движения воронкообразной доменной стенки с опережающим перемагничиванием поверхности образца. Второй механизм обусловлен перемагничиванием образца изнутри и связан с изменением магнитоупругой анизотропии, определяемой продольными остаточными напряжениями, уменьшающимися от поверхности образца к центру, что показано выше расчетным путем.

С практической точки зрения важным является исследование зависимости процесса перемагничивания от частоты и амплитуды перемагничивающего поля. Зависимость коэрцитивной силы  $H_c$  и поля старта  $H_s$  аморфных сплавов от частоты  $f$  и амплитуды внешнего поля  $H_m$  изучена в работе [67]. Измерения проведены в диапазоне частот от 0,01 до 2000 Гц и амплитуде внешнего поля от 12 до 4960 А/м. Обнаружено, что с ростом  $f$  и/или  $H_m$  коэрцитивная сила и поле старта увеличиваются. По предложению А.П.Жукова  $H_c$  и  $H_s$  на частотах, отличающихся от квазистатического режима перемагничивания, следует называть динамическими  $H_c$  и  $H_s$ . Однако в этой работе не исследовано влияние  $f$  и  $H_m$  на другие параметры БСБ и отсутствуют сведения о механизмах перемагничивания.

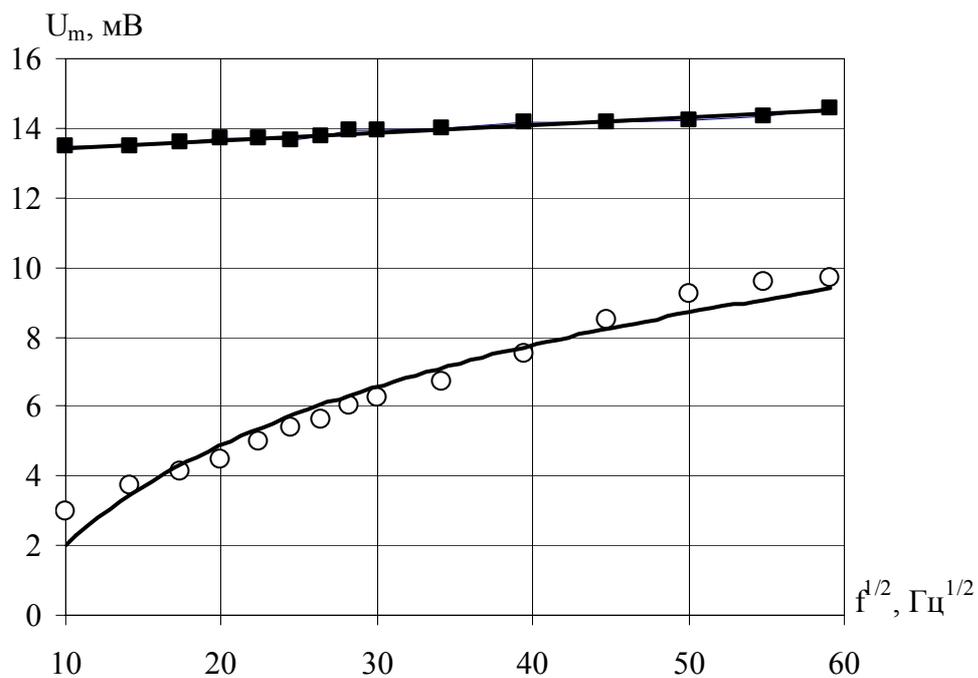
В работе [124] изучены особенности проявления двух механизмов БСБ при изменении параметров перемагничивающего поля. В качестве регистрируемых параметров БСБ выбраны  $H_s$  и амплитуда импульса Баркгаузена. Измерения проведены на бистабильных поликристаллических образцах из сплава викаллой. Частота перемагничивающего поля варьировалась от 0,1 до 200 Гц, амплитуда перемагничивающего поля – от 2500 до 8000 А/м. Результаты исследования зависимости параметров первого механизма БСБ (релаксационного) от частоты и амплитуды перемагничивающего поля не отличаются от результатов, полученных в работе [67]. Параметры БСБ второго механизма проявляли боль-

шую чувствительность к изменениям перемещающего поля. Так, например, амплитуда акселерационных импульсов пропорционально зависит от амплитуды перемещающего поля. Для релаксационных импульсов такой зависимости не обнаружено.

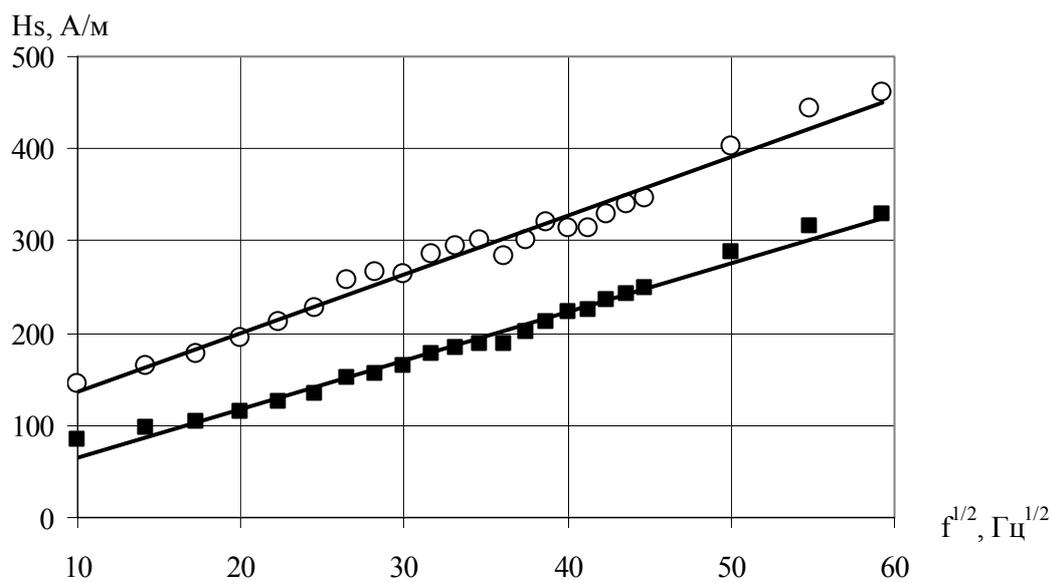
В настоящей работе проведено исследование зависимости поля старта и амплитуды релаксационного и акселерационного импульсов от параметров перемещающего поля образцов, указанных в табл. 2.1. Измерения выполнялись при комнатной температуре в интервале частот от 100 Гц – 3,5 кГц и амплитуде поля от 70 до 1060 А/м.

В результате измерений установлено, что амплитуда релаксационного импульса практически не зависит от изменений параметров перемещающего поля (рис. 3.17, а и рис. 3.18, а). Амплитуда акселерационного импульса проявляет сильную зависимость, как от частоты, так и от амплитуды перемещающего поля. При увеличении  $f$  и  $H_m$  амплитуда импульса  $U_m$  увеличилась в 3-4 раза. Несмотря на аномальность поведения параметров акселерационного механизма БСБ с изменением характеристик поля, этот процесс относится к разряду необратимых. О чем свидетельствует спонтанное возникновение импульса ЭДС при переходе поля через точку 180,7 А/м.

На рис. 3.17, б изображены зависимости поля старта БСБ двух механизмов от частоты перемещения, а на рис. 3.18, б – от амплитуды поля. Наблюдаемые зависимости поля старта, подобные для двух механизмов, обусловлены влиянием вихревых токов на процесс перемещения бистабильной фазы, что неоднократно подтверждалось исследованиями других авторов [67, 124].

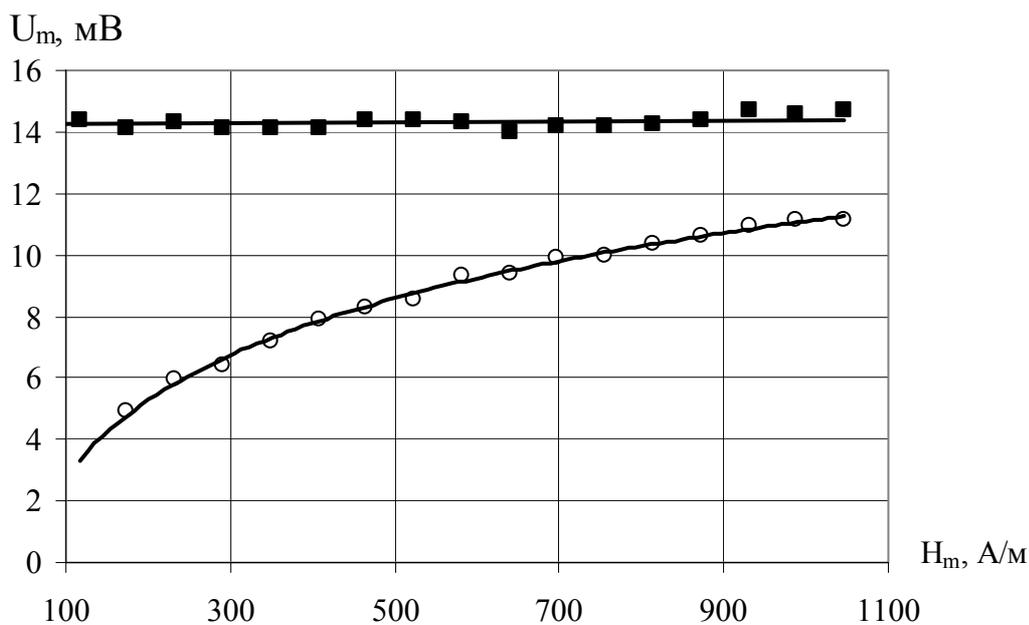


а)

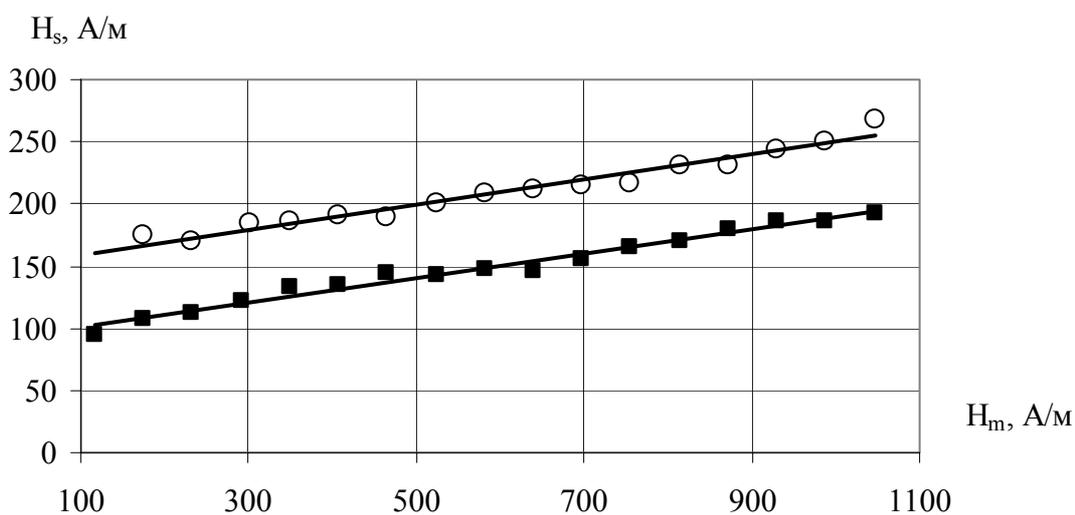


б)

Рис. 3.17. Зависимость амплитуды (а) и поля старта (б) от частоты перемагничивающего поля (амплитуда перемагничивающего поля  $H_m=240 \text{ A/m}$ ): ■ - релаксационного, ○ - акселерационного импульсов.



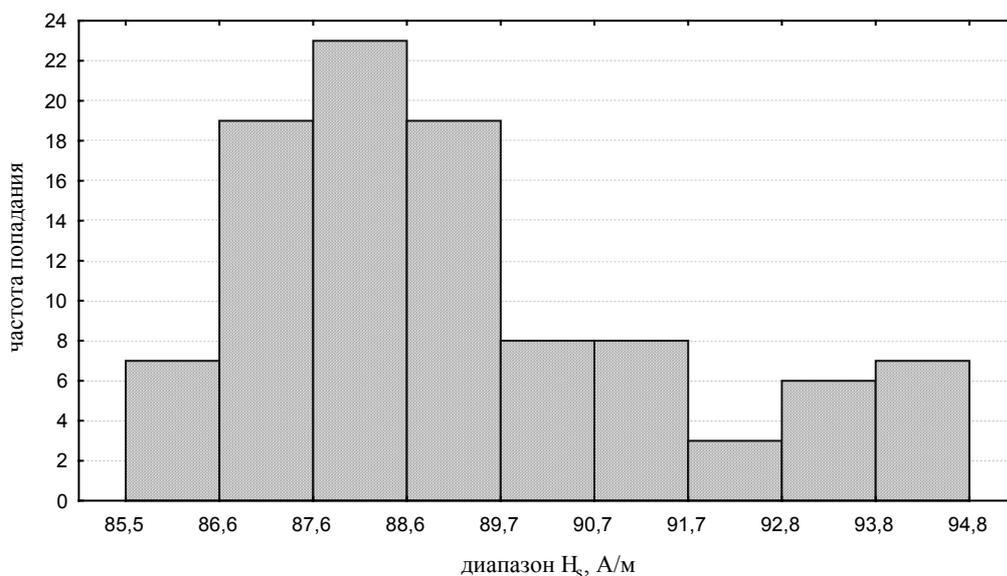
a)



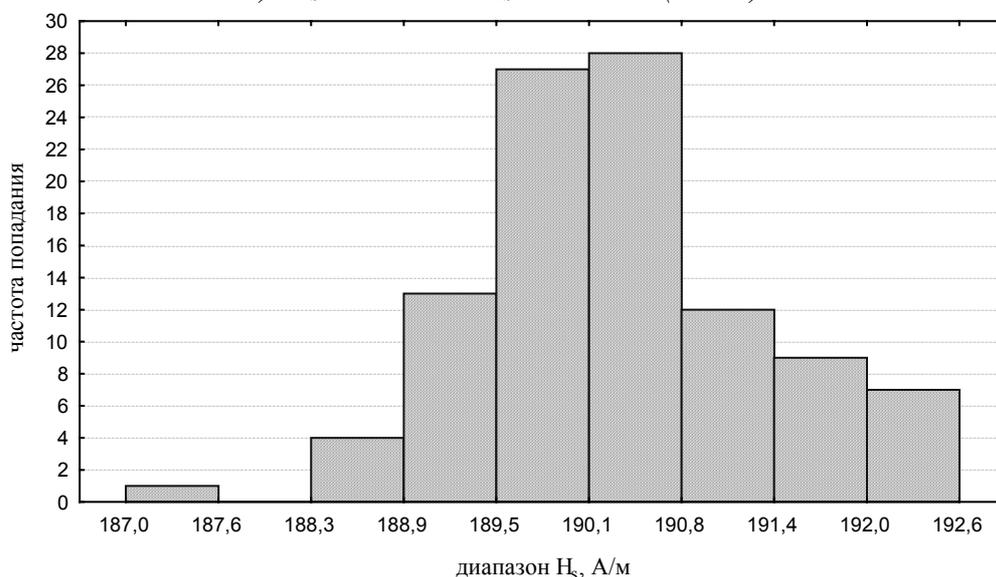
б)

Рис. 3.18. Зависимость амплитуды (а) и поля старта (б) от амплитуды перемагничивающего поля (частота перемагничивающего поля  $f=400$  Гц): ■ - релаксационного, ○ – акселерационного импульсов.

Примечателен тот факт, что механизмы значительно отличаются по флуктуациям поля старта:  $\sigma_{H_s}$  релаксационного составляет 2,6% против 0,5% акселерационного. На рис. 3.19 изображены гистограммы распределения поля старта двух механизмов БСБ для образца №1. Полученные гистограммы распределения поля старта, аналогичные представленным в работах [14, 124].



*а)  $H_s=89$  А/м,  $\sigma_{H_s}=2,4$  А/м (2,6%)*



*б)  $H_s=190$  А/м,  $\sigma_{H_s}=0,9$  А/м (0,5%)*

*Рис. 3.19. Гистограммы распределения поля старта для образца №1: а) релаксационного; б) акселерационного механизмов БСБ.*

Флуктуации поля старта акселерационного механизма БСБ явно имеют тепловое происхождение, поскольку в данном случае перемагничивание начинается изнутри (с сердцевины образца). Сложнее обстоит дело с флуктуациями релаксационного механизма. Здесь гетерогенность проявляется со всей очевидностью, т.е. в оболочке образца существует некоторое конечное число зародышей перемагничивания, поля старта которых случайным образом распределены в некотором диапазоне.

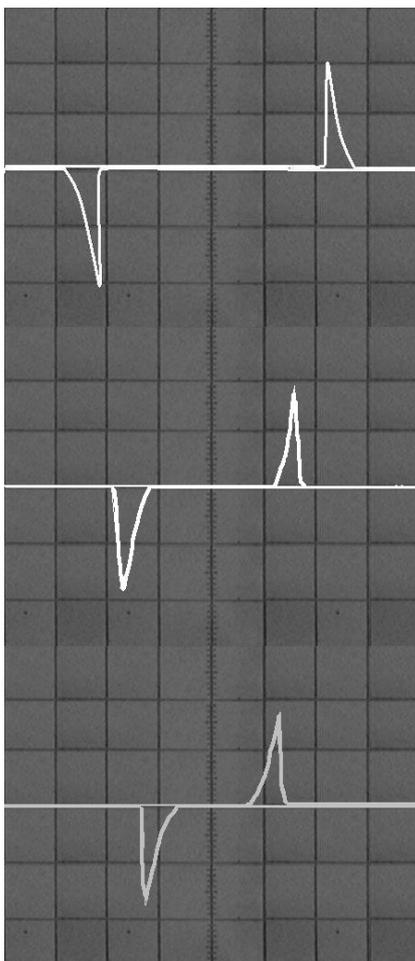
С точки зрения практического применения интерес представляет бистабильный сердечник из аморфного микропровода, перемагничивающийся по второму механизму БСБ, как более стабильный. Поэтому дальнейшие исследования были направлены на изучение условий получения образцов с акселерационным механизмом переключения. Установлено, что акселерационный механизм наблюдается при следующих условиях:

1) При перемагничивании в неоднородном поле [90]. Однако поле старта увеличивается в 3-4 раза.

2) В образцах со стравленной со всей его поверхности стеклянной оболочкой (рис. 3.7, г). Поле старта в данном случае уменьшается более чем в 2 раза.

Для раскрытия причин, обуславливающих изменение механизма перемагничивания и параметров БСБ во втором случае, проведены дополнительные опыты. В данной работе приведены результаты исследований микропровода №3, однако для всех образцов указанных в табл. 2.1 получены аналогичные зависимости.

В первом эксперименте стеклянная оболочка стравливалась поэтапно с шагом 1 мм вдоль образца (рис. 3.20). С увеличением длины участка со стравленным стеклом, вплоть до удаления со всей поверхности образца, поле старта и его флуктуации уменьшаются. При соотношении длины выступающей жилы к длине образца  $\frac{l_{\text{с}}}{l_{\text{обр}}} \geq 0,5$  поле старта снижается в 3 раза (рис. 3.20, в, г), но импульсы принимают форму близкую к акселерационной. После полного удаления стекла образец сохраняет бистабильные свойства (рис. 3.20, б), а импульсы приобретают ярко выраженную акселерационную форму, что свидетельствует об изменении механизма переключения вследствие ослабления упругих напряжений. В этом случае, в соответствии с выражениями (3.5-3.7), ДГ выгоднее зарождаться в центре микропровода, в области 3 (рис. 3.5). Тогда перемагничивание начинается изнутри, что приводит к акселерационному механизму.



а) в исходном состоянии .

$$\frac{l_g}{l_{обр}} = 0$$

$$H_s = 136 \text{ А/м}, \sigma_{H_s} = 1,2 \text{ А/м}$$

б)

$$\frac{l_g}{l_{обр}} \geq 0,5$$

$$H_s = 40 \text{ А/м}, \sigma_{H_s} = 0,6 \text{ А/м}$$

в)

$$\frac{l_g}{l_{обр}} = 1$$

$$H_s = 39 \text{ А/м}, \sigma_{H_s} = 0,6 \text{ А/м}$$

Рис. 3.20. Осциллограммы импульсов ЭДС от БСБ в сплаве №3 и соответствующие им схематические изображения торцов при пошаговом стравливании стеклянной оболочки. Масштаб: по горизонтали 1 дел. – 65 А/м, по вертикали 1 дел. – 15 мВ.

Во втором эксперименте стеклянная оболочка стравливалась с одного из торцов образца таким образом, чтобы сохранялась и бистабильность, и форма импульса, т.е.  $l_g \leq (3-4) \text{ мм}$ . На рис. 3.21 представлены зависимости поля старта и флуктуаций от времени стравливания образца длиной 10 мм, длина стравленного участка 2 мм. На каждом этапе образец подвергался воздействию плавиковой кислоты в течение 20 сек. Общее время выдержки в кислоте 80 сек при толщине стеклянного покрытия  $d_{ст} = 4,5 \text{ мкм}$ .

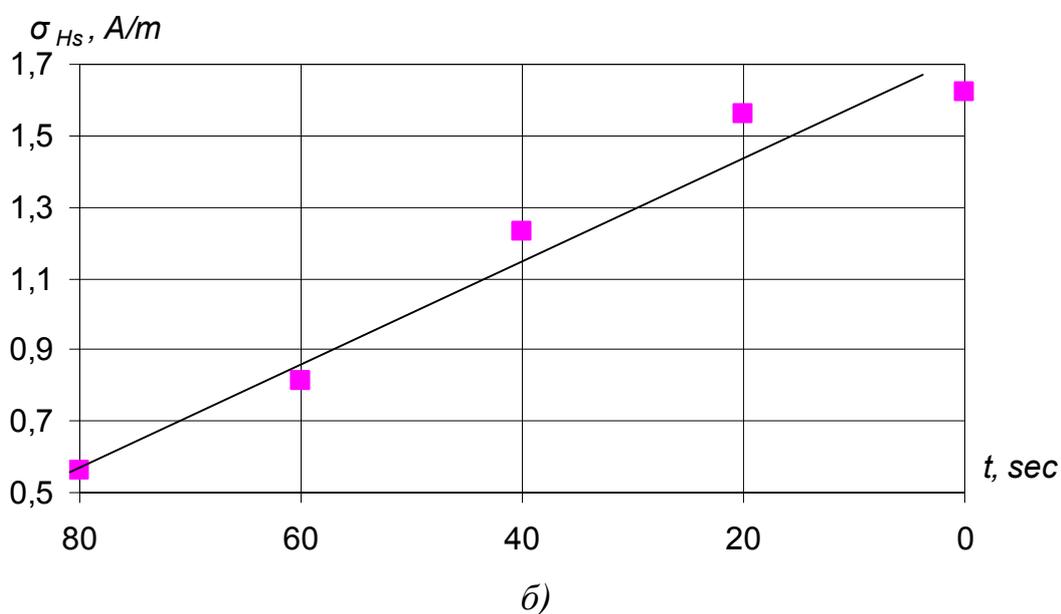
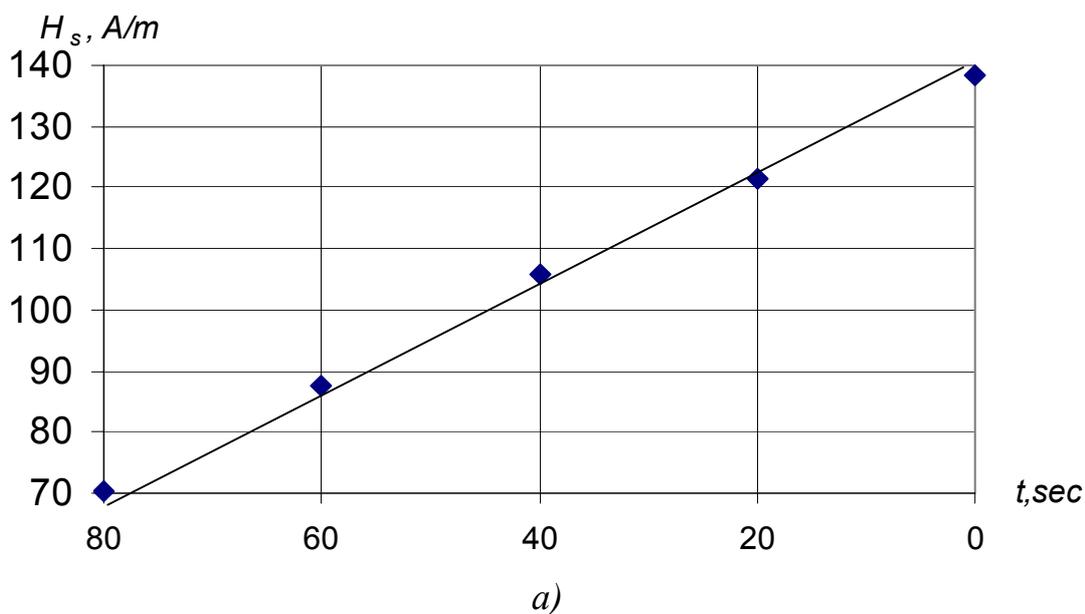


Рис. 3.21. Зависимость поля старта и его флуктуаций от времени стравливания стекла.

Из рис. 3.20, а видно, что с каждым этапом поле старта уменьшается в среднем на  $15 \text{ A/m}$ . Образец с полем старта  $138,29 \text{ A/m}$  в исходном состоянии после полного снятия стекла на торце имеет  $H_s=62,31 \text{ A/m}$ . С уменьшением толщины стекла снижаются и флуктуации поля старта, примерно в 2-3 раза.

Изменения величины поля старта имеют обратимый характер. Посредством постепенного отсечения выступающей жилы удалось пронаблюдать изменения, зафиксированные в эксперименте 1. Измерения, проведенные после от-

сечения выступающей части жилы показывают, что  $H_s$  и  $\sigma_{H_s}$  образца совпадают с первоначальными значениями.

### 3.4.2. Ферромагнетики с 4-х стабильным магнитным состоянием

В ходе дальнейших исследований обнаружены образцы, перемагничивающиеся четырьмя скачками намагниченности за один цикл переключения (образцы №4 и №5 в табл. 2.1) [126, 127]. Причем одна пара импульсов относится к релаксационному типу, а вторая – к акселерационному. Осциллограммы наблюдаемых импульсов представлены на рис. 3.22.

По результатам измерений установлено, что зависимости и закономерности, характерные для бистабильных материалов, выполняются в 4-х стабильных образцах. Наблюдаемые импульсы также отличаются по амплитуде, длительности и полю старта. Акселерационный импульс имеет следующие характеристики:  $U_m=0,15$  мВ/виток,  $\tau=21$  мкс,  $H_s=49$  А/м,  $\sigma_{H_s}=1,6$  %.

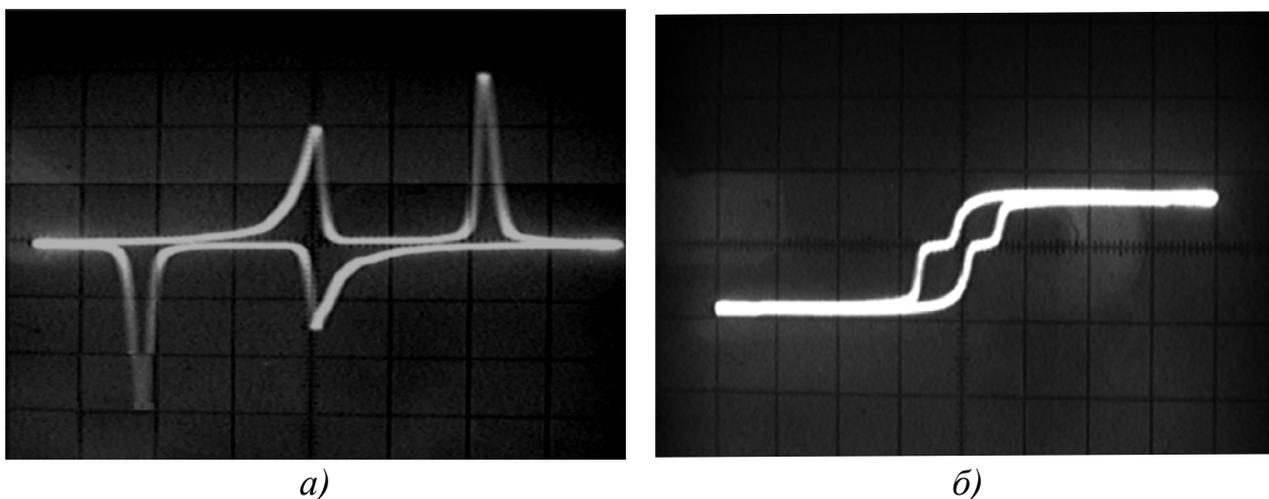


Рис. 3.22. Осциллограммы импульсов ЭДС от БСБ в четырехстабильных образцах: а) дифференциальная, б) интегральная петли гистерезиса.

Для релаксационного импульса характерна меньшая амплитуда  $U_m=0,1$  мВ/виток, большая длительность  $\tau=28$  мкс и поле старта  $H_s=18$  А/м, и малые флуктуации поля старта  $\sigma_{H_s}=0,7$  %. Особенность механизмов переключения

этого типа материалов в том, что поле старта акселерационного импульса меньше поля старта релаксационного в отличие от бистабильных образцов. При включении внешнего поля вначале происходит переключение сердцевинки образца по акселерационному механизму, а затем оболочки при большем значении поля. Поле, создаваемое магнитной фазой сердцевинки микропровода, уменьшает поле на торцах соленоида и как бы противодействует переключению оболочки, что объясняет большую величину поля старта релаксационного импульса.

Выявлено, что четырехстабильность свойственна образцам с большим диаметром металлической жилы и небольшой толщиной стеклянной оболочки ( $d_{жс} = 20-30$  мкм,  $d_{ст} \approx 5$  мкм). Таким образом, уменьшая толщину стеклянной оболочки бистабильного микропровода, можно получить образец с 4-я СН за цикл переключения. Это утверждение соответствует экспериментальным фактам. Четырехстабильные свойства были получены нами при плавном стравливании стеклянной оболочки со всей поверхности (при удалении 2/3 стекла) и пошаговом с одного из торцов (когда  $0,2 \leq \frac{l_в}{l_{обр}} \leq 0,5$ ). Пример осциллограммы четырех импульсов ЭДС от БСБ, полученных после стравливания в образце, имеющем в исходном состоянии бистабильные свойства, показан на рис. 3.23.

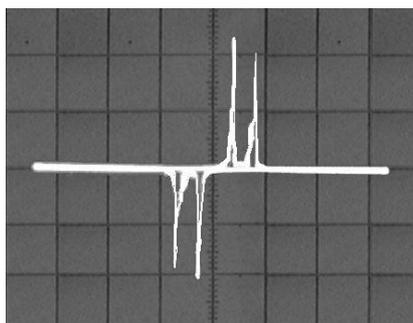


Рис. 3.23. Осциллограммы импульсов ЭДС образца с 4-я стабильными магнитными состояниями за цикл перемагничивания.  $H_s = 44,9$  А/м,  $\sigma_{H_s} = 0,57$  А/м

### 3.4.3. Математические модели, объясняющие механизмы переключения

В работе [124] для объяснения существования двух механизмов БСБ был использован метод математического моделирования. Как известно, форму ГПР, согласно уравнению Деринга-Беккера (1.11), описывает функция  $F(x)$ . Методом численного моделирования можно подобрать аналитическую функцию с требуемыми параметрами, аппроксимирующую ГПР. Результаты моделирования достаточно хорошо совпадают с экспериментально полученными данными.

В соответствии с физическими особенностями формирования ГПР в бистабильных ферромагнетиках необходимо, чтобы описывающие его функции удовлетворяли следующим требованиям: непрерывность, наличие двух экстремумов (максимум в точке начального положения ДГ  $x=0$  и минимум – на «дне» ГПР  $x=\lambda$ ) и выполнение этих условий при независимом варьировании параметров функции. Удовлетворительный результат моделирования динамики процесса перемагничивания ферромагнетиков этого класса был получен с помощью подбора сплайн-функции [76-78]:

$$F(x) = \begin{cases} -\frac{2F_m}{\lambda^3}x^3 + \frac{3F_m}{\lambda^2}x^2, & \text{при } x \leq \lambda \\ -\frac{F_m}{(\Delta x - \lambda)^2}x^2 + \frac{2F_m\lambda}{(\Delta x - \lambda)^2}x + \frac{F_m\Delta x(\Delta x - 2\lambda)}{(\Delta x - \lambda)^2}, & \text{при } x > \lambda \end{cases}. \quad (3.7)$$

Это гладкая функция на всем интервале СБ  $(0; \Delta x)$ , не исключая точку  $\lambda$ , и ее коэффициенты не имеют критических точек относительно  $\lambda$ . К достоинству этой аппроксимации следует отнести возможность независимого варьирования физических параметров ГПР – глубины  $F_m$ , ширины  $\Delta x$  и положения минимума  $\lambda$  на интервале СБ (рис. 3.6).

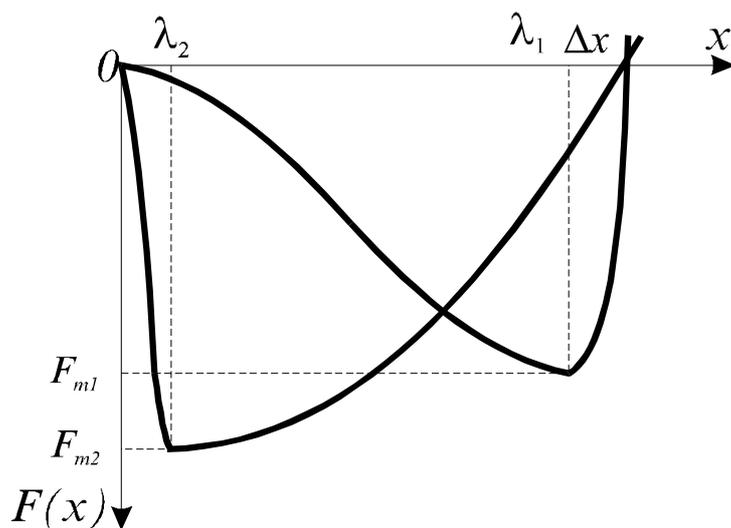


Рис. 3.6. Вид функции  $F(x)$ , аппроксимирующей ГПР, для двух значений ее параметров  $F_{m1}$ ,  $F_{m2}$  и  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  и постоянном  $\Delta x$ .

Подбором параметров ГПР можно получить подобие расчетных зависимостей  $\dot{x}(t)$  и ЭДС  $e(t)$ , полученных в эксперименте. Критерием подобия служат временные параметры: длительности процессов, положения экстремумов относительно начала и конца процессов. Принимая во внимание экспериментальные значения длительностей БСБ и скорости ДГ, можно оценить параметры модельного ГПР, адекватного действительности.

На рис. 3.7 представлены экспериментально наблюдаемые импульсы ЭДС от БСБ для бистабильных образцов из викаллоевой проволоки. Оценка амплитуды скорости ДГ  $\dot{x}_{\max}$  по экспериментальным данным весьма затруднительна, поскольку в модели зависимость  $\dot{x}(t)$  отражает скорость эквивалентной ДГ. Величина этой скорости лежит в диапазоне значений поперечной и продольной скоростей ДГ в реальном образце. Величина измеренной авторами [77] в экспериментах Сикстуса-Тонкса усредненной продольной скорости составляет около 800 м/с. Скорость ДГ в поперечном направлении ( $\approx 50$  м/с) существенно меньше продольной скорости. Вследствие сказанного оценка физических параметров ГПР основывается, в большей степени, на соответствии временных характеристик реального процесса и модели.

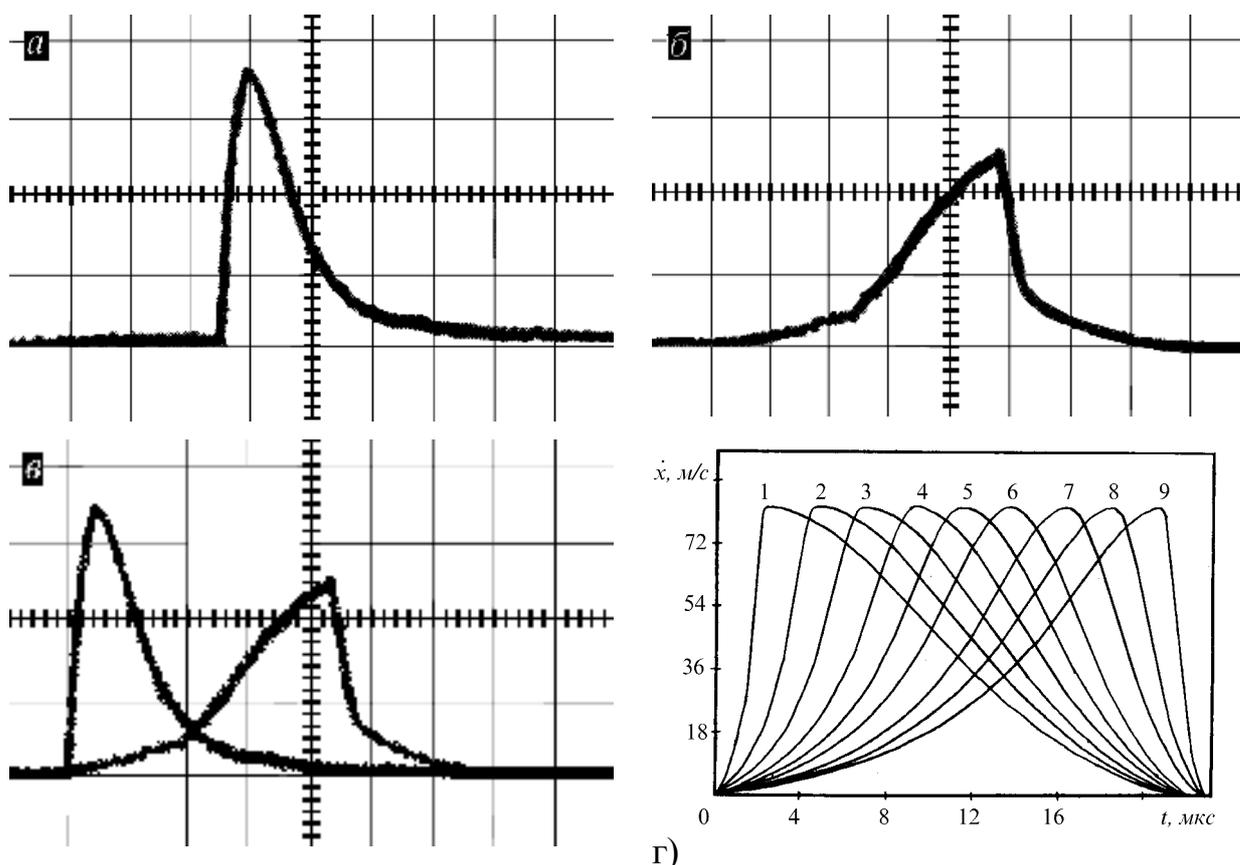


Рис. 3.7. К моделированию СБ: а, б, в - осциллограммы импульсов ЭДС от СБ. Масштабы: по вертикали 0,2 В/дел.; по горизонтали 10 мкс/дел.; г) иллюстрация подобия форм зависимостей  $\dot{x}(t)$ : кривые 1...9 соответствуют значениям  $\lambda$  0,01...0,09 см с шагом 0,01 см и  $Fm=50000$  дин/см<sup>2</sup>;  $\Delta x=0,1$  см;  $\beta=6$  г/см<sup>2</sup>с.

Полученные с использованием предлагаемой аппроксимации ГПР кусочно-полиномиальной функцией расчетные зависимости  $\dot{x}(t)$  показывают не только качественное, но и удовлетворительное количественное совпадение с реальным процессом. Аналогично, путем варьирования параметров ГПР, могут быть получены зависимости  $\dot{x}(t)$  для бистабильных образцов из ЛАМСО. Однако данная модель имеет некоторые недостатки. Первый - невозможность управления процессом БСБ на начальном участке движения ДГ, приводящая к задержке импульса  $\dot{x}(t)$ . В расчетах диапазон времени задержки импульса от БСБ  $\tau_3$ , зависящего от кривизны ГПР в области  $x=0$ , достигал 200-300 мкс. Физический процесс БСБ также имеет запаздывание, называемое в литературе предскачком. Экспериментально определить длительность предскачка не пред-

ставляется возможным вследствие малого уровня сигнала. Длительность предскачка, вероятнее всего, много меньше расчетных величин времени запаздывания импульса  $\tau_3$ . Наложения на функцию  $F(x)$  дополнительных требований к кривизне ГПР позволит получить лучшее соответствие расчетных зависимостей  $\mathcal{A}(t)$  экспериментально наблюдаемым импульсам ЭДС от БСБ. Предложенная сплайн-функция (3.7) ограничена диапазоном положительных значений оси абсцисс. Усложнение сплайн-функции путем расширения ее в области отрицательных значений могло бы позволить разнообразить число исследуемых задач, например, измерение флуктуации поля старта, влияние величины энергий активаций на динамику ДГ и др.

Результаты моделирования, полученные для викаллоевых образцов достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными.

### ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 3

1. Изучено распределение внутренних напряжений в металлической жиле микропровода и получены формулы для их расчёта. Экспериментально доказана линейная зависимость между напряжениями и параметрами БСБ, в частности полем старта и его флуктуациями: релаксация напряжений приводит к уменьшению этих величин.

2. Исследованы флуктуации поля старта и изучены факторы, влияющие на их величину. Установлено, что величина флуктуаций зависит от двух конкурирующих энергий – энергии тепловых флуктуаций магнитных моментов и магнитострикционной энергии. Модель флуктуаций подтверждена экспериментально. С ростом температуры от 0 до 250<sup>0</sup>С наблюдается преобладание магнитострикционной составляющей и уменьшение флуктуаций поля старта. Дальнейшее увеличение температуры приводит к уравниванию двух энергий и стабилизации флуктуаций.

3. Предложен способ уменьшения флуктуации поля старта, заключающийся в формировании области локализации зародышей перемагничивания инициирующих процесс переключения путем стравливания стеклянной оболочки с торца микропровода. Достигнуто уменьшение флуктуаций в 3 раза.

4. Исследована динамика переключения бистабильного микропровода. Обнаружены два механизма переключения – релаксационный и акселерационный. Первый механизм – это переключение с очень большой скоростью, обусловленное движением воронкообразной доменной границы с опережающим перемагничиванием оболочки. Второй механизм происходит значительно медленнее с ускорением процесса и определяется перемагничиванием изнутри. Большее значение поля старта акселерационного импульса определяется задержкой процесса зародышеобразования в сердцевине образца. Определены условия перехода от одного механизма к другому – это ослабление внутренних напряжений и перемагничивание в неоднородном магнитном поле.

5. Обнаружены материалы с 4-х стабильными состояниями за период перемагничивания. Особенность переключения этих материалов в том, что одна пара импульсов релаксационного типа, а вторая – акселерационного. Из этого следует, что при перемагничивании в однородном поле внутри образца возникает неоднородность, обусловленная полем сердцевины, перемагничивающейся первой. Это поле и увеличивает поле переключения оболочки (релаксационный механизм). Разработана феноменологическая модель, объясняющая существование 4-х стабильного состояния.

## ГЛАВА 4. АНАЛИЗ ПЕРСПЕКТИВ СОЗДАНИЯ УСТРОЙСТВ НА БАЗЕ БИСТАБИЛЬНОГО ЛАМСО

В данной главе оцениваются возможности применения ферромагнетиков из ЛАМСО для измерения магнитных полей (магнитный компаратор, магнитометр). Исследуются технические характеристики и принципы построения устройств. Основой магнитометрических устройств является магнитный компаратор (МК). Для оценки конкурентоспособности МК на основе бистабильного микропровода проведен сравнительный анализ его характеристик с наиболее распространенными измерительными преобразователями магнитного поля. Предложены экономичные принципы измерения гипомагнитного поля для построения магнитометров на базе МК и разработан способ их оперативной калибровки. Основной задачей при разработке принципов измерений являлась минимизация тока потребления. Ряд принципов построения магнитометрических устройств доведен до стадии эскизного проекта: трехкомпонентный датчик, магнитометр ИГМП-3к и другие. Разработан лабораторный стенд для измерения магнитных полей, используемый в учебном процессе.

### 4.1. Магнитный компаратор на основе бистабильного ЛАМСО

#### 4.1.1. Конструкции магнитных компараторов и устройств на их основе

Магнитный компаратор, как законченный схемотехнический элемент, может быть реализован в зависимости от способа перемагничивания и съема сигнала в трех вариантах (рис. 4.1): с двумя катушками, с одной катушкой и бескатушечный. На рис. 4.1, а представлена конструкция компаратора, в которой перемагничивание и съем измерительной информации осуществляется разными катушками – перемагничивающей и измерительной соответственно.

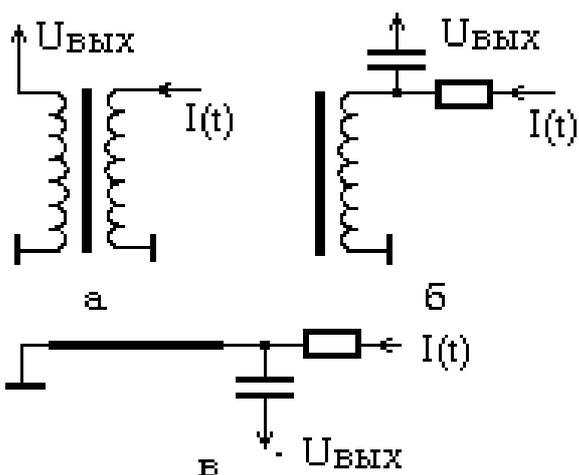


Рис. 4.1. Электрические схемы МК измерительных преобразований (варианты включения).

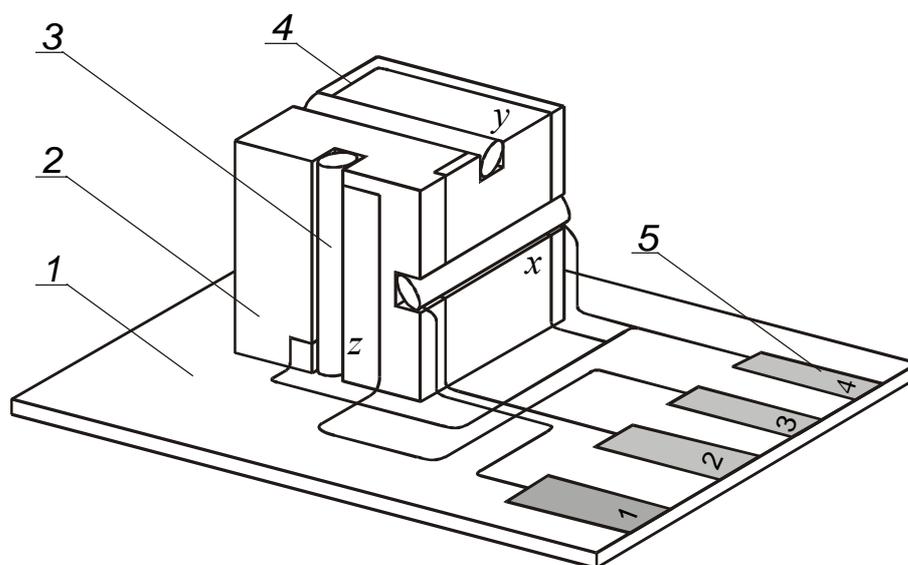


Рис. 4.2. Конструкция трехкомпонентного датчика;  
1 – плата; 2 – пластиковый куб; 3 – МК; 4 – соединительные провода; 5 – контактные площадки

При использовании этого варианта конструкции МК необходимо исключать влияние ЭДС наводимой измерительной катушкой. Для этого применяют компенсационную катушку с аналогичными параметрами и включенную встречно-последовательно с измерительной. Компаратор с одной катушкой менее трудоемок в исполнении, чем первый вариант, но требует использования фильтра высоких частот. В последнем случае используется гальванический съём (эффект Маттеучи), а перемангничивание осуществляется пропусканием тока через сердечник [139]. Эта конструкция наиболее привлекательна, как самая простая и малогабаритная, тем не менее, имеет серьёзный недостаток – малую амплитуду выходного сигнала. При всем том этот вариант имеет большие перспективы.

На основе МК созданы макеты одно- и трехкомпонентных датчиков (рис. 4.2), используемые в портативных магнитометрах и лабораторных магнитометрических стендах [142].

#### 4.1.2. Принципы измерения магнитных полей

Рассмотрим принцип измерения магнитных полей с использованием МК на базе бистабильного ЛАМСО (рис. 4.3 и 4.4).

1) В первом варианте (рис. 4.3) сердечник из аморфного микропровода перемагничивается эталонным полем, изменяющимся по линейному закону. В случае, когда внешнее магнитное поле отсутствует, скачки перемагничивания происходят при одном и том же значении перемагничивающего поля, равном полю старта  $H_s$ . Время между моментами положительного и отрицательного скачков имеет определенную фиксированную величину. При наложении внешнего магнитного поля в зависимости от его направления скачки перемагничивания будут происходить чуть раньше или позже, и временной интервал между ними соответственно изменится [143].

Поскольку перемагничивание производится по линейному закону, то и зависимость времени  $\Delta T$  от напряженности внешнего поля  $H_x$  будет также линейной (рис. 2.20). Направление изменения времени между импульсами говорит о знаке внешнего поля. В этом случае положительному внешнему полю будет соответствовать отрицательное изменение ( $-\Delta T$ ), а отрицательному – положительное ( $+\Delta T$ ). Уравнение преобразования МК будет следующим

$$\Delta T = \frac{T}{4H_m} \cdot H_x, \quad (4.1)$$

где  $H_x$  – напряженность внешнего магнитного поля,  $H_m$  – амплитуда перемагничивающего поля,  $\Delta T$  – измеряемое время,  $T$  – период перемагничивающего поля.

Преобразуем уравнение (4.1) следующим образом:

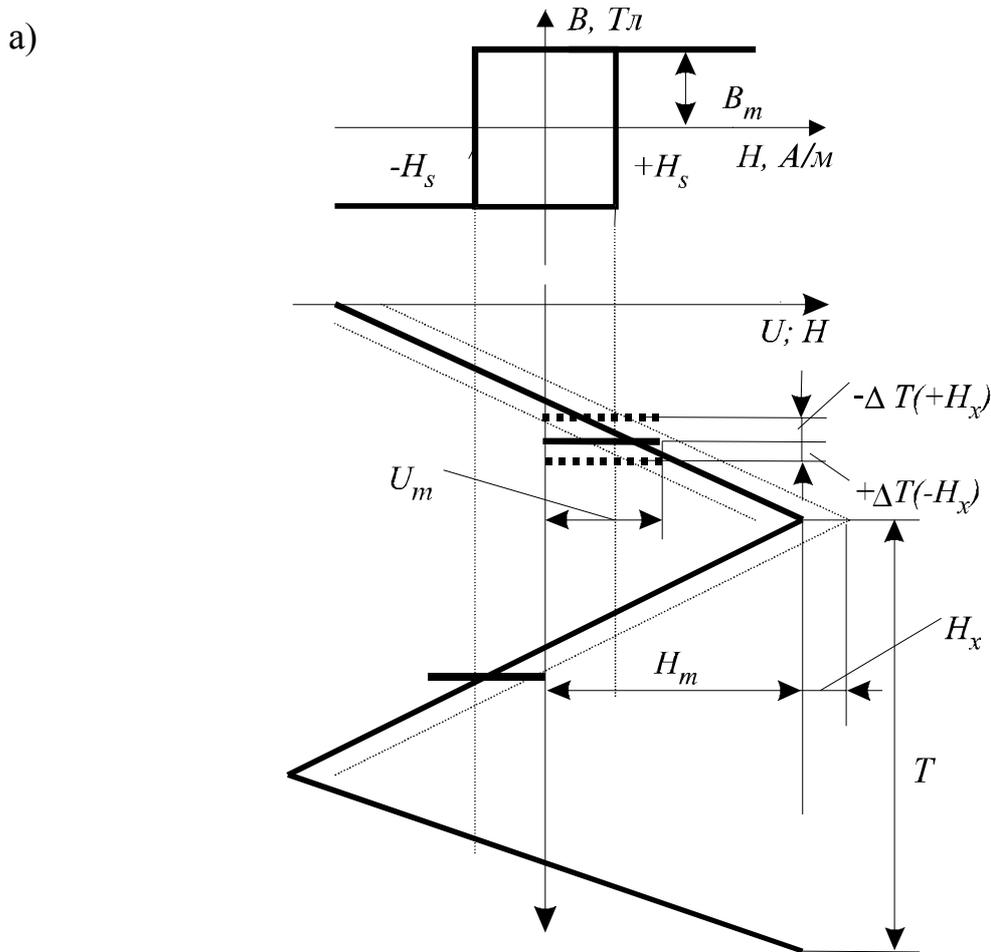


Рис. 4.3. Принцип измерения магнитного поля с преобразованием во временной интервал.

$$\Delta T = \frac{1}{4H_m f} \cdot H_x = k \cdot H_x, \quad (4.2)$$

где  $k = \frac{1}{4H_m f}$ ,  $f$  – частота перемагничивающего поля ( $T = \frac{1}{f}$ ).

2) Анализ описанного выше принципа измерения магнитного поля, показывает, что основная доля потребляемого тока расходуется на работу генератора линейного напряжения, который в течение всего периода измерения вырабатывает напряжение с максимальной амплитудой, независимо от необходимой для срабатывания сердечника амплитуды перемагничивающего поля (ток потребления в режиме измерения составляет 30 мА). Для снижения величины потребляемого тока предлагаются принципы измерения, изображенные на рис. 4.4. Максимальная амплитуда перемагничивающего поля в этих схемах ограничивается появлением импульса ЭДС от БСБ, т.е.

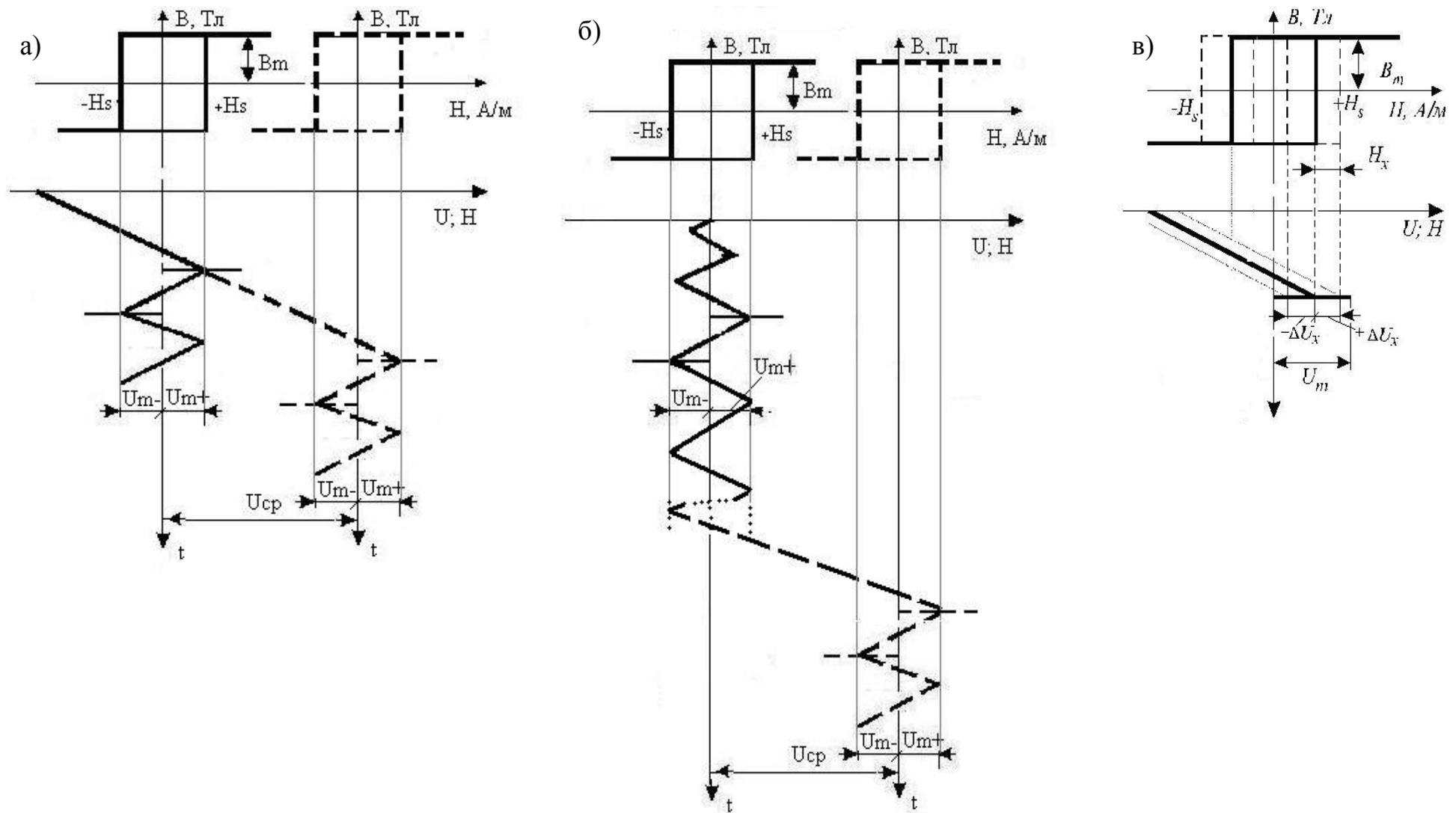


Рис. 4.4. Принцип измерения магнитного поля: а) с слежением от максимального значения внешнего поля; б) с слежением от нуля; в) в однократном режиме.

напряженность поля, при которой происходит переключения сердечника МК (и в отрицательный, и в положительный полупериоды) определяет  $H_m$ :

$$U_{cp} \equiv H_x. \quad (4.3)$$

Отличие принципов на рис. 4.4, а и б заключается в том, что в первом напряженность поля линейно возрастает с отрицательного максимального значения до тех пока не происходит скачок намагниченности (слежение от максимального значения), а во втором напряженность плавно нарастает по синусоидальной или треугольной форме сигнала от нуля и до появления импульсов перемагничивания (слежение от нуля).

в) Любой из предлагаемых выше вариантов измерения магнитного поля (рис. 4.4, а-в) может быть реализован как в виде измерителя напряженности магнитного поля (одно- или трехкомпонентного), так и однокомпонентного индикатора, отображающего коэффициент ослабления магнитного поля Земли. Этот вариант измерения наиболее экономичный, но и менее точный. Суть измерения заключается в следующем: появление импульса ЭДС от БСБ останавливает работу генератора (рис. 4.4, в). Напряжение на выходе генератора  $U_m$  соответствует сумме  $H_s$  и  $H_x$ , иначе

$$U_m \equiv H_x = H_m - H_s. \quad (4.4)$$

#### 4.1.3. Анализ источников погрешностей измерения

При измерении магнитных величин с помощью МК, одно- или трехкомпонентного датчиков следует учитывать ряд специфичных требований и погрешностей:

1) Из уравнения 4.2 следует, что на качество сигнала на выходе МК большое влияние оказывает режим перемагничивания, поскольку выходная величина  $\Delta T$  зависит от параметров перемагничивающего поля  $H_m$  и  $f$ . При превышении оптимального значения  $H_m$  увеличатся потребление тока и время

преобразования. Недостаточная амплитуда поля приведет к снижению верхней границы измеряемого диапазона поля. Поэтому величину  $H_m$  необходимо выбирать из условия

$$H_m \geq H_s + H_{x \max} + 3\sigma_{H_s}, \quad (4.5)$$

где  $3\sigma_{H_s}$  - погрешность, связанная с флуктуациями поля старта сердечника.

2) Перемагничивание чувствительного элемента компаратора необходимо осуществлять в однородном магнитном поле. Погрешность преобразования, обусловленная перемагничиванием в неоднородном поле, и способы её устранения рассмотрены в главе 2 данной работы.

3) Погрешности, вызванные нестабильностью переключения бистабильного аморфного микропровода (флуктуации поля старта) изучены в гл.3 и предложены методы уменьшения флуктуаций путем стравливания стеклянной оболочки.

4) Особого внимания заслуживают погрешности, возникающие вследствие взаимного влияния полей рассеяния МК в 3-хкомпонентных датчиках. Следует также учитывать эффект скачкообразного изменения величины поля старта при перемагничивании в неоднородном поле, поскольку каждый из сердечников находится в неоднородных полях рассеяния соседей, то это явление при определенных условиях (при превышении степени неоднородности определенного уровня) приведет к появлению дополнительной погрешности случайного характера.

Данный вопрос для трехкомпонентных магнитометров с четногармоническими феррозондами изучался авторами работы [140].

На рис. 4.5 показаны распределения магнитного поля внутри образца микропровода длиной 10 мм и вне образца на расстоянии 1 см от его продольной оси. Из этих графиков следует, что для ликвидации ложного сигнала необходимо МК располагались взаимоперпендикулярно и так, чтобы МО одного компаратора проходила над серединой оси другого. В работе [141] разработаны три основных варианта пространственной ориентации МК в

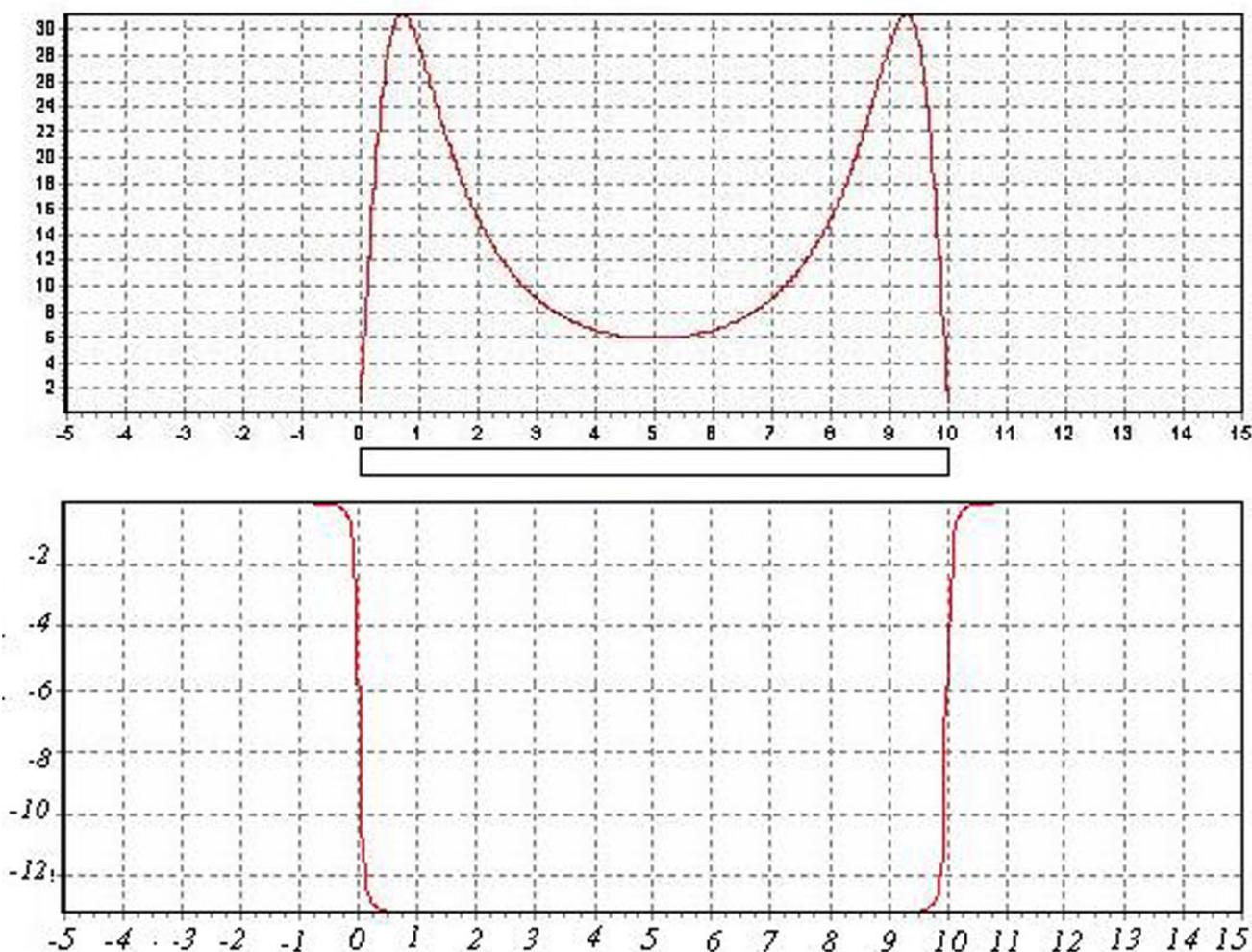


Рис. 4.5. Распределение индукции магнитного поля вдоль оси цилиндрического ферромагнетика и вне его на расстоянии 1 см.

датчике. Наиболее рациональным является вариант размещения МК на гранях куба (рис. 4. 2).

5) Таким образом, важно соблюдать ортогональность расположения МК. Погрешность измерения прибора, обусловленная неортогональностью расположения компараторов можно вычислить следующим образом

$$\Delta = 1 - K_{\text{измер}}, \quad (4.6)$$

где  $K_{\text{измер}}$  – коэффициент, учитывающий отклонение ИП от осей координат (рис. 4.6).

$$K_{\text{измер}} = \sqrt{\cos^2(\alpha \pm \delta\alpha) + \cos^2(\beta \pm \delta\beta) + \cos^2(\gamma \pm \delta\gamma)}, \quad (4.7)$$

где  $\alpha, \beta, \gamma$  – углы между осями ИП (в идеальном варианте равны  $90^\circ$ );  $\delta\alpha, \delta\beta, \delta\gamma$  – отклонение от  $90^\circ$ .

Расчетные значения погрешности измерений при различных положениях прибора лежат в диапазоне от 4 до 6 %. Например, для случая, когда все оси ИП имеют одинаковые отклонения от осей координат, равные 0,5, что соответствует углу конуса ошибки в  $2^\circ 23'$ , а  $\gamma = 45^\circ$  и  $\beta = 90^\circ$ ,

$$K_{\text{измер}} = \sqrt{\cos^2 47^\circ 23' + \cos^2 47^\circ 23' + \cos^2 87^\circ 37'} = 0,973, \quad \text{и} \quad \text{погрешность}$$

$$\Delta = 0,047, \quad \Delta_{\%} = 4,7\%.$$

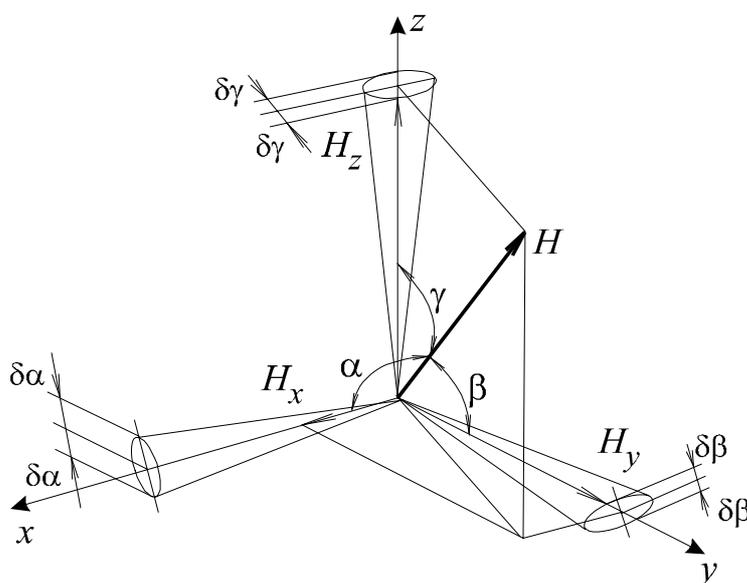


Рис. 4.6. К вычислению погрешности измерения.

В табл. 1.2 (см. глава 1) указаны основные характеристики магнитных компараторов на основе микропровода (БИСЕР-3). Однако по результатам исследований, проведенных в данной работе, созданы компараторы со значительно лучшими параметрами. Удалось существенно снизить порог срабатывания МК посредством изготовления сердечников с выступающей металлической жилой и полем старта от 0,4 А/см (глава 3). А также исследованы возможности миниатюризации (глава 2), в итоге стало вероятно изготовление компараторов с габаритными размерами  $\varnothing 0,5 \times 2$  мм.

## 4.2. Сравнительный анализ характеристик преобразователей

### магнитного поля

В России и за ее пределами наибольшее распространение получили несколько групп преобразователей магнитного поля (ПМП). К ним относятся, прежде всего, дискретные ПМП, которые представляют собой основную группу изделий микромагнитоэлектроники (элементы Холла и магниторезисторы, магнитодиоды и магнитотранзисторы), и интегральные приборы (магниточувствительные и магнитоуправляемые интегральные схемы), а также магнитные датчики различного назначения (миниатюрные феррозонды, датчики Виганда). Нельзя однозначно сказать, что какой-либо из преобразователей приведенных выше (и существующих в настоящее время) более предпочтителен. Вопрос выбора конкретного вида преобразователя решается на основании сопоставления функционального назначения магнитоэлектронного устройства, а также конструктивных, технологических, экономических и других соображений. В табл. 4.1 сведены обобщенные характеристики преобразователей.

Элементы Холла. Из новейших образцов можно отметить элементы Холла типа HS-100 с максимальной толщиной 0,3 мм, разработанный фирмой Bell Technologies (США) и производства фирмы “Sharp Microelectronics” с размерами 2,9×1,56×1,1 мм, позволяющий измерять поля высокой частоты (до 200 кГц) с погрешностью 0,5...2,5% [144].

Чувствительность большинства ЭХ лежит в пределах от 0,05 до 10 В /Тл, ток управления – от 1 до 200 мА, нелинейность преобразования обычно составляет от 0,1 до 5,0%, температурный коэффициент чувствительности – от 0,03 до 0,5% на градус Цельсия. Элементы Холла обладают достаточно высокой линейностью преобразования, например, кремниевые преобразователи показывают хорошую линейность при индукции магнитного поля до 1–1,5 Тл.

Достоинством преобразователей Холла является малая инерционность. Быстродействие ЭХ определяется временем пролета носителей через активную

## Сравнительные характеристики наиболее известных типов преобразователей магнитного поля

№№ п/п	Тип преобразователя магнитного поля	Размер активной области, мм <sup>2</sup> (входное сопротивление, Ом)	Магнитная чувствительность, В/Тл	Динамический диапазон, мТл	Диапазон рабочих частот, Гц	Параметры источника питания: ток, мА	Максимальная рассеиваемая мощность при температуре 20 <sup>0</sup> С, мВт	Температурный коэффициент чувствительности (при В=0), %/ <sup>0</sup> С	Коэффициент нелинейности, %	Диапазон рабочих температур, <sup>0</sup> С
1	Элемент Холла	От 0,02 до 50,0 (1...4*10 <sup>3</sup> )	от 0,02 до 5,0	1000	от 0 до 1*10 <sup>7</sup>	от 1 до 300	от 0,1 до 1,0	-(0,01...1)	от 0,03 до 5,0	от -269 до +185
2	«Монолитный» магниторезистор	От 0,3 до 100 (20...10 <sup>3</sup> )	от 1,0 до 60	от 300 до 1000	от 0 до 1*10 <sup>9</sup>	от 0,5 до 40,0	от 5 до 700	от 0,02 до 2,0	от 0,1 до 3,0	от -60 до +110
3	Тонкопленочный магниторезистор	От 0,1 до 10 (10 <sup>3</sup> ...10 <sup>5</sup> )	от 3 до 500	от 0,8 до 40	от 0 до 1*10 <sup>7</sup>	от 1,0 до 5,0	от 5 до 10	от 0,2 до 0,4	от 1,0 до 3,0	от -45 до +150
4	ГМР - преобразователь	От 0,5 до 2,0 (5*10 <sup>3</sup> ... 5*10 <sup>4</sup> )	от 6 до 60	от 0 до 80	Н/Д	От 0,8 до 1,0	Н/Д	От 0,2 до 2,0	Н/Д	от -60 до +60
5	Феррозондовый преобразователь	от 1,0 до 100	~10	от 0,1 до 1,0	от 0 до 10 <sup>4</sup>	До 100	До 100		от 1 до 5	от -40 до +85

область кристалла. При правильном выборе исходного полупроводникового материала с высокой подвижностью носителей заряда и субмикронных размерах МЧЭ верхняя граничная частота может составить порядка 1 ГГц. Однако, при высоких частотах модуляции магнитного поля, индукционные помехи и наводки практически сужают полосу рабочих частот до 1 МГц.

К недостаткам следует отнести чувствительность к колебаниям амплитуды и частоты тока управления, высокое остаточное напряжение (до 10 мВ и более), зависимость параметров ПХ от температуры окружающей среды, подверженность влиянию индукционных наводок.

Магниторезистивные преобразователи. Выделяют две большие группы магниторезисторов, которые условно можно разделить на «монолитные» и «пленочные».

Магниторезистивные преобразователи являются практически безынерционными. Достоинством таких преобразователей можно считать простейшую конструкцию с минимально возможным количеством электродов. Линейные размеры магниторезисторов 50 мкм. К недостаткам следует отнести низкую чувствительность, меньше чем у преобразователей Холла, значительную нелинейность и температурную нестабильность.

Наиболее известным и распространенным отечественным магниторезистором является СМ4-1. Зависимость магниторезистора СМ 4-1 от магнитной индукции в диапазоне индукций от 0 до 0,3 Тл квадратичная, а при индукции более 0,3 Тл – линейная [107, 145].

«Пленочные» магниторезисторы получили распространение лишь в последние годы. Магниточувствительный элемент таких приборов изготовлен из ферромагнитных пленок (ФМП), использующих анизотропный магниторезистивный эффект. Максимальное значение магнитосопротивления «тонкопленочных» магниторезисторов соответствует нулевому внешнему магнитному полю, то есть при воздействии магнитного поля сопротивление такого МЧЭ уменьшается [107, 146].

Тонкопленочных магниторезисторы типа Ав-1 и Ав-2, выпускаемые ОКБ ПО «Гиперон» (г. Москва) по своим параметрам и характеристикам полностью соответствуют зарубежным аналогам, производимым, например, фирмой Panasonic (Япония). Основным параметром магниторезисторов на основе «пленочных» МЧЭ является относительная магнитная чувствительность, измеряемая при малых значениях магнитной индукции (до 20–50 мТл), и составляющая от 1,5 до 5% [147].

В последние годы была разработана новая технология изготовления тонкопленочных магниторезисторов, получившие название GMR (Giant Magneto Resistor) – «гигантских» магниторезисторов. Магниточувствительные элементы GMR-резисторов представляют собой многослойные тонкопленочные структуры с субмикронной шириной [57, 107]. Фирмой Siemens и другими зарубежными производителями освоен выпуск высокочувствительных тонкопленочных магниторезисторов серии GMR. Габариты магниторезисторов GMR S4 – 3,2x2,3x0,7 мм, остальных (GMR S6, GMR B6, GMR C6) – 2,9 x 1,3 x1,1 мм. Диапазон рабочих температур всех магниторезисторов составляет от –40 до +150 °С. Сведений об их серийном производстве в России не имеется. Следует отметить, что уровень шума типа «1/f» для GMR-магниторезисторов на порядок выше, чем у тонкопленочных резисторов. Уровень таких шумов пропорционален квадрату тока, протекающего через прибор [57].

При использовании магниторезисторов необходимо учитывать их преимущества и недостатки. Например, «монолитные» магниторезисторы целесообразно использовать для регистрации «сильных» магнитных полей (100–1000 мТл). Тонкопленочные магниторезисторы больше подходят для регистрации слабых магнитных полей (до 10– 30 мТл), иногда близких к пороговым значениям.

Феррозондовые преобразователи. Феррозондовый преобразователь магнитного поля предназначен для измерения и индикации постоянных и

медленно меняющихся магнитных полей (с частотой не более 100 Гц) и их градиентов, для обнаружения ферромагнитных объектов, для измерения магнитной восприимчивости и момента слабомагнитных веществ. Происходящие в феррозондах процессы преобразования всегда связаны с существованием, по крайней мере, двух магнитных полей: измеряемого поля и вспомогательного переменного поля, взаимодействие которых приводит к появлению в измерительной обмотке ЭДС.

Феррозонды отличаются очень высокой чувствительностью к магнитному полю. Они способны регистрировать магнитные поля с напряженностью до  $10^{-4} - 10^{-5}$  А/м ( $\sim 10^{-10} - 10^{-11}$  Тл) [148-150]. Современные конструкции феррозондов довольно компактные. Объем феррозонда, которым комплектуются отечественные магнитометры Г73, составляет менее  $1\text{ см}^3$  [148].

Феррозонды широко применяются в аппаратуре, предназначенной для измерения параметров магнитного поля Земли и его вариаций (например, при поиске полезных ископаемых, создающих локальные аномалии магнитного поля); для обнаружения ферромагнитных предметов и частиц в неферромагнитной среде (в частности, в хирургии); в системах контроля качества выпускаемой продукции (в магнитной дефектоскопии) и др. По чувствительности феррозонды уступают лишь датчикам магнитных полей на основе сверхпроводящего квантового интерференционного эффекта (так называемые СКВИДы). Основной недостаток – высокая стоимость, связанная с повышенной трудоемкостью изготовления.

Преобразователи на основе магнитных компараторов практически не уступают по характеристикам рассмотренным выше, и даже превосходят ряд изделий по потребляемому току, величина которого не превышает 10 мА.

### 4.3. Магнитометр для обнаружения магнитопатогенных зон

#### 4.3.1. Нормативные требования к проектированию магнитометра

Деятельность человека вносит существенные изменения в окружающий нас естественный магнитный фон. Стремительный научно-технический прогресс, сопровождающийся электрификацией и электронизацией, стал ощутимым фактором воздействия на окружающую среду. В качестве основных источников техногенного магнитного поля, окружающего нас каждый день, можно выделить: линии электропередач, электропроводка внутри зданий и сооружений, бытовые электроприборы, персональные компьютеры, теле- и радиопередающие станции, спутниковая и сотовая связь, электротранспорт и т.д. Работа этих устройств инициирует образование областей, которые значительно отличаются от магнитного поля Земли (МПЗ), так называемых магнитопатогенных зон (ПЗ) [151-153]. К таким зонам относятся локализованные пространства с полем превышающим нормальный уровень и зоны с экранированным МПЗ. Длительное нахождение человека в ПЗ вызывает чувство дискомфорта, общую слабость, сонливость или бессонницу, головные боли, мигрень, необъяснимую нервозность, чувство страха, жжение и покалывание в теле, судороги в ногах, охлаждение конечностей. Объективный анализ состояния человека, продолжительное время находящегося в ПЗ, показывает изменение показателей функционального состояния, характеризующееся сдвигом кислотно-щелочного баланса и формулы крови, увеличением скорости оседания эритроцитов, снижением электросопротивления кожного покрова, нарушением деятельности центральной нервной системы, проявлением тахикардии и другими изменениями.

Исследования ряда ученых [154-156] доказали, что серьезную угрозу представляю не только зоны с повышенным магнитным полем, но и с ослабленным, например, места длительного пребывания людей: здания с металлическим каркасом (ослабление поля в 2 и более раз), в транспорте (в

метро до 3 раз), в подземных сооружениях, в различных герметически закрытых железобетонных помещениях и т.д.

Напряженность естественного магнитного поля составляет примерно 40 А/м, при ослаблении которого в 2 – 5 раз у людей наблюдается снижение иммунитета, рост количества сердечно-сосудистых заболеваний, нарушение репродуктивных функций, изменения в психике, замедляется реакция и понижается сопротивляемость организма при наложении искусственных переменных полей. И особенно опасно воздействие повышенного переменного магнитного поля на фоне ослабленного поля Земли. По данным Всемирной организации здравоохранения действие электромагнитных полей опасно также как и радиация.

Нормирование допустимого уровня электромагнитного поля осуществляет СанПиН 2.2.4.1191-03 «Электромагнитные поля в производственных условиях», ограничивающего ослабление уровня геомагнитного поля на рабочих местах в 2 раза [157]. Таким образом, постоянное и длительное пребывание в ПЗ является фактором повышенного риска. Различные виды лечения могут дать только временное облегчение, т.к. их положительное воздействие будет перечеркиваться последующим воздействием патогенных излучений. Поэтому крайне важно обнаружение ПЗ и их нейтрализация. Разработан ГОСТ Р 51724 – 2001 «Поле гипогеомагнитное. Экранированные объекты, помещения, технические средства», который регламентирует порядок проведения измерений и требования к средствам измерений, а в приложении к ГОСТу приведена классификация ослабления геомагнитного поля по степени вредности (табл. 4.2). [158].

В соответствии с ГОСТом приборы для измерения гипогеомагнитных полей должны удовлетворять следующим требованиям: портативность, диапазон измерений напряженности магнитного поля 0-200 А/м с погрешностью не более 5 %.

Классы условий труда по фактору воздействия  
гипогеомагнитного поля Земли

Коэффициент ослабления напряженности ГГМП						
Классы условий труда						
Оптимальный	Допустимый	Вредный (по степеням)				Опасный (экстремальный)
		1	2	3	4	
На уровне естественного фона	<2.0	<5.0	<10.0	<20.0	<50.0	>50.0

#### 4.3.2. Трехкомпонентный измеритель геомагнитного поля ИГМП-3к

Разработанный коллективом кафедры ПМКК (ИжГТУ) с участием автора данной работы прибор ИГМП-3к соответствует перечисленным выше условиям: пределы измерения напряженности модуля постоянного магнитного поля – от 0 до 200 А/м; основная допускаемая погрешность измерения – не более  $\pm 5\%$ ; конструктивное исполнение – портативное; питание – от автономного источника. Приборы предназначены для измерения модуля вектора, его градиента и проекций напряженности малых магнитных полей. Области применения: аттестация рабочих мест и мест длительного пребывания по уровню магнитного поля; контроль степени экранирования помещений от магнитного поля Земли; медико-биологические исследования в области биомагнетизма. Преимущество перед аналогами заключается в низкой потребляемой мощности, поскольку в качестве чувствительных элементов приборов использовались преобразователи на основе бистабильного аморфного микропровода в стеклянной оболочке.

На рис. 4.6 показан внешний вид магнитометра ИГМП-3к, а на рис. 4.7 представлена его функциональная схема. Ее можно условно разбить на две



Рис. 4.6. Внешний вид прибора

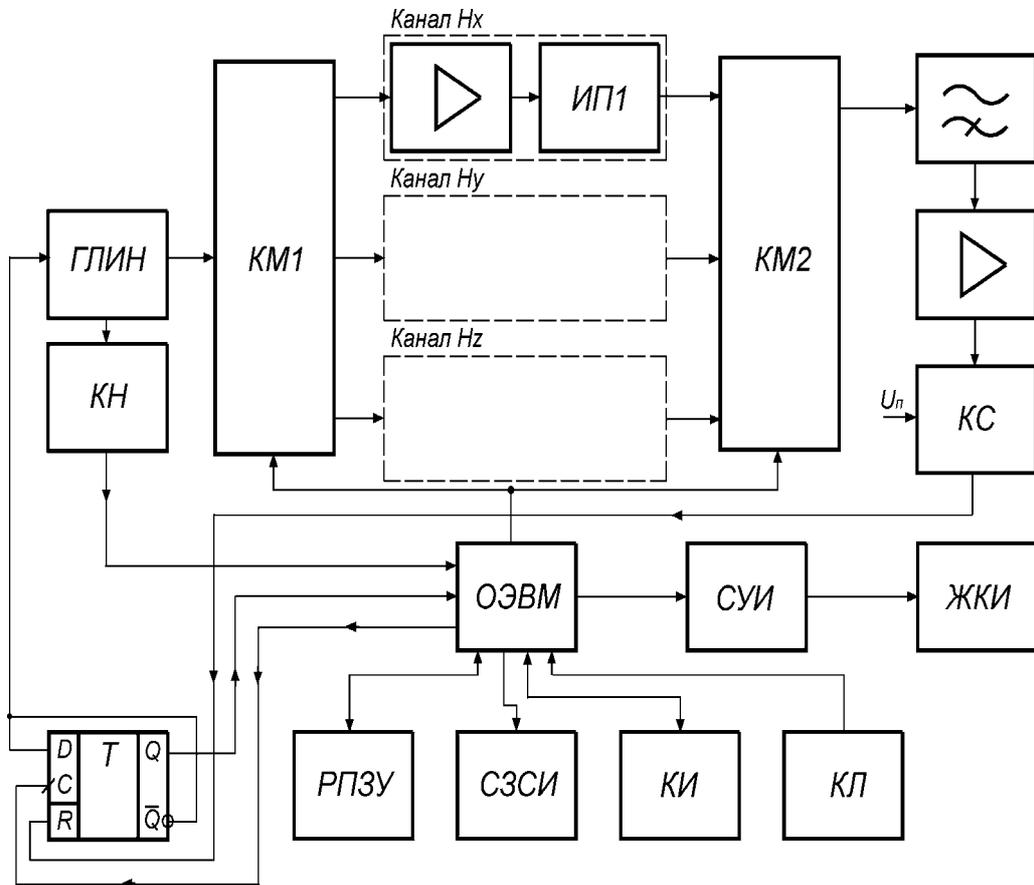


Рис. 4.7. Блок-схема магнитометра

ГЛИН – генератор линейно изменяющегося напряжения; КМ1, КМ2 коммутаторы; ИП1 – измерительный преобразователь; КН – компаратор н. КС – компаратор сигнала; ОЭВМ – однокристалльная микроЭВМ; СУИ – сх управления индикатором; ЖКИ – жидкокристаллический индикатор; РПЗУ – репрограммируемое ПЗУ; СЗСИ – схема звуковой и световой индикации; КИ – компьютерный интерфейс; КЛ – клавиатура;  $U_n$  – пороговое напряжение.

части: аналоговую и цифровую [142].

Аналоговая часть состоит из: генератора линейно изменяющегося напряжения ГЛИН; двух аналоговых коммутаторов КМ1 и КМ2; трех измерительных каналов X, Y и Z, в состав каждого из которых входит усилитель тока и измерительный преобразователь; фильтра высокой частоты; высокочастотного импульсного усилителя; компаратора сигнала и компаратора нуля. Цифровая часть включает в себя: однокристалльную микроЭВМ (ОЭВМ), управляющую работой всего прибора; жидкокристаллический индикатор ЖКИ; схему управления ЖКИ (СУИ); схему звуковой и световой индикации; клавиатуру; компьютерный интерфейс для сопряжения с персональным компьютером через последовательный порт RS-232 и репрограммируемое запоминающее устройство (FLASH-ПЗУ).

Аналоговая часть прибора построена и работает по принципу АЦП однократного интегрирования. Она преобразует входную аналоговую величину в пропорциональный ей по длительности временной интервал. Принцип измерения рассмотрен в п. 4.1.2 (рис. 4.2)

После поочередного включения каналов X, Y и Z и соответствующих циклов измерения микроЭВМ производит пересчет временных интервалов в поле и вычисляет модуль вектора напряженности поля и другие параметры. Результаты вычислений отображаются на цифровом ЖКИ, работу которого обеспечивает схема управления СУИ. Схема звуковой и световой индикации предназначена для аварийной сигнализации в случае выхода величины поля за пределы устанавливаемых пороговых значений или разряда батареи питания. Репrogramмируемое ПЗУ служит для хранения поправочных констант и величин пороговых значений поля. Возможность многократной перезаписи РПЗУ без вмешательства в схему прибора позволяет многократно и с минимальными затратами производить юстировку прибора. Датчик прибора выполнен в виде трех ортогонально расположенных измерительных преобразователей ИП (рис. 4.4).

#### 4.4. Калибровка ИГМП-3к

Калибровка приборов на рабочем месте (в эксплуатации) осуществляется с использованием либо встроенного калиброванного источника, либо прилагаемого в комплекте. В магнитометрии считается оптимальным соотношение между допускаемыми погрешностями образцового и поверяемого средствами измерения равное 1:3 или 1:5.

В случае отсутствия встроенного узла, калибровку перед измерениями можно осуществить с помощью калиброванного источника в соответствии с техническими требованиями на данный прибор. Один из вариантов решения является использование катушек Гельмгольца в виде куба, подключенных к источнику со стабилизированным током, которые скомпенсируют магнитное поле Земли и его вариации. Но данный вариант трудоемок и требует дополнительных технических средств. Обычный пользователь вне лабораторных условий не сможет воспользоваться этим методом.

В данной работе предлагается метод калибровки магнитометров серии ИГМП с применением магнитного поля Земли в качестве эталонного источника поля. Известна работа [22], в которой магнитное поле Земли использовалось для поверки приборов методом сличения: образцовый и поверяемый приборы устанавливаются в специальных помещениях, в которых отсутствует искажающее магнитное поле Земли ферромагнитные предметы и катушки с током, и сравнивают показания обоих приборов. Необходимые условия такой поверки – однородность поля и одновременность измерений. При нарушении этих условий вводятся поправки на неоднородность поля в точках расположения приборов и на вариации магнитного поля Земли. Недостатки этого метода в том, что поверка осуществляется при одном значении напряженности поля (по одной точке) и требует наличия образцового прибора. Но, несмотря на неудобство и недостатки метода, он широко применяется при поверке геофизической аппаратуры.

Предлагаемый к рассмотрению метод требует анализа характеристик магнитного поля Земли на предмет их стабильности во времени и пространстве, для определения погрешности «эталона».

#### 4.4.1. Временные и пространственные изменения поля Земли

Рассмотрим свойства МПЗ, которые позволяют дать оценку ему как возможному эталону для калибровки магнитометров. Для этого проанализируем информацию о величине поля из литературных источников, бюллетеней и сайтов ИЗМИРАН (мировые карты, вариации магнитного поля, прогноз и данные о магнитных бурях).

Основной характеристикой магнитного поля Земли, как и всякого магнитного поля, является вектор напряженности  $H$  и его составляющие, магнитное склонение и наклонение [159-161]. Напряженность поля убывает от магнитных полюсов к магнитному экватору от 55,7 до 33,4 А/м.

Значения геомагнитных элементов не постоянны во времени, а “дрейфуют”, то есть совершают квазипериодические суточные, месячные и годовые вариации и время от времени возмущаются магнитными бурями. Нормальное значение напряженности магнитного поля в любой точке Земли определяется путем исключения возмущений и флуктуаций усреднением по времени. Данные за несколько лет приводятся к одному и тому же времени.

Среднее значение поля у поверхности Земли составляет примерно 40 А/м, а в атмосфере убывает при удалении его от центра Земли обратно пропорционально кубу расстояния [159, 160]. Существуют заметные отклонения поля Земли от поля диполя – аномалии магнитного поля. Наиболее сильные мировые (материковые) аномалии – это Восточно-Сибирская аномалия, повышающая напряженность магнитного поля в отдельных районах Сибири до значения (55 А/м), превышающего напряженность на Южном магнитном полюсе (54 А/м), и Южно-Атлантическая (или Бразильская) с резко

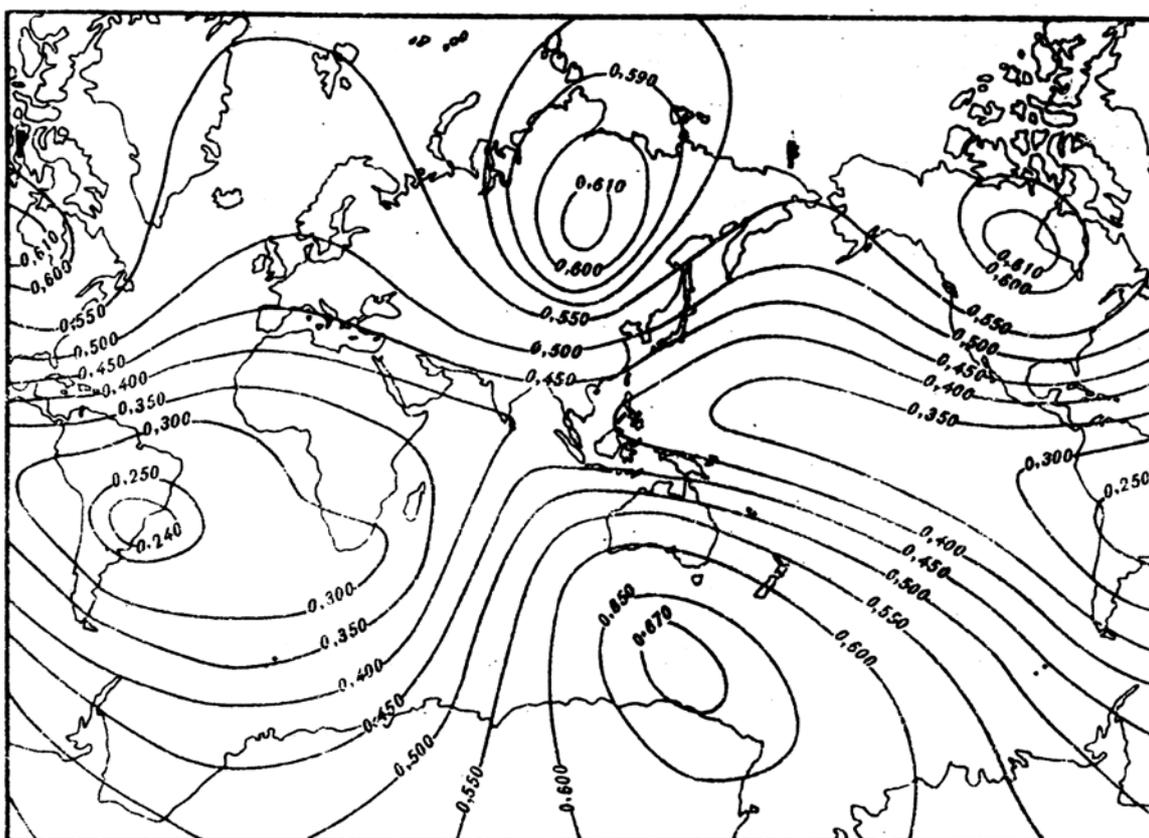


Рис. 4.8. Карта напряженности МПЗ (в эрстедах)

пониженным значением поля (до 19 А/м) (рис. 4.10). На рис. 4.8 в качестве примера, представлена карта значений напряженности МПЗ для эпохи 1980 г. [Г121]. Кроме мировых аномалий существуют также локальные (например, Магнитогорская и Курская). В области Курской аномалии поле достигает 159 А/м. Как известно изменения напряженности магнитного поля отрицательно сказываются на состоянии биологических объектов.

Необходимо также учитывать перемещение магнитных полюсов и положения магнитных аномалий, так называемый западный дрейф, который происходит со скоростью около 0,18 °/год. Влияние таких изменений выявляется лишь за очень большой период (сотни, тысячи лет). Среднегодовые значения также меняются, но имеют монотонный характер изменения, и требуется порядка нескольких сотен лет для определения их периодичности.

Дрейф значений магнитных элементов, известный как вековая вариация, происходит с такой скоростью, что требуется ревизия геомагнитных карт

каждые 5-10 лет. Скорость и знак вековой вариации изменяются со временем. Современные исследования свидетельствуют об изменении магнитного поля по линейному закону.

Наряду с вековыми изменениями магнитного поля Земли имеются его непродолжительные возмущения, создаваемые полем внешнего происхождения. Такие изменения получили название вариаций элементов земного магнетизма. Они имеют периодический характер, но периоды, амплитуды и фазы их очень разнообразны. Возмущения, вызванные изменениями в ионосфере Земли и колебательными движениями магнитосферы, могут быть кратковременными и продолжительными. Наиболее сильными из различных возмущений магнитосферы по влиянию на МПЗ являются магнитные бури. Бури являются откликами магнитосферы на возмущения, вызываемые солнечной активностью. Периодичность бурь коррелирует с 11-летним циклом солнечной активности и во время минимума активности частота возникновения уменьшается. Во время максимума солнечной активности вспышки на Солнце могут происходить ежечасно, хотя не все они вызывают заметные магнитные бури.

В целом периодичность геомагнитных явлений соответствует известным геофизическим и солнечным циклам: средние солнечные (24 часа) и лунные (24 часа 50 мин) сутки, синодический месяц (29.5 сут), период вращения Солнца (примерно 27 сут), тропический год (365.24 сут) и цикл солнечной активности (11 лет). При этом наибольшее влияние испытывают амплитуды временных вариаций вертикальной компоненты. В экстремальных случаях они могут увеличиваться или уменьшаться на порядок.

В каждом месяце имеется несколько случайно распределенных дней, когда магнитные элементы обнаруживают особенно плавные вариации с периодами, соответствующими продолжительности солнечных суток. Такие дни называются геомагнитно-спокойными, а вариации – солнечно-суточной вариацией. Интенсивность солнечных вариаций составляет в среднем 40 мА/м,

а по наклонению –  $0,1^\circ$ . Однако может достигать и 160 мА/м, например, на магнитном экваторе.

Ионосферные приливы, вызванные гравитационным притяжением Луны – лунно-суточные вариации – обычно слабее солнечных и в среднем составляют 4 мА/м (на экваторе может превышать 8-16 мА/м).

Таким образом, исходя из составляющих магнитного поля на поверхности Земли: главное магнитное поле (и его вековые вариации), источник которого в ядре Земли – 95%; аномальное магнитное поле, источники в магнитоактивной оболочке Земли – 4%; внешнее поле, источники которого токовые системы в околоземном пространстве – 1%, можно определить слагаемые “погрешности” эталона: вековые – 80 мА/м в год, суточные – порядка 168 мА/м и возмущения, вызванные солнечным ветром – магнитные бури до 796 мА/м.

Считая, что средняя напряженность на поверхности Земли 40 А/м, то относительное изменение МПЗ во времени составит

$$\delta = \frac{(0.080 + 0.008 + 0.160 + 0.796) \times 100\%}{40} = 2.6\% .$$

Таким образом, используя МПЗ без учета временных вариаций можно калибровать магнитометры класса 5.0 и 10.0.

В г. Ижевске напряженность поля – 43.5 А/м. Тогда

$$\delta = \frac{(0.080 + 0.008 + 0.160 + 0.796) \times 100\%}{43.5} = 2.4\% .$$

Поскольку основной вклад вносят магнитные бури (около 2%), то калибровка магнитометра в дни, когда МПЗ не возмущено, более точна. Подробные сведения о состоянии МПЗ и магнитных бурях в течение дня или за более длительный срок (месяц, год) предоставляет ИЗМИРАН. На диаграмме (рис. 4.9) представлены вариации компонент напряженности магнитного поля Земли и  $k$  – индекс, значение которого отражает амплитуду возмущений (увеличивается на единицу при увеличении возмущенности приблизительно в два раза), вычисляемый по данным обсерватории за 3-часовой интервал.

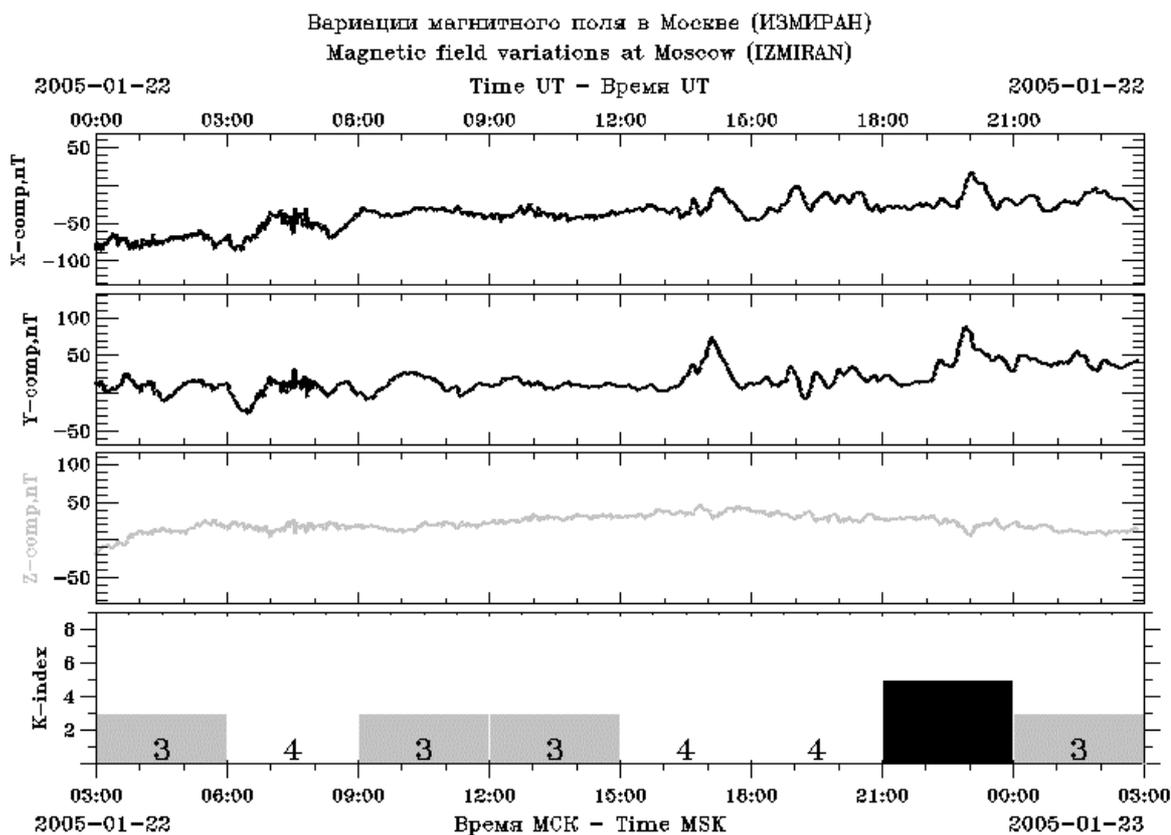


Рис. 4.9. Вариации напряженности магнитного поля (г. Москва)

Пользуясь прогнозом магнитного состояния можно выбрать относительно спокойные периоды и производить поверку магнитометров. Если же ввести поправку на магнитные бури, то “погрешность” составит

$$\delta = \frac{(0.080 + 0.008 + 0.160) \times 100\%}{40} = 0.62\% .$$

Данная поправка может быть уточнена после получения бюллетеня ИЗМИРАН. Введение поправок на магнитные бури позволяет калибровать измерители напряженности МПЗ класса точности не выше 2.5 перед серией измерений, используя в качестве эталонного источника поля – поле Земли [П8, П10].

Возможно внесение более точных поправок на возмущения магнитного поля, происходящих в течение определенного периода (часа, суток). Для этого необходимо воспользоваться протоколом вариаций МПЗ на данный момент. Например, согласно рис. 4.19, 22.01.2005 возмущения составили по x-

компоненте – 0.044 А/м, у-компоненте – 0.040 А/м, z-компоненте – 0.024 А/м, суммарное – 0.064 А/м. Тогда погрешность будет полностью определяться этими значениями вариаций:

$$\delta = \frac{0.064 \times 100\%}{40} = 0.16\%.$$

Следовательно погрешность поверяемого средства может не превышать 0.8%, что относится первому классу точности (при соотношении эталон:измеритель=1:5).

#### 4.4.2. Методика калибровки

Необходимые для калибровки условия:

- знание значения поля Земли и его наклона на территории, где используется магнитометр (для района г. Ижевск – это 43.5 А/м и  $73^{\circ}$ );
- отдаленность от места калибровки металлоконструкций и ферромагнитных устройств, вносящих искажения в магнитное поле в области измерений (на расстоянии в радиусе 4-5 м);
- сведения о величине возмущений магнитного поля Земли в момент калибровки (желательно производить калибровку в относительно спокойной геомагнитной обстановке, т.е. в дни слабых геомагнитных возмущений или вводить поправки на магнитные бури в соответствии с данными ИЗМИРАН, которые обновляются в Интернете через каждые 3 часа).

У трехкомпонентных магнитометров калибруется каждый канал магнитометра в отдельности или совместно в зависимости от вида используемых карт МПЗ [162-163].

Последовательность калибровки:

1. Датчик прибора закрепляется в штативе из немагнитного материала и его поворотом устанавливается в положение максимального значения

напряженности МПЗ. В норме измеренное значение поля  $H_1$  совпадает с данными карты значений напряженности МПЗ для данного местоположения.

2. Датчик поворачивается на  $180^0$  и вновь измерить напряженность поля. Полученное значение  $H_2$  должно совпадать с  $H_1$  по абсолютной величине и быть противоположного знака, т.е.  $|H_1| = |H_2|$  (первая точка уравнения шкалы прибора  $H = H_{МПЗ}$ ).

3. Разница между модулями  $H_1$  и  $H_2$  ( $|H_1| \neq |H_2|$ ) свидетельствует о наличии аддитивной погрешности магнитометра (смещении нуля)  $\Delta_{add} = \frac{(H + \Delta) - (H - \Delta)}{2}$ .

Регулировкой магнитометра добиваются  $\Delta_{add} = 0$  (2-ая точка уравнения шкалы прибора  $H = 0$ ). При отсутствии органов установки нуля прибора результат измерения находится по данным двух измерений  $H = \frac{|H_1| + |H_2|}{2}$ .

3.1. При наличии случайной составляющей в погрешности измерений значения  $H_1$  и  $H_2$  заменяются средними арифметическими  $\bar{H}_1$  и  $\bar{H}_2$   $n$ -измерений. Результаты измерений и погрешность определяются следующим образом

$$\bar{H} = \frac{|\bar{H}_1| + |\bar{H}_2|}{2}, \quad \Delta_{add} = \frac{\left(\bar{H} + \Delta + \sigma_{add}\right) - \left(\bar{H} - \Delta - \sigma_{add}\right)}{2} = \Delta + \sigma_{add},$$

где

$$\bar{H}_1 = \frac{\sum H_{1i}}{n}, \quad \bar{H}_2 = \frac{\sum H_{2i}}{n}, \quad \sigma_{\bar{H}_1} = \sqrt{\frac{\sum (H_{1i} - \bar{H}_1)^2}{n(n-1)}}, \quad \sigma_{\bar{H}_2} = \sqrt{\frac{\sum (H_{2i} - \bar{H}_2)^2}{n(n-1)}},$$

$$\sigma_{add} = \sqrt{\sigma_{\bar{H}_1}^2 + \sigma_{\bar{H}_2}^2}.$$

3.2. Магнитометр калибруется с помощью соответствующих регулировочных элементов прибора так, чтобы величина аддитивной погрешности была минимальна, что будет соответствовать  $\Delta = 0$ ,  $\sigma_{add} = \sqrt{\sigma_{\bar{H}_1}^2 + \sigma_{\bar{H}_2}^2}$ .

4. Мультипликативная погрешность находится путем измерения поля Земли  $H_{изм}$  и сравнения с напряженностью МПЗ  $H_{МПЗ}$  в соответствии с картой значений напряженности поля в данном регионе:  $\Delta_{мульти} = \gamma H_{МПЗ}$ ,

где  $\gamma = \frac{H_{изм} - H_{МПЗ}}{H_{МПЗ}}$ . Следовательно  $\Delta_{мульти} = H_{изм} - H_{МПЗ}$ .

4.1. По аналогии с п.3.1. при значительной случайной погрешности прибора  $H_{изм}$  заменить на среднее значение серии измерений:  $\bar{H} = \frac{\sum H_i}{n}$ , тогда

$$\Delta_{мульти} = (\bar{H} + \sigma_{\bar{H}}) - H_{МПЗ} = \Delta + \sigma_{\bar{H}}.$$

4.2. Магнитометр калибруется так, чтобы величина мультипликативной погрешности была минимальна, что будет соответствовать  $\Delta = 0$ ,  $\Delta_{мульти} = \sigma_{\bar{H}}$ .

После чего аддитивная и мультипликативная составляющие погрешности либо минимизированы до цены младшего разряда аналого-цифрового преобразования прибора (при отсутствии случайной погрешности), либо до величины  $\sigma = \sqrt{\sigma_{add}^2 + \sigma_{мульти}^2}$  (при наличии случайной погрешности).

#### 4.4.3. Пример калибровки магнитометра ИГМП-3к

1. По магнитной карте эпохи 1980 г. [Г121] и сводкам бюллетеня ИЗМИРАН нормальное значение напряженности магнитного поля в г. Ижевске составляет 43.5 А/м, угол наклона 73°.
2. Измерения проводились вдали от больших ферромагнитных масс (в лекционной аудитории университета).
3. Поворотом датчика в пространстве в режиме измерения  $H_x$  (канал X) устанавливалось максимальное показание магнитометра  $H_{x1}$ , затем датчик поворачивался на 180° до максимального показания магнитометра по модулю  $H_{x2}$ . Количество измерений – 20. Результаты измерений сведены в таблицу.

$H_{x1,}$	43.6	44.5	43.8	43.1	42.8	44.0	44.1	43.8	43.7	43.5
A/м	44.1	43.5	42.9	43.9	43.9	43.4	41.8	44.6	44.2	42.9
$H_{x2,}$	-42.8	-44.5	-43.8	-43.1	-42.9	-43.0	-44.1	-43.8	-43.8	-43.5
A/м	-44.1	-43.2	-42.8	-42.9	-42.9	-43.5	-42.8	-44.6	-43.8	-42.9

4. По приведенным выше формулам получены следующие результаты: средние арифметические измеренных значений напряженности поля  $\bar{H}_{x1} = 43.6$  (A/м),

$$\bar{H}_{x2} = -43.6 \quad (A/м);$$

$$\bar{H} = \frac{|\bar{H}_{x1}| + |\bar{H}_{x2}|}{2} = 43.6 \quad (A/м),$$

средние квадратические отклонения

$$\sigma_1 = \sigma_2 = 0.64 \quad (A/м),$$

$$\sigma_{add} = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} = 0.64\sqrt{2} = 0.91 \quad (A/м);$$

аддитивная погрешность

$$\Delta_{add} = \frac{\left(\bar{H} + \Delta + \sigma_{add}\right) - \left(\bar{H} - \Delta - \sigma_{add}\right)}{2} = 0.91 \quad (A/м).$$

мультипликативная погрешность

$$\Delta_{мульти} = (\bar{H}_{x1} + \sigma_1) - H_{МПЗ} = (43.6 + 0.64) - 43.5 = 0.74 \quad (A/м).$$

5. Приведенная погрешность магнитометра

$$\Delta_{прив} = \frac{\Delta_{add} + \Delta_{мульти}}{H_{МПЗ}} \times 100\% = \frac{0.91 + 0.74}{43.5} \times 100\% = 3.8\%$$

Результат измерения  $H=43,5 \pm 3.8\%$ . Вывод: по каналу X погрешность магнитометра укладывается в пределы максимальной погрешности (5%).

Таким же образом проводилась калибровка по каналам Y и Z.

## ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 4

1. Предложены принципы построения измерителей гипомагнитного поля, основное отличие которых заключается в уменьшении энергетических затрат на перемагничивание сердечника преобразователя.

2. Рассмотрены возможности применения этих принципов измерения для создания индикаторов ослабления магнитного поля и регистраторов, работающих в режиме однократного измерения.

3. Проведен анализ пространственно-временных изменений магнитного поля Земли

4. Разработан метод оперативной калибровки магнитометров типа ИГМП на рабочем месте с использованием в качестве эталона магнитного поля Земли

5. Показан пример калибровки магнитометра ИГМП-3к с использованием разработанной методики.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Проанализированы условия получения бистабильного состояния в ЛАМСО. Основное условие появления БСБ – это продольная наведенная магнитоупругая анизотропия, для создания которой в микропроводе необходимы следующие условия: наличие положительной магнитострикции, определенного соотношения диаметров металлического жилы и стеклянной оболочки и разницы коэффициентов термического расширения. Из большого числа, удовлетворяющих этим условиям материалов, выбраны и исследованы ферромагнетики со следующим химическим составом жилы  $(Co_{92}Fe_8)_{63}Ni_{10}B_{16}Si_{11}$ ,  $Co_{18,8}Fe_{71,8}B_3Si_{6,8}$ ,  $Fe_{81,6}Mn_{9,3}B_{1,8}Si_6C_{1,3}$  (табл. 1).

2. Изучено распределение внутренних напряжений в металлической жиле микропровода и получены формулы для их расчёта. Экспериментально доказана линейная зависимость между напряжениями и параметрами БСБ, в частности полем старта и его флуктуациями: релаксация напряжений приводит к уменьшению этих величин.

3. Исследованы флуктуации поля старта и изучены факторы, влияющие на их величину. Установлено, что величина флуктуаций зависит от двух конкурирующих энергий – энергии тепловых флуктуаций магнитных моментов и магнитострикционной энергии. Модель флуктуаций подтверждена экспериментально. С ростом температуры от 0 до 250<sup>0</sup>С наблюдается преобладание магнитострикционной составляющей и уменьшение флуктуаций поля старта. Дальнейшее увеличение температуры приводит к уравниванию двух энергий и стабилизации флуктуаций.

4. Предложен способ уменьшения флуктуации поля старта, заключающийся в формировании области локализации зародышей перемагничивания иницирующих процесс переключения путем стравливания стеклянной оболочки с торца микропровода. Достигнуто уменьшение флуктуаций в 3 раза.

5. Исследована динамика переключения бистабильного микропровода. Обнаружены два механизма переключения – релаксационный и акселерационный. Первый механизм – это переключение с очень большой скоростью, обусловленное движением воронкообразной доменной границы с опережающим перемагничиванием оболочки. Вторым механизмом происходит значительно медленнее с ускорением процесса и определяется перемагничиванием изнутри. Большее значение поля старта акселерационного импульса определяется задержкой процесса зародышеобразования в сердцевине образца. Определены условия перехода от одного механизма к другому – это ослабление внутренних напряжений и перемагничивание в неоднородном магнитном поле.

6. Обнаружены материалы с 4-х стабильными состояниями за период перемагничивания. Особенность переключения этих материалов в том, что одна пара импульсов релаксационного типа, а вторая – акселерационного. Из этого следует, что при перемагничивании в однородном поле внутри образца возникает неоднородность, обусловленная полем сердцевины, перемагничивающейся первой. Это поле и увеличивает поле переключения оболочки (релаксационный механизм). Разработана феноменологическая модель, объясняющая существование 4-х стабильного состояния.

7. Создана экспериментальная установка для проведения магнитометрических измерений на базе компьютера и цифрового осциллографа. Исследованы погрешности измерения, связанные с точностью передачи измерительного канала и взаимного влияния полей рассеяния двух бистабильных сердечников.

8. Разработаны экономичные принципы построения магнитометров и способ их оперативной калибровки по магнитному полю Земли (с погрешностью до 0,62%).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вонсовский С.В. Магнетизм . – М. : Наука , 1971. – 1032 с.
2. Бозорт Р. Ферромагнетизм: Пер. с англ./ Под. ред. Е.И. Кондорского и Б.Г. Лифшица. – М. : ИЛ, 1956. –784 с.
3. Вонсовский С. В., Шур Я.С. Ферромагнетизм. – М. – Л.: ОГИЗ, 1948. – 819 с.
4. Судзуки К., Фудзимори Х., Хасимото К. Аморфные металлы: Пер. с япон./ Под ред. И.Б. Кекало. – М.: Металлургия, 1987. – 328 с.
5. Губанов А.И. Квазистатическая теория аморфных ферромагнетиков// ФТТ. - 1960, т.2. - С. 502-505.
6. Судзимори Х. Свойства аморфных металлов как мягких магнитных материалов/Пер. с япон. – Киев, 1980. – т. 15, 3. -С. 188-194.
7. Золотухин И.В. Физические свойства аморфных металлических материалов. – М.: Металлургия, 1986. – 242 с.
8. Мирошниченко И.С., Башев В.Ф., Покровский Ю.К., Спектор Е.З. Структура и свойства литого микропровода из сплавов Fe-C-B// Изв. АН СССР. Металлы, 1980 г., с. 117-120.
9. Masumoto T. Amorphous magnetic alloys, Sci. Rep. Res. Inst. Toh. Univ., 1981, v. 29, 2, p. 265-275.
10. Абросимова Г.Е., Аронин А.С., Кабанов Ю.П., Матвеев Д.В., Молоканов В.В., Рыбченко О.Г. Зависимость микроструктуры и магнитных свойств массивного аморфного сплава  $Fe_{72}Al_5P_{10}Ga_2C_6B_4Si_1$  от термообработки// Физика твердого тела, вып. 12, 2004. – С. 2158-2163.
11. Кринчик Г.С., Чепурова Е.Е., Пономарев Б.К., Ахматова О.П., Жуков А.П. Экспериментальное исследование областей обратной намагниченности в аморфном сплаве  $Co_{70}Fe_5Si_{10}B_{15}$ // Известия вузов МВ и ССо СССР, серия «Физика», №3, 1988. - С. 89-94.
12. Жуков А.П. , Пономарев Б.К., Соколовская Ж.Д. О возможной причине появления флуктуаций поля старта в аморфных сплавах//

Физикохимия аморфных (стеклообразных) металлических материалов: Под ред. Ю.К. Ковнеристого. – М.: Наука, 1987. – С.142–144.

13. Пономарев Б.К., Жуков А.П. Флуктуации поля старта аморфного сплава  $Fe_5Co_{70}Si_{10}B_{15}$  // ФТТ. – 1984. – Т.26. – №10. – С.2974–2979.

14. Пономарев Б.К., Жуков А.П. Влияние температуры на распределение флуктуаций поля старта аморфного сплава  $Fe_5Co_{70}Si_{10}B_{15}$  // ФТТ. – 1985. – Т.27. – №2. – С.444–448.

15. Жуков А.П., Пономарев Б.К. Зависимость поля старта аморфных сплавов на основе Fe и Co от частоты и амплитуды перемагничивающего поля // ФТТ.– 1989.– Т.31.– Вып.7. –С.26–30.

16. Zhukov A., Cobeno A.F., Gonzalez J., Torcunov A. et al. Ferromagnetic resonance, magnetic behavior and structure of Fe-based glass-coated microwires // J. Magn. Mater., 203, 1999. – С. 238-240.

17. Литвиненко А.А., Лаврентьев А.А., Пономарев Ю.В. Экспериментальное исследование флуктуаций параметров большого скачка Баркгаузена при циклическом перемагничивании // ФММ. – 1983, т. 55. – С. 102-105.

18. Литвиненко А. А. , Лаврентьев А. Г. , Пономарев Ю. Ф. Экспериментальное исследование флуктуаций параметров большого скачка Баркгаузена при циклическом перемагничивании // ФММ. – 1983, т. 55, вып. 1. – С. 102 – 105.

19. Shulika V. V. and Potapov A. P. Deaccommodation in Soft Magnetic Amorphous Alloys with Different Shapes of Hysteresis Loop// The Physics of Metals and Metallography Vol. 98, No. 2, 2004, - p. 165-169

20. V. V. Shulika, A.G. Lavrent'ev, A. P. Potapov, and G. S. Korzunin Influence of Magnetic Annealing on the Barkhausen Effect in  $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$  Alloy// The Physics of Metals and Metallography, Vol. 93, No. 6, 2002. – p. 549-552.

21. Шалыгина Е.Е., Абросимова Н.М., Комарова М.А., Молоканов В.В. Исследование магнитных свойств и микромагнитной структуры многокомпонентных  $\text{Fe}_{61.4}\text{Ni}_{3.6}\text{Cr}_{3.2}\text{Si}_{2.4}\text{Nb}_{7.8}\text{Mn}_{3.6}\text{B}_{18}$  аморфных лент//Журнал технической физики, 2004, т. 74, вып. 9, с. 127-130.
22. Чернышев Е.Т., Чечурина Е.Н., Чернышева Н.Г., Студенцов Н.В. Магнитные измерения. – Москва: Издательство комитета стандартов, мер и измерительных приборов при совете министров СССР, 1969. С. 248.
23. Афанасьев Ю.В., Студенцов Н.В., Щелкин А.П. Магнитометрические преобразователи, приборы, установки. – Л.: «Энергия» Ленингр. отд-ние, 1972. – 272 с.
24. Severino A. M. , Gomez–Polo C. , Marin P. , Vazquez M. Influence of the switching process of the sample length on the switching process of magnetostrictive amorphous wire // J. Magn. Mat. – 1992. – Vol.103.– P. 117.
25. Vazquez M. , Gomez–Polo C. , Chen D. X. Switching mechanism and domain structure of bistable amorphous wires // IEEE Trans. on magn. – 1992. – Vol. 28. – 1. 5. – P. 3147 – 3149.
26. Баранов С.А., Баскуез М., Гарсия К.Л. Магнитные свойства аморфных микропроводов//Сб. статей под ред. Ломаева Г.В. – Ижевск: Ассоциация «Научная книга», 2005. – С. 40-58.
27. Баранов С.А. Оценка распределения остаточных напряжений в жиле аморфного микропровода//МиТОМ. – 2001, №4, с. 34-36.
28. С.А.Баранов, В.Ф.Башев, Л.С.Бойко, С.К.Зотов, В.С.Ларин, А.В.Торкунов. Структура и свойства быстрозакаленного микропровода на основе  $\text{Fe}(\text{Co}, \text{Ni}, \text{Mn}) - \text{B} - \text{Si} - \text{C}$ // Сб.научных трудов «Структура и свойства быстроохлажденных сплавов», Днепропетровск, 1988. – С. 67-69.
29. L. V. Panina et al., “Domain dynamics at large Barkhausen discontinuity in magnetostrictive amorphous wires”// IEEE Trans. Magn., 1991, vol. 27.- P. 5331–5333.
30. С.А. Баранов. Производство и свойства аморфного микропровода//Электронная обработка материалов. – 1999, №1(195). - С.66-71.

31. Баранов С.А. Остаточные напряжения в жиле аморфного микропровода//Металловедение и термическая обработка металлов, №7, 2003. - с. 38-40.
32. Баранов С.А., Бержанский В.Н., Зотов С.К., Кокос В.Л., Ларин В.С., Горкунов А.В. Ферромагнитный резонанс в аморфных магнитных проводах // ФММ, 1993. – Т.55. – Вып. 1. – С. 102– 105.
33. Эффект Баркгаузена и аналогичные физические явления: Сб. статей. – Ижевск, 1995. – 194 с.
34. Виганд Д. Проволока Виганда – новый материал для магнитных приборов // Электроника. – 1975. – №. 14. – С. 49 – 51.
35. Применение эффекта Виганда. – Электроника. – 1972. – Т.48. – №. 5. – С. 21.
36. Новый ферромагнитный материал с резким наклоном кривой намагничивания // Электроника, – 1972. – Т. 45– №. 8.– С. 16 – 17.
37. Пат. 1369902 Н 3В(Англия). МКИ G11 с 11 / 02.
38. Пат. 3818465 (США). МКИ G11 с 11 / 04.
39. Пат.3866193 (США). МКИ G11 с11 / 12.
40. Esper Friedrich J., Bethge Karin Der Wiegandgeber ein induktiver Siignalgeber mit einem magnetischen Polarsationsprung// Bosch Techn. Ber. – 1986. – 8. – 13. – P.127 –131.
41. Matsuki H., Watanabe T., Murakamu K. Exciting Carakteristics of Wiegand Wire and its Application to Angular Accelerometer// Digest of Fourth Annual Conference, France. – 1980. – P.176 –178
42. Radeloff C., Rauscher G. Pulse generation with short composite wires // IEEE Trans. on magn. – 1985. – Vol. Mag – 21 – <sup>1</sup>. 5. – P.1933 – 1935.
43. Rauscher G., Radeloff C. Large Barkhausen jumps in composite wires // IEEE Trans. Magnetics. – 1991. – Vol. 27. – <sup>1</sup>. 6. – P. 5238 – 5240.
44. Нуралиева Р. Д., Вербицкий О.Г., Бормотов Ю.Л., Полякова С.П. Композиционные магнитные материалы со сложной петлей гистерезиса (по данным отечественной и зарубежной печати за 1948 – 1982 гг.) – Обзоры

по электронной технике. Серия 6. Материалы. М.: ЦНИИ Электроника. – 1983. Вып. 3 (953). – 45 с.

45. А.С. 799445 Способ изготовления железо–кобальтовой проволоки с двумя магнитными фазами / Нуралиева Р. Д. (СССР). – 1980.

46. А.С. 847703 Способ изготовления магнитного материала. / Нуралиева Р.Д. (СССР). – 1981.

47. Нуралиева Р.Д., Бормотов Ю.Л. Свойства двухфазных магнитных материалов со смещенной частной петлей гистерезиса // Тез. докл. XVI Всесоюз. совещания по магнитным элементам автоматики и вычисл. техн. – М. : Изд-во АН СССР, 1980. – С. 297.

48. А.С. 875477 (21) Бистабильный магнитный провод и способ его получения / Великодный А.И., Задерей Г.П., Казьмин Н.Д., Ивкин И.В., Яценко А.С. (СССР). – 1979.

49. Г22. 25. Нуралиева Р.Д., Гурова Т.И. Методика оценки магнитных свойств материала с двумя магнитными фазами // Электронная техника, Сер. 5 Радиодетали и радиокомпоненты. – 1980. – №. 3. – С. 40 – 41.

50. Нуралиева Р.Д., Ерухимович А.И. Установки для измерения магнитных свойств проволоки с двумя магнитными фазами // Электронная техника, Сер. 5 Радиодетали и радиокомпоненты. – 1980. – №. 4. – С. 35 –37.

51. Нуралиева Р.Д., Гурова Т.И., Лисицкая Т.В. Методика оценки магнитных свойств коротких отрезков проволоки из материала с двумя магнитными фазами. // Электронная техника, Сер. 5 Радиодетали и радиокомпоненты. – 1982. – №. 3. – С. 40 - 42.

52. Розенблат М.А. Коэффициенты размагничивания стержней высокой проницаемости // ЖТФ. – 1954. – Т. 24. –Вып. 4. – С. 637-661.

53. Kinoshita F., Malmhal R., Mohri K. et al. Influence of applied tensile and compressive stress on large Barkhausen and Matteucci effects in amorphous wires // IEEE Trans. Magnetics. – 1986. – Vol.22. – <sup>1</sup>. 5. – P. 445 –447.

54. Vazquez M., Gomez – Polo C., Chen D.X., Hernando A. Magnetic bistability of amorphous wires and sensor applications // IEEE Trans. Magnetics. – 1994. – Vol. 30. – <sup>1</sup>. 2. – P. 907-912.
55. Браун У.Ф. Микромагнетизм. – М. : Наука, 1974. – С. 85 – 91.
56. Cullity B. D. Introduction to magnetic materials. – Addison – Wesley reading , 1972. – 666 p.
57. Giant magnetoresistive (GMR) sensors. NVE Sensor Engineering and Application Notes (9-10-98 revision. Doc Revised – 9/10/98). Материал фирмы NVE. 1998. – 44 p.
58. W. F. Brown Jr. Rev. Mod. Phys –1945.– Vol. 17. – P. 15.
59. Гудинаф Д. Теория возникновения областей самопроизвольной намагниченности и коэрцитивной силы в поликристаллических ферромагнетиках//Магнитная структура ферромагнетиков // М. ИЛ. –1959 – С. 19 – 57.
60. Kittel C. Rev. Mod. Phys – 1949. – Vol. 21. – P. 54( имеется перевод в сборнике “ Физика ферромагнитных областей “ , Ил. , 1951).
61. Menyuk N., Goodenough J. B. Journ. Appl. Phys – 1955. – Vol.26. – P. 8.
62. Мишин Д. Д. Магнитные материалы. – М. : ВШ, 1981. – 336 с.
63. Madurga V., Costa J. L., Inoue A., Rao K. V. Magnetostrictive influence on the bistability of amorphous wires // J. Appl. Phys. – 1990. – Vol. 68. – P.1164 – 1168.
64. Humphrey F. B., Mohri K., Jamasaki J., Kawamura H., Malmhall R., Ogasawara I. // Re-entrant magnetic flux reversal in amorphous wires, in magnetic properties of amorphous metals. – A. Hernando, V. Madurga , M. C. Sanchez – Trujillo, M. Vazquez Eds. Amsterdam : Elsevier Sc. Publ. – 1987. – P. 111 – 116.
65. Gomez – Polo C. , Olofinjana A. O. , Marin P. , Vazquez M. , DaviesH. A. The influence of nanocrystalline microstructure on the magnetic properties of a wire shaped ferromagnetic alloy // IEEE Trans. on magn. – 1993. – Vol. 29. – <sup>1</sup>. 6. – P. 2673 – 2675.

66. Kronmuller Y. Theory of the coercive field in amorphous ferromagnetic alloys, J. Magn. and Magn. Mater., 1981, v. 24, p. 159-167.

67. Жуков А.П. Исследование процесса перемагничивания аморфных магнитно-мягких лент на основе Fe и Co в бистабильном состоянии: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Черногоровка, 1986. – 171с.

68. Мирошниченко И.С., Башев В.Ф., Покровский Ю.К., Спектор Е.З. Структура и свойства литого микропровода из сплавов Fe-C-B// Изв. АН СССР. Металлы, 1980. – С. 117-120.

69. Носкова Н. И., Вильданова Н. Ф., Потапов А. П., Глазер А. А. Влияние деформации и отжига на структуру и свойства аморфных сплавов // Физика металлов и металловедение, 1992, №2. – С. 102-110.

70. Ландау Л. Д. , Лифшиц Е. М. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел // Phys. Zs. Sowjet. – 1935. – Bd. 8. –S. 153.

71. Деринг В. Инерция границ между ферромагнитными областями //Ферромагнитный резонанс. – М. , 1952. – С. 312 – 320.

72. Беккер Р. Динамика граничного слоя и проницаемость при высоких частотах // Ферромагнитный резонанс. – М., 1952. – С. 303 –311.

73. Kersten M. Grundlagener Theorie der ferromagnetischen Hysteresese und der Koerzitivkraft // Zs. fur Phys. – 1948. – Bd. 124. – S. 714.

74. Вицена Ф. О влиянии дислокаций на коэрцитив. силу ферромагнетиков // Чехослов. физ. журнал. – 1955. – Т. 5. – №. 4. – С. 480 – 501.

75. Кекало И.Б., Самарин Б.А. Физическое металловедение прецизионных сплавов. Сплавы с особыми магнитными свойствами. – М. : Металлургия, 1989. – 496 с.

76. Ломаев Г.В., Мерзляков Ю.М. Эффект Баркгаузена.- Ижевск: Изд-во ИжГТУ, 2004. – 164 с.

77. Ломаев Г.В., Ахизина С.П., Глушкова Т.Е. Моделирование больших скачков Баркгаузена//ФММ. – 1997. - №5. – с. 10-11.

78. Lomaev G.V., Kochetova D.V. Modeling switching process of bistable ferromagnetics//The physics of metals and metallography. Vol. 92, Suppl. 1, 2001, p. S199-S205.

79. Рудяк В.М. Эффект Баркгаузена // УФН – 1970. – Т. 101. – Вып. 3. – С. 429 – 462.

80. Гончукова Н. О. Количественное описание структурной релаксации в аморфных сплавах //Физика металлов и металловедение, 1994, т.77, №3, с. 70-80.

81. Абросимова Г.Е., Аронин А.С., Кабанов Ю.П., Матвеев Д.В., Молоканов В.В., Рыбченко О.Г. Зависимость микроструктуры и магнитных свойств массивного аморфного сплава от термообработки//Физика твердого тела, 2004, т. 46, вып. 12, с. 2158 – 2163.

82. Гаврилюк А.А, Петров А.Л., Ярычева З.Л., Зубрицкий С.М. Деформационное намагничивание аморфных ферромагнетиков//Письма в ЖТФ, 2003, т. 29, вып. 21, с. 68-73.

83. Ранкис Г.Ж., Никитин В.Б., Пинка М.Э. О параметрах импульса Баркгаузена в поликристаллических ферритах // Вопросы электродинамики и теории цепей. – Рига : РПИ, 1972. – Вып. 6. – С. 53 – 61.

84. Ахизина С.П. К вопросу о форме импульса ЭДС от скачка Баркгаузена в бистабильном ферромагнетике // Ученые ИжГТУ — производству. Тез. докл. научн. - техн. конф. 2-6 апреля 1996 г. – Ижевск: ИжГТУ, 1996. – С.141 –142.

85. Ломаев Г.В., Ахизина С.П., Водеников С.К. О двух формах импульсов ЭДС от скачка намагниченности в ферромагнетике // Дефектоскопия. – 1996. – № 12. – С. 54–59.

86. Рудяк В.М. Процессы переключения в нелинейных кристаллах. – М. , 1986. – 242 с.

87. Рудяк В.М., Харитонов Ю.Н. О наличии двух самостоятельных механизмов скачка Баркгаузена в ферромагнетиках // Докл. АН СССР. - 1968.- Т.178, N 2.- С.331-333.

88. Uliciansky S., Hajko V., Zentko A. The Shape of individual Barkhausen impulses in amorphous and crystalline ferromagnetic material // Acta Phys. Slov. – 1990. – Vol. 40. – №. 4. – P. 257 – 263.

89. Ранкис Г.Ж., Никитин В.Б., Пинка М.Э. О параметрах импульса Баркгаузена в поликристаллических ферритах // Вопросы электродинамики и теории цепей. – Рига : РПИ, 1972. – Вып. 6. – С. 53 – 61.

90. Кочетова Д.В., Васильев М.Ю. Экспериментальное исследование процессов переключения аморфного микропровода в стеклянной оболочке// Сб. статей «Магнитные явления» под ред. Ломаева Г.В.. – Ижевск: Изд-во ИжГТУ, 2004. – с. 65-75.

91. 134. Ломаев Г. В., Ахизина С. П. Исследование процессов перемагничивания Бисер–сердечников (сплав 52 % Co, 37 % Fe, 11% V) // Сегнетоэлектрики и пьезоэлектрики. – Тверь : ТГУ, 1995.– С. 134 – 142.

92. Ахизина С.П., Ломаев Г.В. Экспериментальное исследование флуктуаций параметров большого скачка Баркгаузена в БИСЕР–сердечниках (сплав 52%Co, 37% Fe, 11%V) при циклическом перемагничивании// Сб. научн. трудов “Эффект Баркгаузена и аналогичные физические явления”.– Ижевск: ИжГТУ, 1995.– С.95– 108.

93. Zhukov A., Vazquez M., Velazquez J., Chiriac H., Larin V. the remagnetization process in thin and ultra-thin Fe-rich amorphous wires. J. Magn. Mater. 151 (1995) 132-138.

94. Лаврентьев А.Г. Исследование магнитных шумов четногармонических преобразователей: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Свердловск, 1987. – 210.

95. Potocky L., Novak L., Lovas A., Kisdi-Kosso E., Takacs J. Magnetic properties of Fe-B amorphous alloys containing rare earth additives, J. Man. And Magn. Mater., 1982, v. 26, p. 112-118.

96. Гончукова Н. О. Количественное описание структурной релаксации в аморфных сплавах//Физика металлов и металловедение, 1994, т.77, №3, с. 70-80.

97. Носкова Н. И., Вильданова Н. Ф., Потапов А. П., Глазер А. А. Влияние деформации и отжига на структуру и свойства аморфных сплавов//Физика металлов и металловедение, 1992, №2, с. 102-110.

98. Люборский Ф.Е., Либерман Х.Х., Беккер Дж. Дж., Уолтер Дж. Л. Магнитные свойства аморфных сплавов Fe-B //Быстрозакаленные сплавы, М.: Металлургия, 1983. – С. 332-337.

99. Kulik T., Matyia H., Lisowski B. Influence of annealing on magnetic properties of Co-based metallic glasses, J. Magn. And Magn. Mater., 1984, v.43 p. 135-142.

100. Stress induced magnetic anisotropie and giant magnetoimpedance in Fe-rich glass-coated magnetic microwires//J. of applied physics, vol. 94, n. 2, 2003, p. 1115-1119.

101. Potocky L., Zantko A., Novak L., Duhaj P. Influence of heat treatment on magnetic properties of amorphous Fe-Ni-B-Si alloys, J. Man. And Magn. Mater., 1980, v. 19, p. 147-148.

102. Зусман А. И., Арцишевский Ю.А. Термомагнитная обработка железоникелевых сплавов, М.: Металлургия, 1984, с. 81-92.

103. Forster F., Wetzal H. Zur Frage der magnetischen Umklapp – vorgange in Eisen und Neckel // Zs. f.Metallkunde. – 1941. – Bd.33. – <sup>1</sup>. 3. – S. 115.

104. Колачевский Н. Н. Флуктуационные явления в ферромагнитных материалах. – М. : Наука, 1985. – 184 с.

105. Ломаев Г. В. Эффект Баркгаузена и его использование в технике. – Ижевск : УдГУ., 1984. – 112 с.

106. Новицкий П.В., Кнорринг В.Г., Гутников В.С. Цифровые приборы с частотными датчиками. – Л.: Энергия, 1970.– 424 с.

107. Бараночников М .Л . Микромагнитоэлектроника . Т . 1. – М : ДМК Пресс , 2001. – 544 с

108. Ломаев Г.В., Ахизина С.П. Бистабильный магнитный сердечник “Бисер” // Тез. докл. конф. “Неразрушающий контроль в науке и индустрии – 94” (Москва, 31 мая – 2 июня 1994) – М., 1994. – С.92.

109. Wun–Fogle M., Restorff J.B., Clark A.E., Savage H.T. Suppression of large Barkhausen jumps in annealed amorphous wires with an imposed twist as a function of current, external axial stress // J. Appl. Phys. – 1991. – Vol.70. – <sup>1</sup>. 10. – P. 6519 – 6521.

110. Hristoforou E. , Niarchos D. Mechanical sensors based on re – entrant flux reversal // IEEE Trans. Magnetics. –1992. – Vol. 28. – №. 5. –P.2190 – 2192.

111. Задерей Г. П. Эффект Виганда и его применение // Зарубежная радиоэлектроника. – 1966. – №. 6. – С. 206 – 215.

112. Mohri K. , Takeuchi S. Sensitive bistable magnetic sensors using twisted amorphous magnetostrictive ribbons due to Matteucci effect // J.Appl. Phys. – 1982. – Vol. 53. – №. 11. – P. 8386 – 8388.

113. Mohri K. Sensormagnetics // IEEE Trans. J. on Magnetics in Japan. – 1992. – Vol. 7. – <sup>1</sup>. 8. – P. 654-664.

114. Ломаев Г.В., Васильев М.Ю., Водеников С.К. Магнитный компаратор на основе бистабильного сердечника из аморфного микропровода. – Датчики и преобразователи информационных систем измерения, контроля и управления. Тез. Докл. X н.-т. конф.- М.: МГИЭМ, 1998, с39-41.

115. Балабан С.И., Заборовский В.И., Покровский Ю.К. Литой микропровод с аморфной (стеклообразной) структурой – новый материал для тензорезисторов // Методы и средства тензометрии и их применение в народном хозяйстве: тез. Докл. Всесоюзн. научно-технич. конф., Кишинев, 1979. – С. 11.

116. С.А. Баранов. Производство и свойства аморфного микропровода//Электронная обработка материалов, 1999. – №1(195). – С. 66-71

117. Баранов С.А. Остаточные напряжения в жиле аморфного микропровода//Металловедение и термическая обработка металлов, №7, 2003, с. 38-40.

118. Баранов С.А. и др. Эффекты перемагничивания в аморфных микропроводах//Эффект Баркгаузена и аналогичные физические явления. – Ижевск: ИжГТУ, 1995, - С. 7-11.

119. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения. М.: Мир, 1987. – 419с.

120. Кринчик Г. С. Физика магнитных явлений.-М.: Изд-во Московского университета, 1976. – 367 с.

121. Joseph R.I. Ballistic demagnetizing factor in uniformly magnetized cylinders. – J. Appl. Phys., 1966, v. 37, №18.

122. П12. Баранов С.А., Каримова Г.В., Ломаев Г.В. Движение доменной стенки в литом аморфном микропроводе//Электронная обработка материалов, № 2.- 2006. – с.77 -81.

123. Zhukov A. and al. Frequency Depedence of Coercitivity in Amorphous Materials // Эффект Баркгаузена и аналогичные физические явления . – Ижевск: ИжГТУ, 1995. -86-92.

124. Ахизина С.П. Бистабильные магнитные элементы из сплава викаллой: технологический, физический и прикладной аспекты исследования: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Ижевск, 1997. – 224с.

125. G.V. Lomaev, G.V. Karimova. The improving methods of converter of the magnetic field baed on the bistable mickrowire//Proceedings 35<sup>nd</sup> International Conference “Defectoskopie 2005”/ Ed. P.Mazal – Znojmo.- 2005, p. 133-135.

126. G.V. Lomaev, G.V. Karimova. The converters of the magnetic field on base 2- and 4- stable amorphous mikrowire// Proceedings 32<sup>nd</sup> International Conference and NDT Technique Exposition «Defectoskopy 2002». – Liberec . - 2002, p. 107-113.

127. Каримова Г.В. Четырехстабильное состояние аморфного микропровода в стеклянной изоляции. Магнитные явления: сб. ст. под ред. Ломаева Г.В. – Ижевск: ИжГТУ, 2004. – С. 176-180.

128. Ломаев Г.В., Каримова Г.В. Сердечники для магнитных компараторов магнитометра.//Измерение, контроль, информатизация:

Материалы четвертой международной научно-технической конференции под ред. А.Г. Якунина – Барнаул: АГТУ, 2003. - с. 45-46

129. V. V. Shulika and A. P. Potapov Effect of Magnetic Annealing on the Hysteresis Loopsof Amorphous Alloy  $Fe_{60}Co_{20}Si_5B_{15}$ with a Curie Temperature Exceeding Its Crystallization Temperature// The Physics of Metals and Metallography Vol. 86, No. 4, 1998. – p. 377-381

130. В. П. Набережных, В. И. Ткач, А. И. Лимановский, В. Ю. Каменева Кристаллизация аморфного сплава  $Fe_{80}B_{20}$  при нагреве с постоянной скоростью// Физика металлов и металловедение, 1991, №2, с. 157-164.

131. Petrov G. I. and Matukhin V. L. Magnetic Properties of the Amorphous  $Fe_{81}Si_5B_{14}$  Alloy Subjected to Joule Heating in a Radio-Frequency Magnetic Field// The Physics of Metals and Metallography Vol. 93, No. 3, 2002. – p. 227-232.

132. Krysov V. I., Krysova S. K., and Kostyrya S. A. Evolution of the Heterogeneity of the Amorphous Alloy  $Fe_{40}Ni_{40}P_{14}B_6$  at the Stage of Structure Relaxation// The Physics of Metals and Metallography Vol. 95, No. 6, 2003. – p. 584-589

133. Баранов С.А., Баскез М. Намагниченность тонкого микропровода с положительной магнитострикцией//Сб. статей под ред. Ломаева Г.В. – Ижевск: Изд-во «Научная книга», 2005. – С. 31-36

134. Gomez-Polo C., Olofinjana A.O., Marti P., Vazquez M., Davies H.A. The influence of nanocrystalline microstructure on the magnetic properties of a wire shapped ferromagnetic alloy. IEEE Transactions on magnetics, vol. 29, No. 6, 1993, p. 2673-2675/

135. Zhukov A., Vazquez M., Velazquez J., Hernando A., Larin V. Magnetic properties of Fe-based glass-coated microwires. J. Magn. Mater. 170 (1997) 323-330.

136. Zhukova V., Larin V., Zhukov A. Stress induced magnetic anisotropy and giant magnetoimpedance in Fe-rich glass-coated magnetic microwires//J. of Applied Physics, 2003. – vol. 94, No. 2, 1115-1119.

137. Perov N.S., Radkovskaya A.A., Antonov A.S. et al. Magnetic properties of short amorphous microwires. *J. Magn. Magn. Mater.* 196-197 (1999) 385-387.
138. Бречко Т.М., Скрыбина Н.Е., Спивак Л.В., Брамович М.Я. Доменная структура и эффект Баркгаузена в аморфном сплаве  $Fe_{78}B_{12}Si_9Ni_1$ //Письма в ЖТФ, 2004, т. 30, в.9, с. 68-72.
139. Жуков А.П. Эффект Маттеучи в аморфных сплавах//Журнал технической физики. – 1993. – т. 63, в. 11, с. 182-186.
140. Скородумов С.А., Обоимышев Ю.П. Помехоустойчивая магнитоизмерительная аппаратура. –Л.: Энергоатомиздат, 1981. –176 с.
141. Преображенский А.А. Магнитные материалы и элементы. – М.: Изд-во «Высшая школа», - 1976, 336 с.
142. Каримова Г.В. Портативный измеритель геомагнитного поля// Измерение, контроль, информатизация: Материалы шестой международной научно-технической конференции./Под ред. О.И.Хомутова, Л.И. Сучковой – Барнаул: АлтГТУ, 2005.- с. 18-20
143. Ломаев Г.В., Васильев М.Ю., Коногорова Д.В. Трехкомпонентный портативный магнитометр на основе феррозондов на бистабильных элементах из аморфного микропровода//Дефектоскопия, 2001. № 3. С. 38-41.
144. Кочемасов Ю.Н., Колегаев Ю.Б. Сравнительный анализ характеристик датчиков магнитного поля.// Датчики и Системы, №4.2001, с.30-34.
145. Магниторезисторы СМ 4-1. Технические условия ОЖО.468.376 ТУ, 1981.
146. Егiazарян Г. А., Стафеев В. И. Магнитодиоды, магниторезисторы и их применение. – М.: Радио и связь, 1987. – 88 с.
147. Бараночников М. Л. Магниторезисторы //Радио, № 7, – с. 42; № 8, – с. 45–46; № 9, – с. 41–42, 1994.
148. Афанасьев Ю.В. Феррозондовые приборы. Л.: Энергоатомиздат, 1986, 232с.

149. Абрамзон Г.В. Индукционные измерительные преобразователи переменных магнитных полей. Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1984.- 117с.

150. А. Розенблат М.А. Магнитные датчики. Состояние и тенденции развития // Автоматика и телемеханика. – 1995. – № 6. – С.3 –55.

151. Ломаев Г.В., Каримова Г.В., Степанов В.А. Магнитное поле Земли: биомедицинский и метрологический аспекты исследования// Материалы третьей междисциплинарной (медицина, биология, физика, радиоэлектроника, химия, биохимия, математика, информатика, педагогика...) конференции с международным участием – Петрозаводск: Изд-во ПГУ, 2004. –С. 23.

152. Ломаев Г.В., Каримова Г.В. Магнитопатогенные зоны: влияние на биосистемы, нормирование, обнаружение// Сборник трудов первой международной научно-практической конференции «Исследования, разработка и применение высоких технологий в промышленности»/ Под ред. А.П. Кудинова, Г.Г. Матвиенко. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, Т.1, 2005, с 186-187.

153. Ломаев Г.В., Рябов Ю.Г., Каримова Г.В. Магнитопатогенные зоны: влияние на биосистемы, нормирование, обнаружение// Магнитные явления: Сб. статей . Вып. 2/ под ред. проф. Г.В. Ломаева. – Ижевск: Ассоциация «Научная книга», 2005. – с.232-243.

154. Рябов. Ю.Г., Ломаев Г.В., Серeda А.Ф., Васильев М.Ю., Бочков Ю.И. Совместимость технических средств и человека по фактору гипогеомагнитного поля и проблемы разработки магнитометра для измерений по ГОСТ Р 51724-2001//Технологии электромагнитной совместимости, 2003. № 2(5). С. 49-56.

155. Рябов Ю.Г., Осипова А.Ю. Нормирование электромагнитной безопасности бытовых приборов в России и США//Стандарты и качество, 1993. № 5.

156. Ломаев Г.В., Рябов Ю.Г., Каримова Г.В., Бондарева Н.В. Экология электромагнитных неионизирующих излучений/ Под ред. Г.В. Ломаева. – Ижевск: Изд-во ИжГТУ, 2005. – 122 с.

157. СанПиН 2.2.4.1191-03 «Электромагнитные поля в производственных условиях»

158. ГОСТ Р 51724 – 2001. «Поле гипогеомагнитное. Экранированные объекты, помещения, технические средства. Методы измерений и оценки соответствия уровней полей техническим требованиям и гигиеническим нормативам»

159. Почтарев В.И. Нормальное магнитное поле Земли. – Москва: Наука, 1984. С. 315.

160. Бочкарев Н.Г. Магнитные поля в космосе. – Москва: Наука, 1985. С. 208.

161. Яновский Б.М. Земной магнетизм. – Ленинград, 1978 г.

162. Каримова Г.В. Магнитное поле Земли – эталон для калибровки магнитометров// Магнитные явления: Сб. статей . Вып. 2/Под ред. проф. Г.В. Ломаева. – Ижевск: Ассоциация «Научная книга», 2005. – с. 118-130.

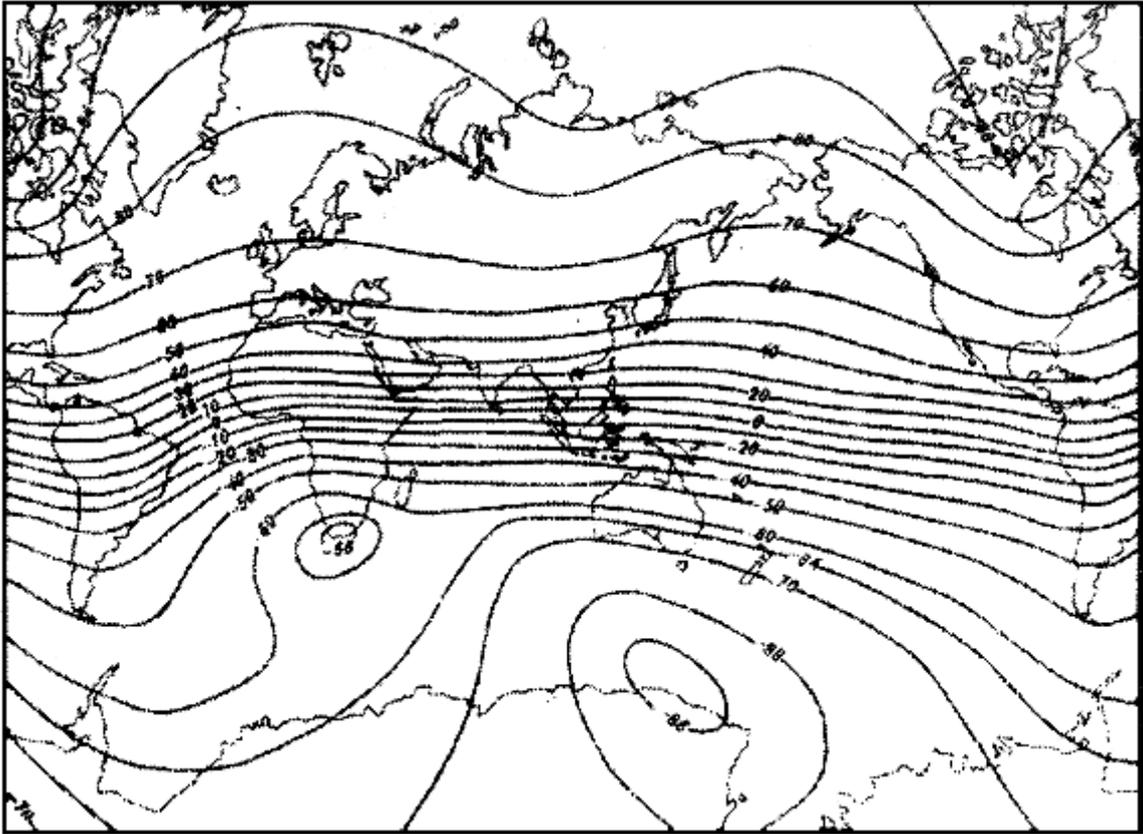
163. Ломаев Г.В., Каримова Г.В. Оперативный метод калибровки магнитометров//Технологии ЭМС, №4. – 2006. – с. 54-62.

# ПРИЛОЖЕНИЯ

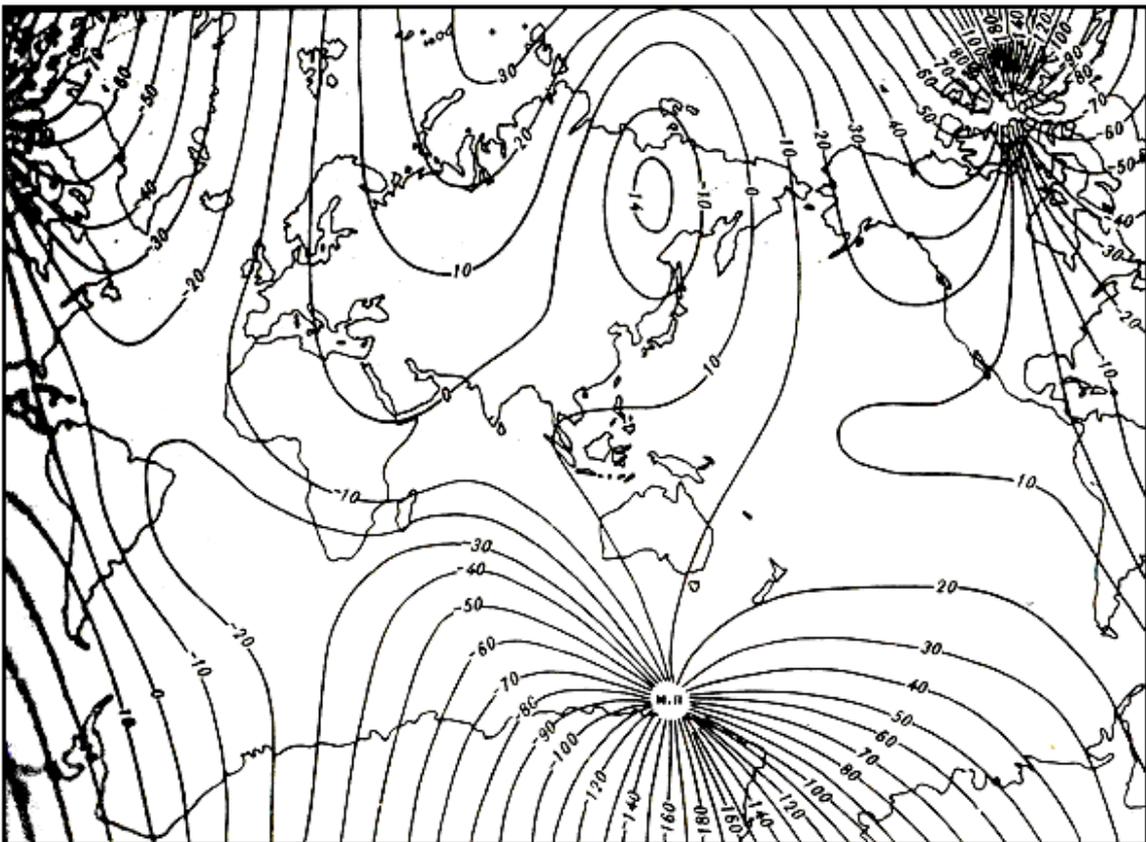








*Карта значений магнитного наклонения (в град.)*



*Карта значений магнитного склонения (в град.)*

