

На правах рукописи

ФГАОУ ВО «Волгоградский государственный университет»
Институт математики и информационных технологий
Кафедра радиофизики

НЕВЗОРОВ АЛЕКСЕЙ АЛЕКСЕЕВИЧ

**Исследование параметрических методов обработки и
интерпретации экспериментальных данных магнитометрических
устройств дистанционной диагностики.**

Научный доклад

01.04.03 - Радиофизика

Научный руководитель:

д.ф.-м.н., профессор

_____ В.К. Игнатьев

Волгоград, 2018

Содержание:

Введение

1. Магнитные измерения
 - 1.1 Магнитометры на основе эффекта Холла
 - 1.2 Приборы на основе ЯМР
 - 1.3 Постановка задачи и выбор методов исследования
2. Магнитометрические устройства дистанционной диагностики
 - 2.1 Холловский магнитный сканер
 - 2.2 Протонный магнитометр
3. Программно-аппаратный комплекс для приема, обработки и интерпретации данных трехкомпонентных холловских датчиков
 - 3.1. Компенсация температурного дрейфа
 - 3.2. Калибровка трехкомпонентного датчика
 - 3.3. Алгоритм преобразования измеренных компонент магнитного поля в геоцентрическую систему
 - 3.4. Метод поиска трассы трубопровода
 - 3.5. Метод диагностики дефектов и напряженно деформированного состояния на реальном трубопроводе
 - 3.6. Результаты натурных испытаний разработанного лабораторного макета
4. Программно-аппаратный комплекс для приема и обработки сигналов ядерной магнитной релаксации
 - 4.1. Квазиоптимальный метод оценки параметров сигнала ядерной магнитной релаксации в релаксационном магнитометре
 - 4.2. Нейросетевые методы предварительной оценки параметров сильно зашумленных сигналов ядерной магнитной релаксации
 - 4.3. Результаты испытаний и метрологические характеристики разработанного лабораторного макета.

Заключение

Введение

Актуальность темы исследования.

Актуальность темы исследования обусловлена широким использованием магнитометрических устройств дистанционной диагностики на основе эффекта Холла и ядерной магнитной релаксации.

Основными проблемами холловской магнитометрии являются необходимость калибровки датчиков и сильный температурный дрейф преобразователей. В работе показано, что, несмотря на некоторые проблемы, холловские магнитометры можно использовать для диагностики дефектов и напряженно-деформированного состояния в стальных объектах. А это задача очень актуальна для современной технической диагностики.

В работе также исследуются методы ЯМР магнитометрии и спектроскопии. Увеличение разрешающей способности и чувствительности ЯМР спектрометров требуется использование дорогостоящих и сложных технологий, поэтому исследования методов обработки сигналов свободной ядерной релаксации, позволяющих увеличить разрешение и чувствительность без увеличения магнитного поля, очень актуальны. К тому же усовершенствование методов обработки сигналов позволит увеличить разрешение уже применяемых приборов практически без конструкционных или схемотехнических изменений.

Цель и задачи исследования.

Целью работы является разработка и исследование оптимальных методов обработки и интерпретации данных магнитометрических устройств на основе эффекта Холла и ЯМР.

Задачи, решенные в работе:

- Исследование методов калибровки трехкомпонентных холловских датчиков
- Исследование методов интерпретации данных распределений магнитного поля, измеренных холловским магнитометром вдоль трубопровода
- Разработка метода поиска трассы трубопровода холловским магнитным сканером.
- Исследование и оптимизация нелинейных параметрических методов анализа сигнала свободной ядерной релаксации.
- Исследование нейросетевых методов для обнаружения и определения параметров сигнала свободной ядерной релаксации, а также для задачи увеличения разрешения в ЯМР спектроскопии.

Предмет и объект исследования.

Предметом исследования являются параметрические методы обработки и интерпретации одномерных последовательностей, полученных в результате измерений, выполненных приборами дистанционной магнитной диагностики. Объектами исследования при этом являются как временная эволюция экспериментальных данных устройств, так и измерения пространственного распределения магнитного поля.

Научная новизна результатов исследования

В работе использован целый ряд новых, не исследованных ранее методов обработки и интерпретации данных магнитометров и ЯМР спектроанализаторов. К таким новым методам относятся: метод калибровки холловского трехкомпонентного датчика, не использующий ресурсоёмкого поиска глобального экстремума; метод поиска трассы на основе интерпретации показаний разнесенных в пространстве трехкомпонентных холловских датчиков; ранее никем не применяемый метод обработки сигналов свободной ядерной релаксации, являющийся квазиоптимальным в смысле ресурсоемкости вычислений и точности определения параметров сигнала.

Метод детектирования сигнала на фоне шума с помощью искусственных нейронных сетей не нов, однако в данной работе впервые искусственная нейронная сеть использовалась для задачи определения количества пиков в сильно зашумленном ЯМР спектре вещества.

Теоретическая и практическая значимость работы

Разработанные и исследованные методы позволяют эффективно использовать приборы на основе эффекта Холла в задачах диагностики и поиска трассы трубопровода. Также исследованные в рамках данной работы, методы анализа сигнала свободной ядерной релаксации позволяют увеличить точность измерений магнитного поля протонными магнитометрами и увеличить чувствительность и разрешающую способность ЯМР спектроанализаторов.

1. Магнитные измерения

Магнитные измерения используются во многих отраслях науки и техники от навигации до медицины. Существует огромное количество различных приборов и принципов измерения. Магнитометры бывают векторными (измеряющими вектор магнитного поля) и скалярными (измеряющими модуль магнитного поля). Векторные магнитометры широко распространены в задачах дистанционного неразрушающего контроля магнитных изделий, поиска полезных ископаемых, дефектоскопии трубопроводов пр. В большинстве случаев, датчик такого магнитометра состоит из трех магнито-чувствительных преобразователей [1, 2]. Каждый из преобразователей измеряет проекцию индукции магнитного поля на свою чувствительную ось. В качестве таких преобразователей могут применяться феррозонды [3, 4], холловские преобразователи [5, 6], туннельные магниторезисторы [7] и т.д. Скалярные или абсолютные магнитометры обладают, как правило, большей точностью измерений. Среди всех магнитометрических устройств наибольшей чувствительностью обладают СКВИД магнитометры [8], а наибольшей абсолютной точностью протонные магнитометры и квантовые магнитометры с оптической накачкой [9].

1.1 Магнитометры на основе эффекта Холла

Эффектом Холла называется явление возникновения поперечной разности потенциалов в проводнике под действием магнитного поля. Магнитометры на основе эффекта Холла широко распространены и востребованы. В работах [2, 10] описываются особенности конструкции и методов обработки в современных холловских магнитометрах. Сенсоры на основе эффекта Холла часто используются в магнитометрии благодаря своей простоте и доступности. Однако при их использовании в составе трехкомпонентных датчиков необходимо решать ряд проблем, таких как температурный дрейф [11] и необходимость калибровки датчиков [12]. Для устранения систематических погрешностей при использовании преобразователь Холла (ПХ) применяется четырехтактный алгоритм коммутации датчика [13]. Задача калибровки магнитометра заключается в компенсации неортогональности расположения его сенсоров в трехкомпонентном датчике. Существует множество алгоритмов калибровки холловских преобразователей [14 - 17]. Однако у разных алгоритмов есть разные недостатки, такие как большая ресурсоёмкость вследствие необходимости решения задачи многомерной минимизации [16] или низкая точность калибровки [17]. Большинство алгоритмов применяемых для этой задачи заключаются в

определении компонент A_{im} калибровочной матрицы датчика \hat{A} , смещения показаний преобразователей U_{0i} , связывающих компоненты B_m вектора измеряемого магнитного поля и показания преобразователей U_i :

$$U_i = A_{im} B_m + U_{0i},$$

здесь i – номер преобразователя, индексы $i, m = \{1, 2, 3\}$, по повторяющимся индексам здесь и далее подразумевается суммирование. Как показано в работе [15], осуществить такую калибровку можно, вращая датчик в постоянном и однородном магнитном поле. При этом компоненты матрицы A_{im} и смещений U_{0i} выбираются таким образом, чтобы вектор, составленный из показаний датчика U_i , описывал при вращении сферу с центром в начале координат. При такой калибровке минимизируется функционал

$$F = \sum_k \left(\sum_i \left(A_{im}^{-1} (U_i^{(k)} - U_{0i}) \right)^2 - B^2 \right)^2.$$

При использовании для его минимизации метода наименьших квадратов возникает нелинейная система уравнений, которая имеет не единственное решение [15]. Для того чтобы обеспечить единственность значений компонент матрицы A_{im} и смещений U_{0i} , необходимо использовать ещё один вектор. В работе [16] в качестве такого вектора предлагается использовать вектор ускорения свободного падения. В этом случае вместе с датчиком магнитометра используется трехкомпонентный акселерометр. Задается система координат, связанная с акселерометрами, и акселерометры калибруются, исходя из условия постоянства модуля ускорения свободного падения. Далее из условия постоянства скалярного произведения вектора ускорения свободного падения и вектора магнитного поля находится матрица перехода из системы координат, в которой откалиброван магнитометр в систему координат связанную с акселерометрами [16].

Гораздо проще производить калибровку магнитометра, если считать, что чувствительные оси датчика образуют ортогональный базис. Такой метод описан в работе [17] и назван формальной калибровкой.

Существует множество задач измерения магнитного поля на местности, для решения которых использование холловского магнитометра является оптимальным. Однако в условиях полевых измерений возникают погрешности, связанные с неучтенными случайными поворотами датчика. Они могут восприниматься как локальные неоднородности измеряемого магнитного поля. В работах [18 - 21] описывается метод преодоления этой проблемы с помощью использования совместно с магнитным датчиком бесплатформенной

инерциальной навигационной системы (БИНС) и исследуются специальные алгоритмы компенсации.

Одной из задач холловской магнитометрии является поиск и диагностика стальных трубопроводов. В работе [22] исследуется детектор, позволяющий определять положение стального трубопровода со случайной намагниченностью в плоскости над трубой. Авторы работы приходят к выводу, что оптимальный детектор, имеет вид:

$$F = \sqrt{\left(\frac{dB_z}{dx}\right)^2 + \left(\frac{dB_z}{dy}\right)^2}.$$

Здесь x, y – координаты в плоскости над трубой, B_z – перпендикулярная этой плоскости составляющая магнитного поля.

1.2 Приборы на основе ЯМР

Протонные магнитометры свободной прецессии широко применяются для высокоточной магнитной разведки [23], геологических исследований [24], также в качестве сверхчувствительных металлоискателей [25]. Частота спиновой прецессии линейно зависит от измеряемого магнитного поля ($f = \gamma B$, где $\gamma = 42,57$ МГц/Тл – гиромагнитное отношение протона), поэтому, определяя частоту индуцируемой в датчике свободной прецессии, можно измерять величину магнитной индукции с высокой точностью [26].

При использовании протонных магнитометров возникает ряд проблем, таких как быстрое затухание обрабатываемого сигнала [26] и малое отношение сигнал-шум, что не позволяет определять его параметры стандартными средствами, такими как электронно-счетный частотомер и аналоговый амплитудный детектор. В настоящее время для обработки таких сигналов импульсной ЯМР спектроскопии используется методы цифрового спектрального анализа [27]. В работе [28] исследован параметрический метод оценки средней частоты сигнала в ЯМР магнитометре.

В спектроскопических методах для детального исследования структуры сложных химических веществ и комплексов требуется высокое спектральное разрешение. Для увеличения чувствительности и разрешающей способности ЯМР спектрометров, в большинстве случаев, требуется использование дорогостоящих и сложных технологий для увеличения магнитного поля в исследуемом веществе [29].

Спектральные методы анализа, применяемые в большинстве коммерческих ЯМР спектрометров и магнитометров, не позволяют разрешать близкие спектральные линии, даже

в сильных магнитных полях из-за маленького коэффициента сигнал-шум (КСШ) [30]. Сложность формы сигнала ЯМР, вызванная наличием в нем суммы многих квазигармонических быстро затухающих сигналов, также затрудняет использование спектральных методов. А параметрические методы для анализа сигналов ЯМР магнитометрии и спектроскопии практически не используются из-за того, что порядок аппроксимации модели таких сигналов заранее неизвестен. Однако определение порядка аппроксимации, по сути, является задачей классификации сигналов, которая успешно решается для сигналов биологического происхождения применением нейросетевых архитектур [31].

В последние годы на фоне роста популярности технологий глубокого обучения появляется множество исследований по использованию нейросетевых архитектур для детектирования и классификации сигналов [32]. Эти исследования говорят об эффективности использования искусственных нейронных сетей при обработке зашумленных квазигармонических сигналов, которыми и являются сигналы ЯМР магнитометров и спектроскопов. Как правило, для классификации данных используются сверточные нейронные сети [33]. Сверточная архитектура представляет собой многослойную нейронную сеть, в некоторых слоях которой реализуется операции свёртки. Суть этой операции в том, что каждый фрагмент изображения умножается на матрицу свёртки (сверточный фильтр) поэлементно [34], а результат суммируется и записывается в аналогичную позицию выходного изображения. Очень часто в сверточных сетях используются слои, в которых все нейроны предыдущего слоя связаны со всеми нейронами последующего, такие слои называются полносвязными [34]. Сверточные слои отличаются от полносвязных количеством свободных весов и размерами рецептивных областей нейронов [33].

1.3 Постановка задачи и выбор методов исследования

Задачей данной работы является исследование методов обработки и интерпретации экспериментальных данных полученных с помощью описанных в данной главе магнитометрических устройств. Также в рамках данной работы должны быть выявлены оптимальные подходы и алгоритмы, позволяющие эффективно использовать параметрический анализ в реальных измерительных задачах. В работе сравниваются по степени эффективности и быстродействию различные методы анализа данных и измеряются метрологические характеристики разработанных и исследуемых программно-аппаратных комплексов.

2. Магнитометрические устройства дистанционной диагностики

Исследования выполненные в рамках данной работы проведены с использованием экспериментальных данных, полученных приборами, разработанными в ходе выполнения гранта РФФИ № 15-19-00028 и магистерской диссертации Невзорова Алексея «Цифровой протонный градиометр».

2.1 Холловский магнитный сканер

Источником экспериментальных данных магнитных измерений является холловский магнитный сканер. Конструктивно он выполнен в виде модульной системы и состоит из четырех измерительных модулей; модуля цифровой обработки сигналов и управления; персонального компьютера. Три измерительных модуля используются для измерения магнитного поля, четвертый для измерения температуры датчика магнитометра в зоне, где закреплены преобразователи Холла. Структурная схема измерительного модуля приведена на рисунке 1.

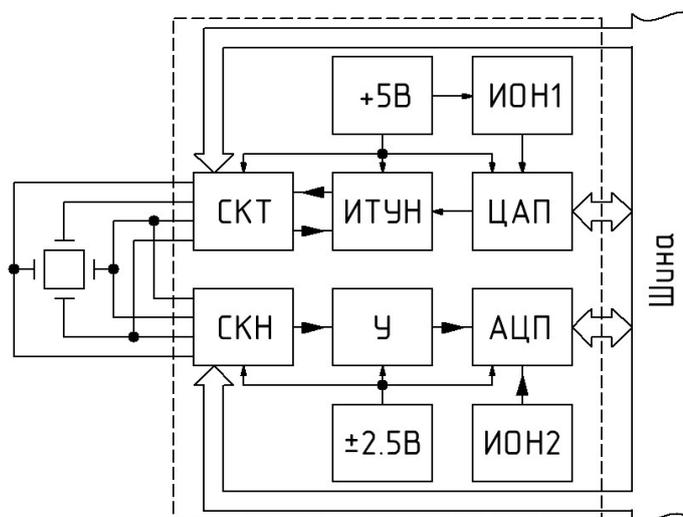


Рисунок 1 – Структурная схема измерительного модуля магнитометра:

СКТ – система коммутации тока; СКН – система коммутации напряжения; ИТУН – источник тока, управляемый напряжением; ЦАП – цифро-аналоговый преобразователь; ИОН1, ИОН2 – источники опорного напряжения

Система коммутации тока (СКТ), источник тока, управляемый напряжением (ИТУН), цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП), источник опорного напряжения (ИОН1) и источник напряжения +5В образуют узел управления током через преобразователь Холла. СКТ позволяет пропускать ток как через токовые, так и через потенциальные выводы преобразователя Холла, и отключать преобразователь от ИТУН. Управляющее напряжение для ИТУН формируется с помощью ЦАП, позволяющего плавно менять ток питания от 0 до 100 мА. Опорное напряжение для ЦАП формирует ИОН1. Система коммутации напряжения (СКН), усилитель (У), аналого-цифровой преобразователь (АЦП), второй источник опорного напряжения (ИОН2) и источник напряжений ± 2.5 В образуют узел измерения напряжения Холла. СКН позволяет подключить У как к потенциальным, так и к токовым выводам преобразователя Холла. Усиленное напряжение подается на вход АЦП, опорное напряжение для которого формирует ИОН2. Управление измерительным модулем осуществляется через шину управления/данных.

Принципиальная схема измерительного модуля приведена на рисунке 2. Для регулировки тока через преобразователь Холла используется ЦАП DAC8830. Применение высокопроизводительного АЦП AD7176-2 позволяет задать частоту измерения напряжений на преобразователе Холла в диапазоне от 1 Гц до 256 кГц. В качестве предварительного усилителя сигнала преобразователя Холла используется инструментальный дифференциальный усилитель AD8429 с шумом, приведённым ко входу, порядка $1 \text{ нВ}/\sqrt{\text{Гц}}$, что позволяет усилить входной сигнал с минимальными искажениями. В качестве буферного повторителя используется усилитель ОРА211 с приведённым ко входу шумом $1,2 \text{ нВ}/\sqrt{\text{Гц}}$ – он необходим для защиты входных каскадов АЦП. Усилители требуют повышения питания всей схемы, поэтому для коммутации тока через преобразователь Холла использованы мультиплексоры ADG1636. Источник тока реализован на операционном усилителе AD8531 и биполярном транзисторе КТ630А.

Порог чувствительности магнитометра значительно ниже, чем нестабильность магнитного поля Земли. Поскольку магнитное поле Земли однородно в пространстве, для определения порога чувствительности магнитометра использовался дифференциальный датчик, состоящий из двух параллельно закреплённых преобразователей Холла серии ПХЭ602117А. Вплотную к торцу одного из преобразователей Холла прикреплен термодатчик, реализованный на бескорпусном транзисторе. Предварительно для датчиков выполнена процедура температурной компенсации аддитивной погрешности, описанная в п. 3.1.

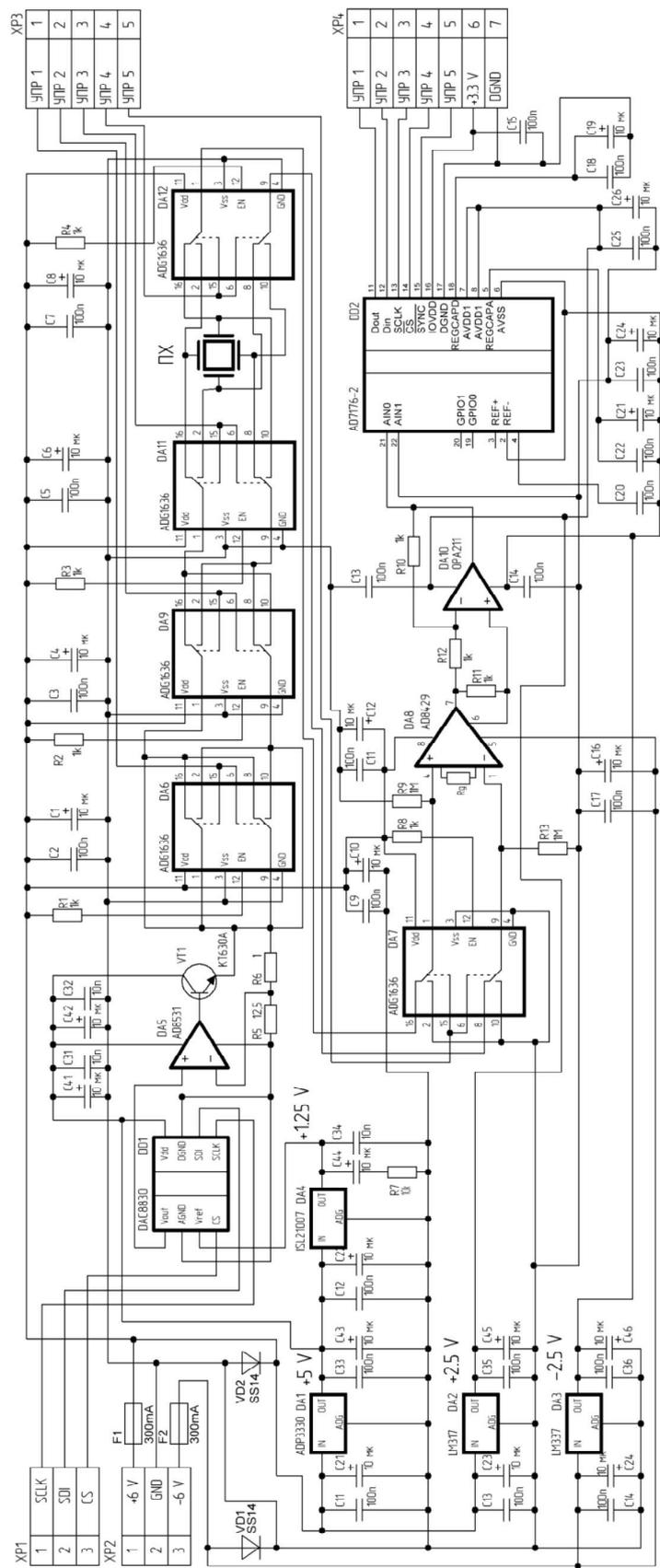


Рисунок 2 – Принципиальная схема измерительного модуля магнитометра

Для определения относительной крутизны преобразователей Холла используется калибровочная катушка, создающая аддитивное к магнитному полю Земли \mathbf{B}_E магнитное поле $\Delta\mathbf{B}$. Тогда

$$U_{H1}^{(1)} = A_1(B_E + \Delta B) + \zeta_1^{(1)}, \quad U_{H2}^{(1)} = A_2(B_E + \Delta B) + \zeta_2^{(1)},$$

где B_E и ΔB – составляющие магнитного поля Земли и магнитного поля калибровочной катушки, параллельные чувствительной оси преобразователей Холла, ζ_i – случайный аддитивный шум преобразователя Холла, который определяет его чувствительность, A_i – его коэффициент преобразования. Если по калибровочной катушке не протекает ток, то $\Delta B = 0$ и

$$U_{H1}^{(0)} = A_1 B_E + \zeta_1^{(0)}, \quad U_{H2}^{(0)} = A_2 B_E + \zeta_2^{(0)}.$$

Тогда

$$\frac{U_{H1}^{(1)} - U_{H1}^{(0)}}{U_{H2}^{(1)} - U_{H2}^{(0)}} = \frac{A_1 \Delta B + \zeta_1^{(1)} - \zeta_1^{(0)}}{A_2 \Delta B + \zeta_2^{(1)} - \zeta_2^{(0)}}.$$

Если аддитивный шум ζ_i существенно меньше, чем $A_i \Delta B$ и имеет нулевое среднее, то

$$\left\langle \frac{U_{H1}^{(1)} - U_{H1}^{(0)}}{U_{H2}^{(1)} - U_{H2}^{(0)}} \right\rangle \approx \frac{A_1}{A_2} = K, \quad A = \frac{A_1 + A_2}{2}, \quad A_1 = \frac{\langle U_{H1}^{(1)} - U_{H1}^{(0)} \rangle}{\Delta B}, \quad A_2 = \frac{\langle U_{H2}^{(1)} - U_{H2}^{(0)} \rangle}{\Delta B}.$$

При оценке порога чувствительности датчик помещался в установку нулевого магнитного поля, и проводились долговременные измерения показаний преобразователей Холла. Чувствительность преобразователей оценивалась по дисперсии Аллана нормированной разности показаний двух преобразователей в геомагнитном поле

$$\chi = \frac{U_{H1} - K U_{H2}}{A}.$$

Предполагалось, что СКО шума для двух преобразователей одинаковое, поэтому за порог чувствительности дифференциального датчика принималась величина $\sigma = \sigma_\chi / \sqrt{2}$.

Зависимость дисперсии Аллана показаний магнитометра от времени усреднения приведена на рисунке 3. Из графика видно, что при времени измерения 5 секунд чувствительность одного сенсора составляет порядка 1 нТл.

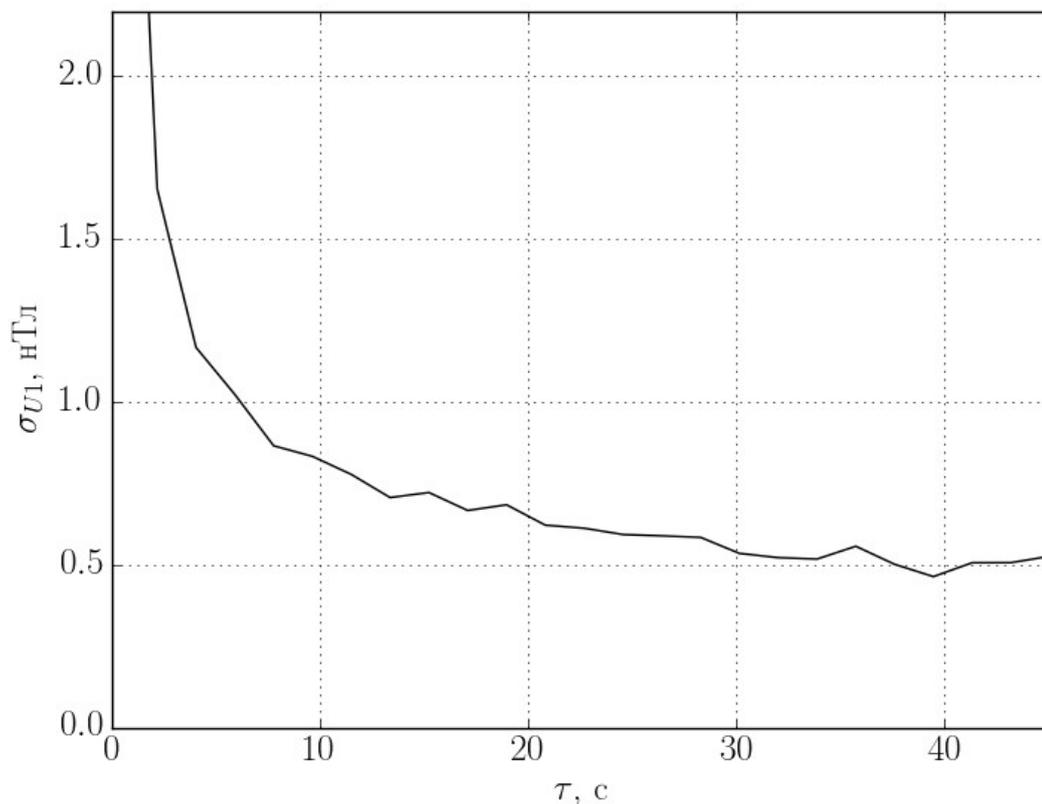


Рисунок 3 – Динамика дисперсии Аллана для показаний одного преобразователя

2.2 Протонный магнитометр

В качестве датчиков для свободной спиновой прецессии используются пластмассовые торы с дистиллированной водой, на которые намотан провод ПЭЛ диаметром 0,6 мм. Торы содержат 2000 витков каждый, имеют сопротивление 13 Ом и индуктивность 10,8 мГн. Датчиков два, они жестко закреплены на общей оси вращения на расстоянии 10 см друг относительно друга. Два датчика необходимы для измерения градиента геомагнитного поля и исключения его дрейфа при исследовании метрологических характеристик прибора.

Для того чтобы в датчике возникла свободная ядерная прецессия, необходимо поляризовать активное вещество (дистиллированная вода) сильным магнитным полем в течение нескольких секунд, а потом выключить это поле

Блок схема разработанного макета релаксационного ЯМР магнитометра приведена на рисунке 4.



Рисунок 4 – блок схема макета релаксационного ЯМР магнитометра

Управление режимами и временем поляризации осуществляется микроконтроллером. Система управления поляризацией подключает датчики к поляризующему напряжению в установленном микроконтроллером режиме. Возникший после отключения поляризующего напряжения сигнал затухания свободной индукции поступает на усилительную систему, где происходит его усиление и фильтрации. Усиленный и отфильтрованный сигнал оцифровывается и передается в ПК. Подробная схема аналоговой части макета приведена на рисунке 5.

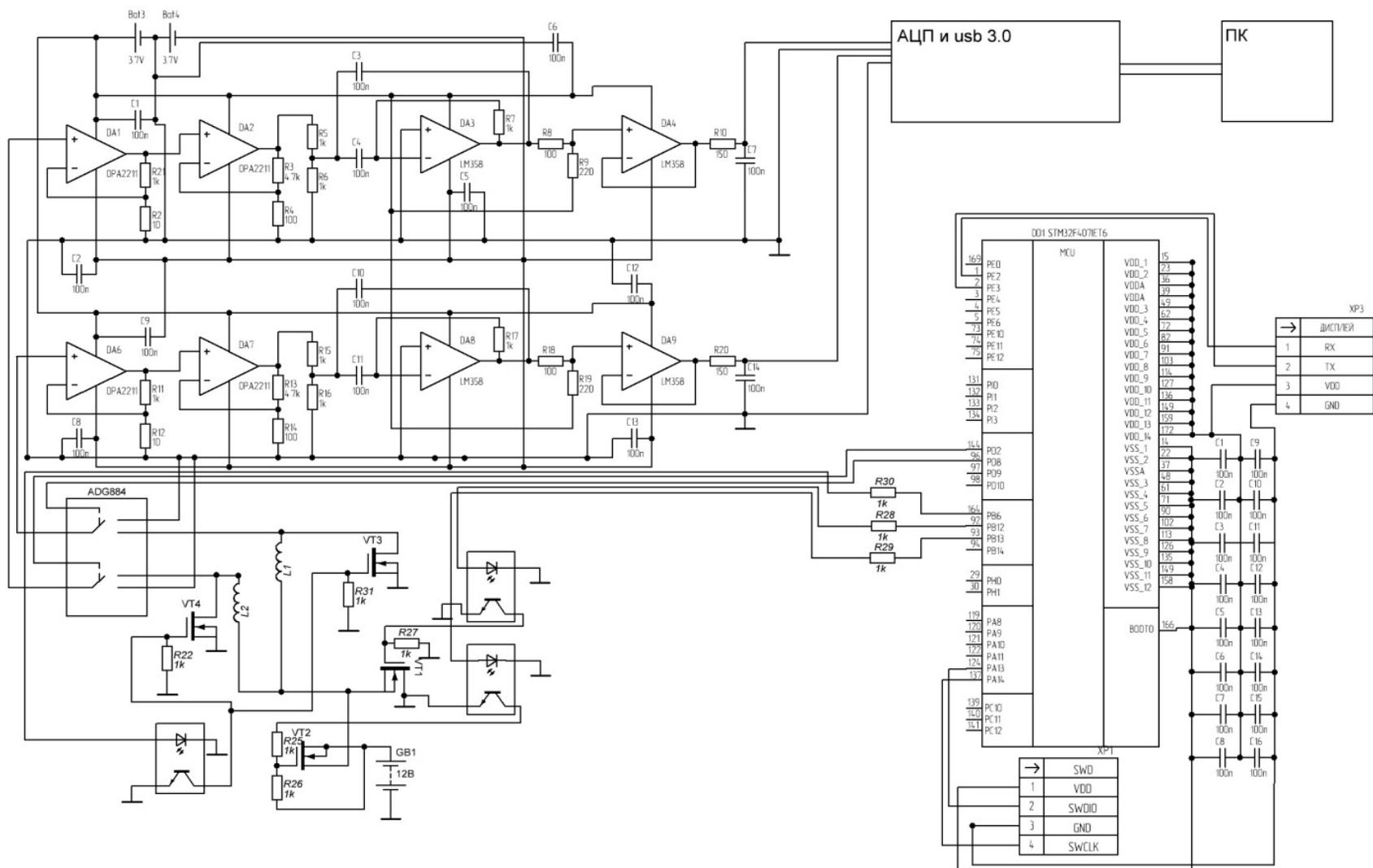


Рисунок 5 – Принципиальная схема лабораторного макета

Устройство состоит из двух параллельных каналов, каждый из которых подключён к датчикам L1 и L2 соответственно. Транзисторы VT1 – VT4, управляются микроконтроллером STM32F407VGT6, они подключают и отключают каналы прибора от источника поляризирующего напряжения. Первый и второй каналы работают аналогично и одновременно. Для обеспечения схемы питанием используется два аккумулятора 3.7 В, в качестве источника поляризирующего напряжения используется аккумулятор 12 В. В полях разной неоднородности разумнее использовать разное время для поляризации образца, поэтому режим поляризации управляется контроллером.

Усилительная система представляет собой два параллельных идентичных аналоговых тракта. Схема одного канала усилителя состоит из двух неинвертирующих каскадов, собранных на сдвоенном малошумящем операционном усилителе OPA2211 (DA1, DA2). Амплитуда сигнала свободной прецессии на входе усилителя составляет несколько долей микровольта, поэтому для точного измерения частоты сигнала необходимо увеличить коэффициент сигнал-шум. Для этого используется полосовой активный фильтр второго порядка, выполненный на операционном усилителе OPA2211 (DA3), с коэффициентом усиления 100 и полосой пропускания 500 Гц.

После усилительной системы сигнал через буфер поступает в блок цифровой обработки, собранный на микросхеме LTC2203. LTC2203 подключена к cyusb3kit-003, которое передает на ПК данные по протоколу usb 3.0. Тактовая частота для АЦП составляет 10 МГц. В качестве источника тактового сигнала используется кварцевый генератор MV-89 с относительной дисперсией Алана за 1 с менее 10^{-11} и относительной долговременной стабильностью не хуже 10^{-10} в течение суток.

Стандартные методы определения метрологических характеристик устройств базируются на сравнении показаний прибора с эталонным значением величины. Однако, индукция геомагнитного поля нестабильна во времени и однородна в пространстве. Создание стабильного слабого однородного магнитного поля является крайне сложной технической задачей. Поэтому определение погрешностей производилось дифференциальным методом по разности значений индукции магнитного поля $B_1(t)$ и $B_2(t)$, полученных с двух идентичных одновременно работающих приборов. При этом $B_1(t) = B(t) + \delta B_1(t)$ и $B_2(t) = B(t) + \delta B_2(t)$, где $B(t)$ – динамика геомагнитного поля, $\delta B_1(t)$ и $\delta B_2(t)$ – приведенные ко входу флуктуации для каждого из приборов. При этом $\Delta B(t) = B_1(t) - B_2(t) = \delta B_1(t) - \delta B_2(t)$ не зависит от динамики геомагнитного поля. При условии, что $\delta B_1(t)$ и $\delta B_2(t)$ – независимы случайные процессы с дисперсией σ_B^2 , дисперсия процесса $\Delta B(t)$ $\sigma_{\Delta B}^2 = 2\sigma_B^2$. Поэтому, измеряя $\Delta B(t)$, можно оценить чувствительность каждого прибора в

отдельности. Для этого проводились измерения с двумя одинаковыми датчиками, разнесенными на расстояние 10 см и подключенными к двум одинаковым одновременно работающим приборам. Измерения проводились в однородном геомагнитном поле. Сигнал ЯМ релаксации обрабатывался тремя различными цифровыми фильтрами с центральной частотой 2165 Гц.

Порог чувствительность прибора V_B оценивался по СКО ($\sigma_{\Delta B}$) разности показаний с датчиков в 25 измерениях по формуле:

$$V_B = \frac{\sigma_{\Delta B}}{\sqrt{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}M\gamma} \sum_{i=1}^M (\Delta f_i - \langle \Delta f_i \rangle)^2,$$

где M – количество выборок, Δf_i – разность частот, оцененных по $K = N = 937500$ отсчетов в трехсекундном измерительном цикле, $\langle \Delta f_i \rangle$ – разность частот, усредненная по всем выборкам. Для фильтра с шириной полосы 8 Гц порог чувствительность составил 31 пТл, а для фильтра с шириной полосы 2 Гц – 16,5 пТл при времени усреднения 3 с.

Точность измерения мгновенных значений индукции магнитного поля в пределах одного релаксационного цикла оценивалась по динамике разности частот $\Delta f[n]$ по окну 3,2 мс ($K = 1001$, $N = 937500$). Затем по $M = 25$ выборкам строилась спектральная плотность мощности (СПМ) $G[v]$ динамики оценок мгновенных значений разности индукции магнитного поля:

$$G[v] = \frac{T}{ME\gamma^2} \sum_{i=1}^M |S_i[v]|^2,$$

где $S_i[v]$ – дискретный спектр разности оценок мгновенных частот $\Delta f[n]$ i -ой выборки, $T = N\Delta t$ – время, за которое производилась оценка частоты, E – энергия гауссового окна. На рисунке 6 представлены графики спектральных интенсивностей, приведенного ко входу каждого из датчиков, магнитного шума $B_n[v] = \sqrt{G[v]}/2$ при обработке сигналов тремя разными цифровыми фильтрами. На частоте 1 Гц величина B_n составляет примерно 40 пТл/Гц^{1/2} при обработке сигнала цифровыми фильтрами с полосой пропускания 8 Гц и 4 Гц, и 20 пТл/Гц^{1/2} при полосе пропускания фильтра 2 Гц. Погрешность определения СПМ $\delta G[v]$ вычислялась по формуле:

$$\delta G[v] = \frac{T^2}{\gamma^2 ME^2} \sum_{i=1}^M \left(|S_i[v]|^2 - \langle |S_i[v]|^2 \rangle \right)^2.$$

Здесь $\langle |S_i[v]|^2 \rangle$ – среднее значение спектра $\Delta f[n]$. Относительные погрешности составили не более 2% и на графике не показаны.

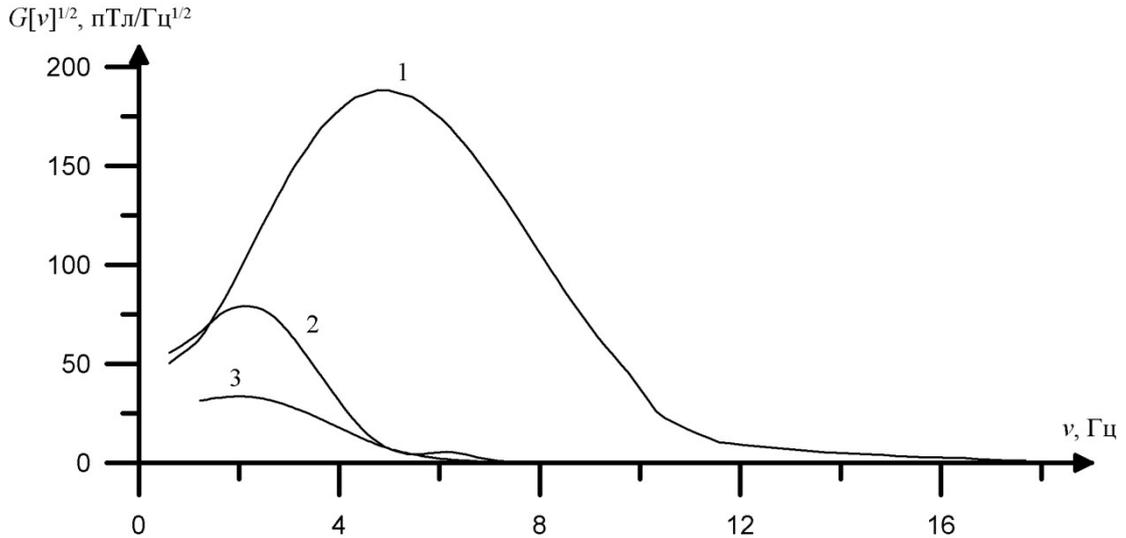


Рисунок 6 – График корня СПМ оценки мгновенного значения разности индукции магнитного поля для разной полосы пропускания цифрового фильтра: 1 – 8 Гц, 2 – 4 Гц, 3 – 2 Гц

Наличие максимума на графиках на рисунке 6 может быть обусловлено амплитудно-частотной конверсией в узкополосном цифровом фильтре. Действительно, при прохождении амплитудно-модулированного сигнала с постоянной частотой $x(t) = a(t)\cos(\omega_0 t)$ через линейную цепь с импульсной характеристикой $h(t)$ и передаточной характеристикой $K(p) = \int_0^{\infty} h(t) \exp(-pt) dt$ в установившемся режиме появляется фазовый

сдвиг $\phi(t) = \arctg[s(t)/c(t)]$, где $c(t) = \int_0^{\infty} a(t-\tau)h(\tau)\cos(\omega_0 \tau) d\tau$, $s(t) = \int_0^{\infty} a(t-\tau)h(\tau)\sin(\omega_0 \tau) d\tau$ и

сдвиг мгновенной частоты $\Delta\omega(t) = \dot{\phi}(t) = \frac{c(t)\dot{s}(t) - \dot{c}(t)s(t)}{c^2(t) + s^2(t)}$. При экспоненциальном

затухании $a(t) = a_0 \exp(-\lambda t)$ сдвиг фазы постоянный $\phi = -\arg[K(\lambda + j\omega_0)]$ и сдвиг частоты отсутствует. Для случайной амплитудной модуляции при $a(t) = a_0 + \alpha(t)$, где $\alpha(t)$ – случайный процесс, $|\alpha(t)| \ll a_0 > 0$:

$$\Delta\omega(t) = \frac{1}{a_0^2 |K(j\omega_0)|^2} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \dot{\alpha}(t-\tau_1) \alpha(t-\tau_2) h(\tau_1) h(\tau_2) \sin[\omega_0(\tau_1 - \tau_2)] d\tau_1 d\tau_2.$$

Полагая $A(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(t) e^{-i\omega t} dt$ – спектр амплитудных флуктуаций, случайная функция

частоты, для спектра флуктуация частоты получаем

$$\begin{aligned}\Omega(\omega_1) &= \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\omega(t) e^{-i\omega_1 t} dt = \frac{1}{4\pi a_0^2 |K(j\omega_0)|^2} \int_{-\infty}^{\infty} \omega_3 A(\omega_3) A^*(\omega_3 - \omega_1) \times \\ &\times [K(\omega_0 - \omega_3) K^*(\omega_0 - \omega_3 - \omega_1) - K^*(\omega_0 + \omega_3) K(\omega_0 + \omega_3 + \omega_1)] d\omega_3, \\ \Omega(\omega_2) &= \frac{1}{4\pi a_0^2 |K(j\omega_0)|^2} \int_{-\infty}^{\infty} \omega_4 A(\omega_4) A^*(\omega_4 - \omega_2) \times \\ &\times [K(\omega_0 - \omega_4) K^*(\omega_0 - \omega_4 - \omega_2) - K^*(\omega_0 + \omega_4) K(\omega_0 + \omega_4 + \omega_2)] d\omega_4.\end{aligned}$$

По теореме Винера – Хинчина $\langle \Omega(\omega_1) \Omega^*(\omega_2) \rangle = G(\omega_1) \delta(\omega_1 - \omega_2)$,

$\langle A(\omega_3) A^*(\omega_4) \rangle = g(\omega_3) \delta(\omega_3 - \omega_4)$, где $g(\omega)$ – спектральная интенсивность амплитудных флуктуаций, $G(\omega)$ – создаваемая ими спектральная интенсивность флуктуаций мгновенной частоты. Тогда

$$\begin{aligned}G(\omega) &= \frac{1}{16\pi^2 a_0^4 |K(j\omega_0)|^4} \int_{-\infty}^{\infty} \omega_1^2 g(\omega_1) g(\omega - \omega_1) \times \\ &\times [K(\omega_0 - \omega_1) K^*(\omega_0 - \omega_1 - \omega) - K^*(\omega_0 + \omega_1) K(\omega_0 + \omega_1 + \omega)]^2 d\omega_1.\end{aligned}$$

Из формулы видно, что для белого шума при $g(\omega) = g_0$ и симметричной амплитудно-частотной характеристике (АЧХ) фильтра, когда максимум АЧХ достигается на частоте ω_0 , и $|K(\omega_0 - \omega)| = |K(\omega_0 + \omega)|$, получаем $G(0) = 0$. Если АЧХ несимметрична относительно частоты ω_0 , то $G(0) > 0$, и появляется максимум на графике на рисунке 6.

Для оценки предельно возможного СКО отсчетов индукции магнитного поля использовался критерий Рао – Крамера, рассчитанный для экспоненциально затухающего синусоидального сигнала $x(t) = a \exp(-\lambda t) \sin(2\pi f t + \varphi)$. Здесь a – начальная амплитуда сигнала, λ – коэффициент затухания, f – частота сигнала, φ – начальная фаза. Для дискретизированного с временным интервалом $\Delta t = 3,2$ мкс сигнала $x(t)$, содержащего $N = 937500$ отсчетов сигнала при отношении СКО шума σ к начальной амплитуде сигнала a порядка 10 предел Рао – Крамера имеет значение $5 \cdot 10^{-5}$ Гц, что соответствует СКО индукции магнитного поля порядка 1,2 пТл. Расчет предела Рао – Крамера производился при помощи информационной матрицы Фишера с учетом априорной неопределенности четырех параметров a, λ, f, φ .

Достигнутая чувствительность $V_B = 16,5$ пТл приблизительно равна чувствительности магнитометров, использующих эффект Оверхаузера, для которых отношение сигнал-шум для сигнала с датчика в 660 раз больше, чем у протонного магнитометра. Причиной того, что в аппаратной реализации граница Рао – Крамера не достигнута, могут быть аппаратные погрешности, например, амплитудно-фазовая конверсия в цифровом фильтре.

3 Программно-аппаратный комплекс для приема, обработки и интерпретации данных трехкомпонентных холловских датчиков

Несмотря на широкое использование холловских магнитометров и большое количество исследований в области холловской магнитометрии, существует ряд до сих пор не решённых проблем. Главной из таких проблем является большой дрейф смещения холловских преобразователей. Хорошая компенсация этого дрейфа для высокочувствительных холловских датчиков может позволить эффективно использовать холловские магнитометры для различных задач диагностики подземных коммуникаций. Такая диагностика подразумевает использование прибора в полевых условиях. Для этого прибор, описанный в п. 2.1, содержит два двухкомпонентных акселерометра ADIS 16209 таким образом, чтобы три их чувствительные оси образовывали систему, близкую к ортогональной. Также магнитометр имеет модуль GPS для ориентации на местности и регистрации трассы трубопровода.

3.1 Компенсация температурного дрейфа

Исследования переходных процессов в ПХ показывают, что есть сильная зависимость измеряемых в нестационарном режиме напряжений от температуры. Для исключения этой зависимости разработан алгоритм её компенсации, основанные на предположении о наличии мультипликативной и аддитивной составляющих температурной погрешности:

$$U(B, T) = A(T)B + U_0(T), \quad (1)$$

где B – параллельная чувствительной оси преобразователя компонента измеряемой магнитной индукции. В процессе исследования температура ПХ измерялась бескорпусным транзистором КТ629, приклеенным к подложке преобразователя. Измерения в нулевом магнитном поле показали, что величина $U(0, T)$ зависит от температуры линейно. Это позволяет аппроксимировать аддитивную погрешность линейной функцией $U_0(T) = aT + b$, коэффициенты аппроксимации находятся методом наименьших квадратов.

Исследование температурных погрешностей ПХ в постоянных магнитных полях различной величины показали, что величина

$$U_H = U(B, T) - aT - b \quad (2)$$

с точностью до шумов не зависит от температуры и линейно зависит от индукции измеряемого магнитного поля. Таким образом, мультипликативная температурная

погрешность ПХ пренебрежимо мала, а аддитивная может быть эффективно скомпенсирована при использовании датчика температуры, размещённого вблизи ПХ.

3.2 Калибровка трехкомпонентного датчика

Для повышения точности измерений разработан алгоритм определения вектора магнитного поля в геоцентрической системе координат (ГЦСК), который использует данные трехкомпонентного акселерометра, жестко закрепленного относительно трехкомпонентного магнитного датчика. Этот алгоритм состоит из калибровки в видимой системе координат (ВСК) и метода преобразования показаний магнитометра в ГЦСК из ВСК. Калибровка в ВСК состоит из трех этапов. На первом выбирается система координат, связанная с акселерометрами (СКА), и в ней калибруются акселерометры. На втором этапе показания магнитных датчиков переводятся в СКА. На третьем этапе данные измерений преобразуются из СКА в ВСК, образованную направляющими, являющимися частью конструкции сканера. На рисунке 7 представлены используемые для перехода в ГЦСК системы координат.

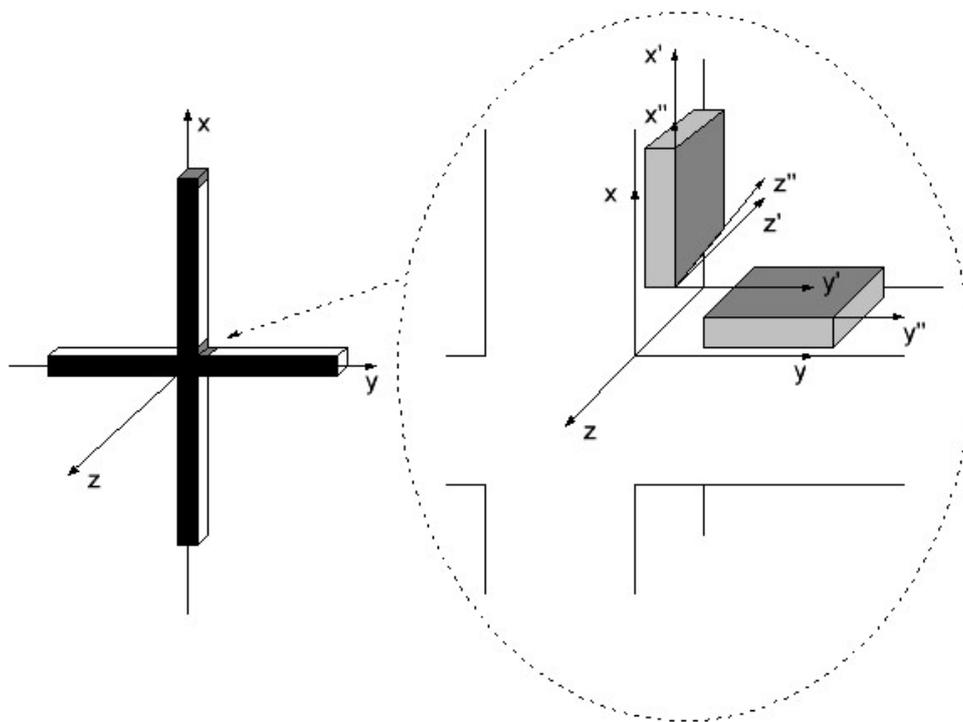


Рисунок 7 – Системы координат: $0xyz$ – ВСК, $0x''$, $0y''$, $0z''$ – чувствительные оси акселерометров, $0x'y'z'$ – СКА

Для реализации первого этапа калибровки сканера выберем СКА таким образом, чтобы одна из осей СКА была параллельна чувствительной оси акселерометра $0x$, вторая ось находилась в плоскости $0xy$, образованной двумя чувствительными осями акселерометра, а третья составляла с ними правую тройку. Выходными данными трехкомпонентного акселерометра являются показания U_{Ai} , связанные с компонентами ускорения свободного падения уравнением

$$U_{Ai} = G_{im}g'_m + U_{A0i}. \quad (3)$$

Здесь G_{im} – компоненты калибровочной матрицы \hat{G} акселерометра, g'_m – компоненты вектора ускорения свободного падения \mathbf{g}' , здесь и далее штрихом обозначаются векторы в СКА, U_{A0i} – смещения показаний акселерометра, индексы $i, m = \{1, 2, 3\}$.

Будем поворачивать магнитометр на произвольные углы, каждому из которых соответствуют показания акселерометров U_{Ai}^k , где k – номер измерения. В СКА матрица

\hat{G} примет вид $\begin{pmatrix} G_{xx} & 0 & 0 \\ G_{yx} & G_{yy} & 0 \\ G_{zx} & G_{zy} & G_{zz} \end{pmatrix}$. Из уравнения (3) следует, что:

$$g'_m = G_{im}^{-1}(U_{Ai} - U_{A0i}).$$

Матрицу коэффициентов \hat{G}^{-1} и смещения показаний акселерометров U_{A0i} находим из требования постоянства модуля вектора ускорения свободного падения. Для этого минимизируем функционал

$$J = \sum_{k=0}^{K-1} \left(g^2 - \sum_m (G_{im}^{-1}(U_{Ai}^k - U_{A0i}))^2 \right) \quad (4)$$

для K разных положений акселерометра. Обозначим $\hat{G}^{-1} = g\hat{G}'^{-1}$, $J = gJ'$, тогда функционал (4) примет вид

$$J' = \sum_{k=0}^{K-1} \left(1 - \sum_m (G'_{im}^{-1}(U_{Ai}^k - U_{A0i}))^2 \right). \quad (5)$$

Калибровку сканера в СКА необходимо проводить в однородном стационарном поле. Датчик сканера нужно произвольно поворачивать в геомагнитном поле и регистрировать его показания. В СКА скалярное произведение вектора геомагнитного поля \mathbf{V}' и ускорения свободного падения \mathbf{g}' остается постоянным для любого положения сканера

$$\mathbf{V}'\mathbf{g}' = Bg \cos(\delta) = const.$$

Здесь B – модуль вектора индукции геомагнитного поля, δ – угол между векторами геомагнитного поля и вектором ускорения свободного падения. Из уравнений (2) и (3) для векторов \mathbf{V}' и \mathbf{g}' следует:

$$\mathbf{B}'_m = A_{im}^{-1}(U_i - U_{0i}), \mathbf{g}'_m = G_{im}^{-1}(U_{Ai} - U_{A0i}).$$

Компоненты калибровочной матрицы магнитного датчика A_{im}^{-1} и смещения показаний преобразователей U_{0i} в СКА определяются для серии измерений из N положений датчика в пространстве. Для этого минимизируется функционал

$$F = \sum_{k=0}^{N-1} \left(\mathbf{B}'_m^{(k)} \mathbf{g}'_m^{(k)} - Bg \cos(\delta) \right)^2 = \sum_{k=0}^{N-1} \left(A_{im}^{-1}(U_i^k - U_{0i}) G_{im}^{-1}(U_{Ai}^k - U_{A0i}) - Bg \cos(\delta) \right)^2 \quad (6)$$

Поскольку значение δ неизвестно, то, как и в случае с функционалом (4), воспользуемся заменой

$$\hat{A}^{-1} = B \cos(\delta) \hat{A}'^{-1} \quad (7)$$

Тогда с учетом уравнения (5) функционал (7) примет вид

$$F' = \sum_{k=0}^{N-1} \left(A'_{im}{}^{-1}(U_i^k - U_{0i}) G'_{im}{}^{-1}(U_{Ai}^k - U_{A0i}) - 1 \right)^2, \quad (8)$$

где $F' = F/Bg \cos(\delta)$. Значения $A'_{im}{}^{-1}$ и смещения U_{0i} найдем, применив для минимизации функционала (8) метод наименьших квадратов.

Из уравнения (8) видно, что для абсолютной калибровки необходимо знать модуль магнитного поля B и угол δ . Модуль магнитного поля измеряется абсолютным протонным магнитометром. Угол δ определить с достаточной точностью крайне сложно. Для того чтобы избежать необходимости определения угла δ , построим вектор $\tilde{\mathbf{V}}$ с компонентами

$\tilde{\mathbf{B}}_m = A'_{im}{}^{-1}(U_i - U_{0i})$, сонаправленный с вектором \mathbf{V}' , и вектор $\tilde{\mathbf{g}}$ с компонентами

$\tilde{\mathbf{g}}_m = G'_{im}{}^{-1}(U_{Ai} - U_{A0i})$, сонаправленный с \mathbf{g} . Тогда выражение

$A'_{im}{}^{-1}(U_i - U_{0i}) G'_{im}{}^{-1}(U_{Ai} - U_{A0i})$ – это скалярное произведение векторов $\tilde{\mathbf{V}}$ и $\tilde{\mathbf{g}}$, т. е.

$$\sum_{k=1}^N A'_{im}{}^{-1}(U_i^k - U_{0i}) G'_{im}{}^{-1}(U_{Ai}^k - U_{A0i}) = \sum_{k=1}^N B^{n(k)} g^{n(k)} \cos(\delta), \quad (9)$$

где B^n и g^n – модули векторов \mathbf{V}^n и \mathbf{g}^n , соответственно.

Для N измерений можно записать

$$\sum_{k=1}^N A'_{im}{}^{-1}(U_i^k - U_{0i}) G'_{im}{}^{-1}(U_{Ai}^k - U_{A0i}) = \sum_{k=1}^N B^{n(k)} g^{n(k)} \cos(\delta).$$

Тогда, учитывая, что функционал (9) минимизирован, т. е.

$A'_{im}{}^{-1}(U_i - U_{0i})G'_{im}{}^{-1}(U_{Ai} - U_{A0i}) \approx 1$, из предыдущего уравнения получим:

$$\cos(\delta) = \frac{N}{\sum_{k=1}^N \left(\sqrt{\sum_{m=1}^3 (A'_{im}{}^{-1}(U_i^k - U_{0i}))^2} \sqrt{\sum_{m=1}^3 (G'_{im}{}^{-1}(U_{Ai}^k - U_{A0i}))^2} \right)}. \quad (10)$$

Из (10), используя показания абсолютного магнитометра B , для абсолютных значений калибровочной матрицы получим:

$$\sum_{k=1}^N A'_{im}{}^{-1}(U_i^k - U_{0i})G'_{im}{}^{-1}(U_{Ai}^k - U_{A0i}) = \sum_{k=1}^N \tilde{B}^{(k)} \tilde{g}^{(k)} \cos(\delta)$$

Модули векторов геомагнитного поля B^n на втором этапе калибровки могут измеряться абсолютным протонным магнитометром, описанным в п. 2.2.

Третий этап калибровки производится в ВСК. Обозначим матрицу перехода от СКА к ВСК как \hat{M} . Чтобы найти коэффициенты этой матрицы, расположим конструкцию таким образом, чтобы ребро одного из алюминиевых профилей сканера, которое мы выберем в качестве оси $0x$, было параллельно вектору ускорения свободного падения. Для этого воспользуемся отвесом, тогда для вектора \mathbf{g} в ВСК можно записать

$$\mathbf{g}_1 = \hat{M}\mathbf{g}'_1, \quad (11)$$

где \mathbf{g}'_1 – вектор в СКА, $\mathbf{g}_1 = (1, 0, 0)$ – вектор в видимой системе координат.

Далее с помощью отвеса располагаем другой профиль так, чтобы его ребро, которое мы принимаем за ось $0y$, было параллельно вектору ускорения свободного падения. Тогда получаем уравнение

$$\mathbf{g}_2 = \hat{M}\mathbf{g}'_2, \quad (12)$$

где $\mathbf{g}_2 = (0, 1, 0)$. И далее с помощью уровня располагаем профили в плоскости, перпендикулярной вектору ускорения свободного падения

$$\mathbf{g}_3 = \hat{M}\mathbf{g}'_3, \quad (13)$$

здесь $\mathbf{g}_3 = (0, 0, 1)$.

В результате решение системы, состоящей из уравнений (11), (12) и (13), матрица перехода из СКА в ВСК примет вид:

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} \mathbf{g}'_{1x} & \mathbf{g}'_{2x} & \mathbf{g}'_{3x} \\ \mathbf{g}'_{1y} & \mathbf{g}'_{2y} & \mathbf{g}'_{3y} \\ \mathbf{g}'_{1z} & \mathbf{g}'_{2z} & \mathbf{g}'_{3z} \end{pmatrix}.$$

Поскольку профили жестко закреплены относительно акселерометров, матрица перехода для любого вектора магнитного поля в СКА \mathbf{B}' будет такая же, как и для ускорения свободного падения:

$$\mathbf{B} = \hat{M}\mathbf{B}' ,$$

где \mathbf{B} – вектор индукции магнитного поля в видимой системе координат.

Исследована зависимость точности калибровки в ВСК от количества позиций сканера. Для этого моделировалась калибровка с учетом шумов прибора и дрейфа геомагнитного поля. Результаты моделирования приведены на рисунках 8 – 10. Как можно видеть, для выбранного уровня шума при калибровке достаточно использовать не более 20 позиций.

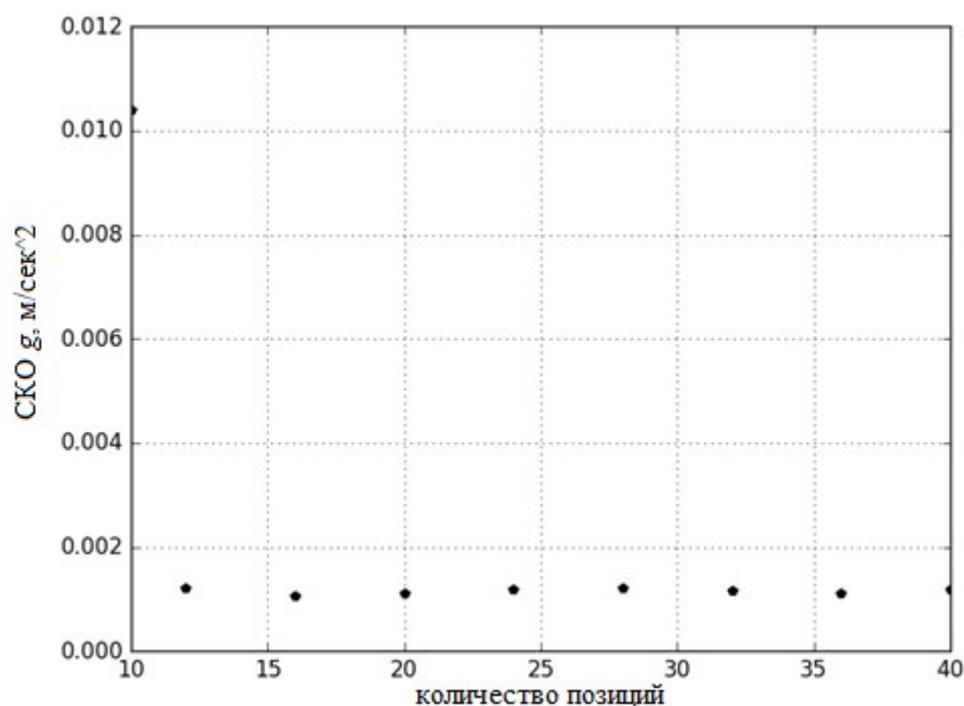


Рисунок 8 – Зависимость СКО измеренного ускорения свободного падения от количества позиций магнитометра при калибровке

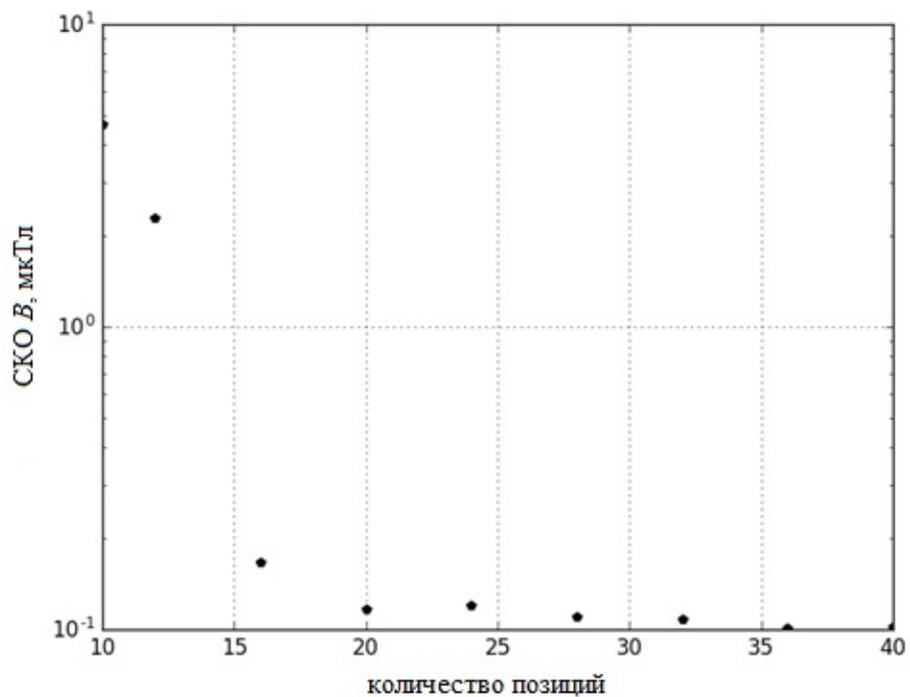


Рисунок 9 – Зависимость СКО измеренного магнитного поля от количества позиций магнитометра при калибровке

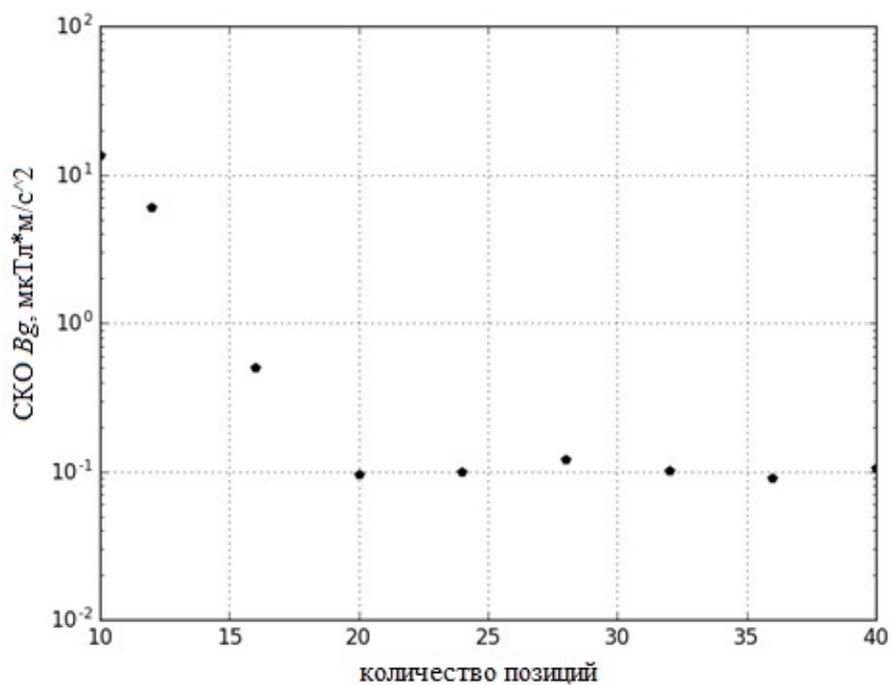


Рисунок 10 – Зависимость СКО скалярного произведения \mathbf{Bg} от количества позиций магнитометра при калибровке

Сравнивались результаты измерений при использовании разработанного метода калибровки и при использовании формальной калибровки. Результаты измерений при вращении магнитометра в пространстве показаны на рисунках 11 и 12.

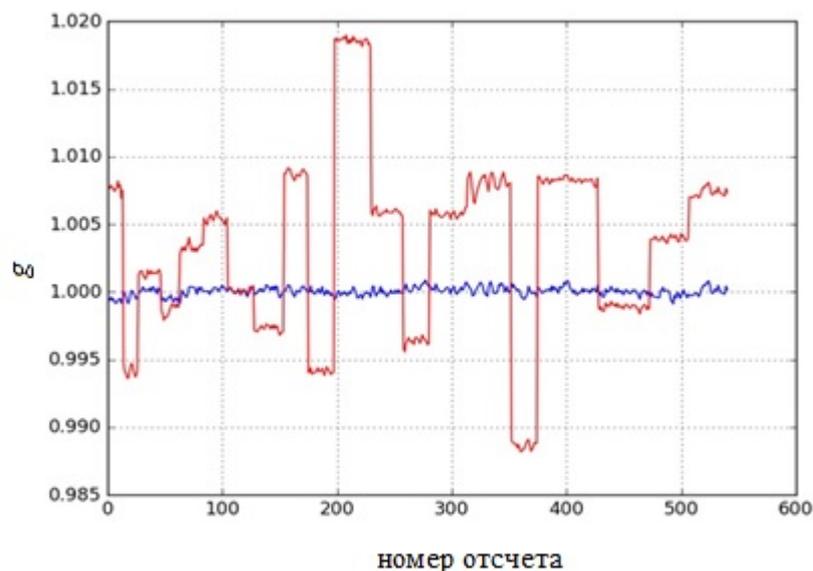


Рисунок 11 – Калибровка акселерометров. На графике показана зависимость измеренного модуля g , нормированного на истинное значение модуля ускорения свободного падения для данной местности от положения магнитометра. Красная линия – формальная калибровка, синяя линия – калибровка в ВСК

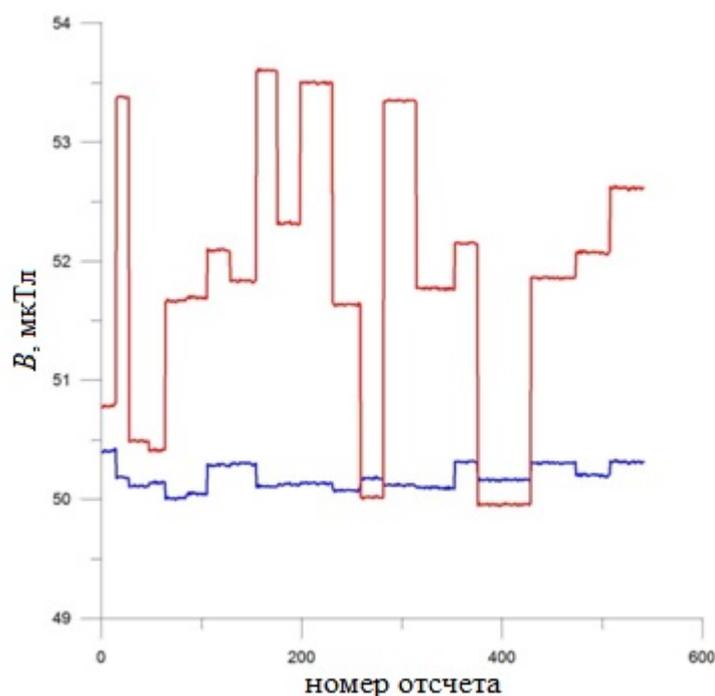


Рисунок 12 – Калибровка магнитных датчиков. На графике изображена зависимость модуля магнитного поля от номера отсчета при вращении прибора. Красным - при формальной калибровке, синим при калибровке в ВСК.

Для сравнения эффективности формальной калибровки и калибровки в ВСК использовались 20 различных положений сканера. СКО модуля вектора ускорения свободного падения g , измеряемого акселерометрами составляет $0,65 \text{ м/с}^2$ и $0,011 \text{ м/с}^2$ при формальной калибровке и при калибровке в ВСК соответственно. СКО скалярного произведения вектора магнитного поля и ускорения свободного падения \mathbf{Vg} при формальной калибровке и при калибровке в ВСК составляет $1,1 \text{ мкТл}\cdot\text{м/с}^2$ и $0,075 \text{ мкТл}\cdot\text{м/с}^2$ соответственно. При этом, для той же серии измерений, СКО модуля вектора индукции геомагнитного поля V , измеряемого трехкомпонентным магнитным датчиком, изменилось с $0,81 \text{ мкТл}$ для формальной калибровки до $0,105 \text{ мкТл}$ для калибровки в ВСК.

Для проверки неизменности калибровочной матрицы и смещения сенсоров во времени была проведена ещё одна серия экспериментов. В результате СКО модуля вектора ускорения свободного падения g , измеряемого акселерометрами, составило $0,011 \text{ м/с}^2$, СКО скалярного произведения вектора магнитного поля и ускорения свободного падения составило $0,080 \text{ мкТл}\cdot\text{м/с}^2$, а СКО модуля вектора магнитного поля V , измеряемого трехкомпонентным магнитным датчиком оказалось $0,112 \text{ мкТл}$. Сравнительные данные для двух серий экспериментов приведены в таблице 1.

Таблица 1 – Результаты калибровки в ВСК

	СКО g , m/c^2	СКО B_g , $мкТл \cdot m/c^2$	СКО B , $мкТл$
Первая серия экспериментов для предварительной калибровки	0,65	1,1	0,81
Первая серия экспериментов для калибровки в ВСК	0,011	0,075	0,105
Вторая серия экспериментов для калибровки в ВСК	0,011	0,080	0,112

На данном этапе калибровки с помощью холловского магнитного сканера можно измерять магнитное поле в видимой системе координат. Оси этой системы координат задаются ребрами расположенных перпендикулярно алюминиевых профилей. Относительная точность измерений трехосевым акселерометром составляет 10^{-3} , что соответствует заявленным производителем акселерометров характеристикам. Для описанного алгоритма удалось добиться погрешности измерения компонент вектора магнитного поля до 100 нТл. Возможность получать данные с трехкомпонентного магнитометра в видимой системе координат полезна для применения в носимых устройствах. Однако для поиска трассы и диагностики трубопровода необходимо получать данные магнитометра в системе координат жестко связанной с трубой.

3.3 Алгоритм преобразования измеренных компонент магнитного поля в геоцентрическую систему координат

Зададим необходимую ГЦСК с помощью видимых осей ВСК. Для этого перед началом измерений зафиксируем такое положение осей ВСК, чтобы одна из осей была сонаправлена g , а другая видимая ось была направлена вдоль предполагаемой оси трубопровода (здесь учитывается, что оператору примерно известно направление оси

трубы). Оси ГЦСК выбираем такими, чтобы в данном положении они были сонаправлены соответствующим осям ВСК.

Оператор для исследования трубопровода должен нести прибор в таком положении, чтобы одна из осей ВСК была примерно сонаправлена с вектором \mathbf{g} . Это означает, что верхний датчик магнитного сканера на 2 м удален от поверхности Земли. Пусть верхний датчик находится в однородном магнитном поле. Тогда в начальный момент компоненты магнитного поля в ГЦСК и ВСК совпадают и выражаются через сферические координаты как

$$\begin{aligned} B_x^{(1)}(t_0) &= B^{(1)} \sin(\theta_0) \cos(\varphi_0) \\ B_y^{(1)}(t_0) &= B^{(1)} \sin(\theta_0) \sin(\varphi_0), \\ B_z^{(1)}(t_0) &= B^{(1)} \cos(\theta_0), \end{aligned}$$

где t_0 – начальный момент времени, B – модуль магнитного поля, индекс (1) обозначает порядковый номер датчика и соответствует верхнему датчику. Расположение датчиков показано на рисунке 13.

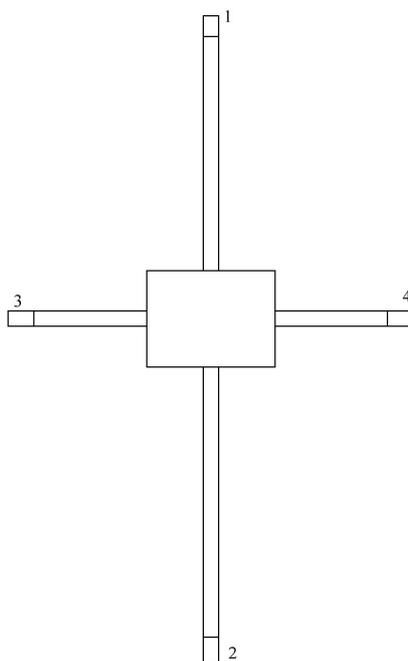


Рисунок 13 – Схема расположения датчиков сканера

Здесь и далее зенитный и азимутальный углы без верхних индексов соответствуют сферическим компонентам показаний верхнего (первого) датчика. После того как

оператор начнет движение, он неизбежно повернет прибор и показания верхнего датчика в ВСК в момент времени t_n примут вид

$$\begin{aligned} B_x^{(1)}(t_0 + t_n) &= B^{(1)} \sin(\theta_0 + \theta(t_n)) \cos(\varphi_0 + \varphi(t_n)), \\ B_y^{(1)}(t_0 + t_n) &= B^{(1)} \sin(\theta_0 + \theta(t_n)) \sin(\varphi_0 + \varphi(t_n)), \\ B_z^{(1)}(t_0 + t_n) &= B^{(1)} \cos(\theta_0 + \theta(t_n)), \end{aligned}$$

где $\theta(t_n)$ и $\varphi(t_n)$ – поправки к зенитному и азимутальному углу соответственно, вызванные движением оператора. Таким образом, если перевести ГЦСК в сферические координаты, то показания верхнего трехкомпонентного датчика будут описываться в любой момент времени тремя координатами (B, θ_0, φ_0) . Если же перевести ВСК в сферические координаты, то показания верхнего трехкомпонентного датчика будут описываться для разных моментов времени разными координатами: (B, θ_0, φ_0) для начального момента и $(B, \theta_0 + \theta(t_n), \varphi_0 + \varphi(t_n))$ для произвольного момента t_n . Для того чтобы в произвольный момент времени перейти из ВСК в ГЦСК, для первого датчика необходимо вычесть из зенитного и азимутального углов величины $\theta(t_n)$ и $\varphi(t_n)$, соответственно.

Поскольку все датчики жестко закреплены друг относительно друга, то все они поворачиваются оператором на одинаковые углы. Таким образом, компоненты любого из датчиков можно записать в ГЦСК используя его собственные компоненты, компоненты верхнего датчика в ВСК и углы, измеренные БИНС в произвольный момент времени t_n :

$$\begin{aligned} B_x^{(k)\Gamma}(t_0 + t_n) &= B^{(k)}(t_0 + t_n) \sin(\theta^{(k)}(t_0 + t_n) - \theta(t_0 + t_n) + \theta_0) \cos(\varphi^{(k)}(t_0 + t_n) - \varphi(t_0 + t_n) + \varphi_0), \\ B_y^{(k)\Gamma}(t_0 + t_n) &= B^{(k)}(t_0 + t_n) \sin(\theta^{(k)}(t_0 + t_n) - \theta(t_0 + t_n) + \theta_0) \sin(\varphi^{(k)}(t_0 + t_n) - \varphi(t_0 + t_n) + \varphi_0), \\ B_z^{(k)\Gamma}(t_0 + t_n) &= B^{(k)}(t_0 + t_n) \cos(\theta^{(k)}(t_0 + t_n) - \theta(t_0 + t_n) + \theta_0). \end{aligned}$$

Верхний индекс Γ обозначает компоненты магнитного поля в ГЦСК.

Для того чтобы определить точность измерения магнитного поля в ГЦСК использовалась модель трубы. В качестве модели был использован токовый диполь с известными параметрами. Выбирались 25 точек в плоскости диполя, таким образом, как это показано на рисунке 14.

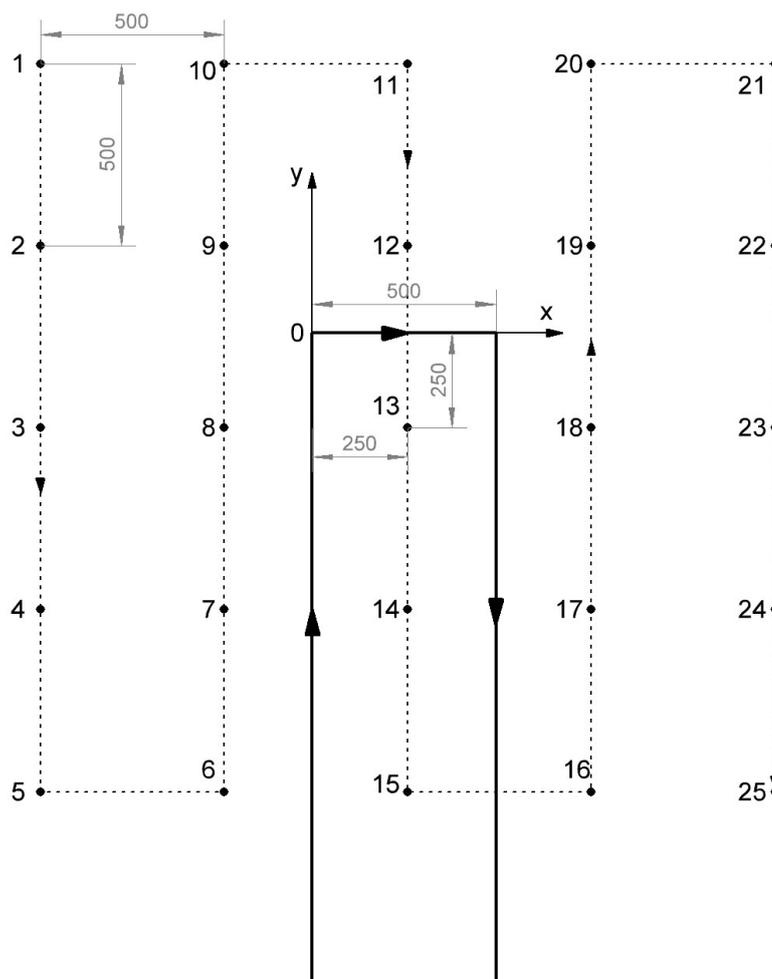


Рисунок 14 – Схема эксперимента с токовым диполем

Траектория оператора показана на рисунке пунктирной линией. На каждой точке сканер жестко закреплялся в произвольном положении для измерений. Измерения в ГЦСК сравнивались с расчетным магнитным полем для данного токового диполя. Длина токового диполя составляла 5 м, ток $I = 0,51$ А. Оси ГЦСК показаны на рисунке 9, ось Oz перпендикулярна плоскости схемы. Расстояния между точками и их взаимное расположение с токовым диполем также представлены на рисунке. На рисунке 15 приведены расчетное распределение вертикальной (B_z) компоненты магнитного поля и измеренное в ГЦСК для произвольных положений сканера датчиком под номером 2 (при этом вычитались компоненты верхнего датчика 1, соответствующие невозмущенному геомагнитному полю).

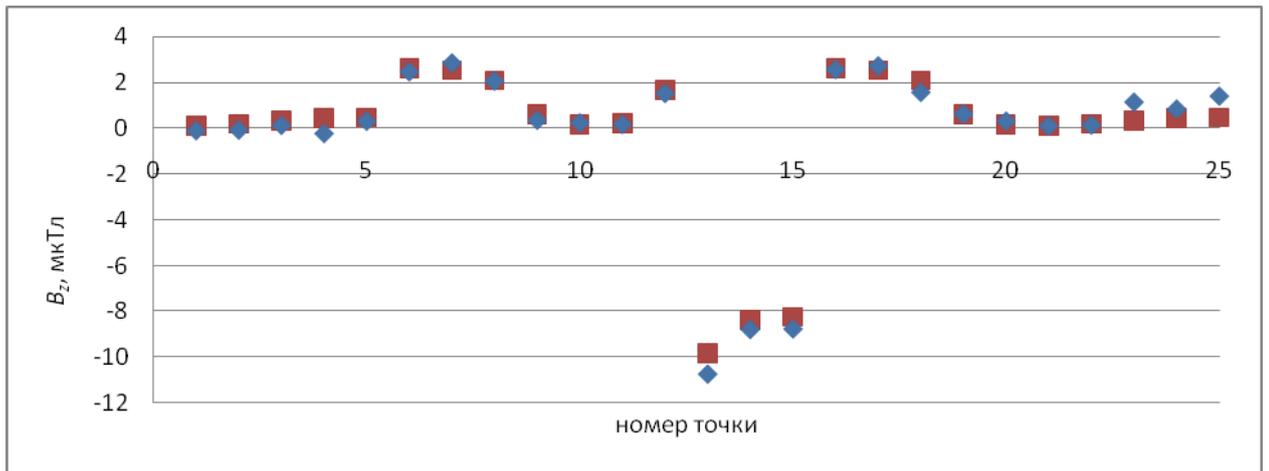


Рисунок 15 – Красные точки – расчетные значения вертикальной компоненты поля, синие – измеренные сканером значения вертикальной компоненты поля в ГЦСК.

Зависимость разности расчетных и экспериментальных значений вертикальной компоненты геомагнитного поля в данном эксперименте (ΔB_z) приведена на рисунке 16. По результатам экспериментов СКО ΔB_z в ГЦСК составило 0,3 мкТл.

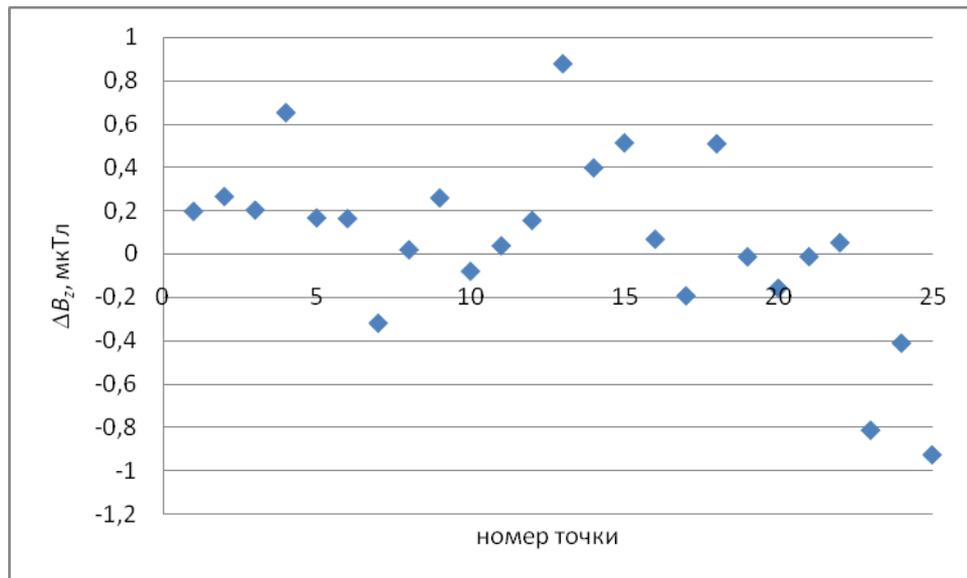


Рисунок 16– Зависимость разности расчетных и экспериментальных значений вертикальной компоненты геомагнитного поля в ГЦСК

2.4. Метод поиска трассы трубопровода

Рассмотрим детектор [13]:

$$F = \sqrt{\left(\frac{dB_z}{dx}\right)^2 + \left(\frac{dB_z}{dy}\right)^2}. \quad (14)$$

Здесь x , y – координаты в плоскости над трубой, B_z – перпендикулярная этой плоскости составляющая магнитного поля. Детектор (14) для любой намагниченности трубопровода имеет максимум над трубой.

Проведено исследование детектора (14) на ранее разработанной программной модели с учетом случайной медленно меняющейся намагниченности трубы. Пример результата моделирования компоненты B_z магнитного поля над трубой приведен на рисунке 17. Моделировался участок бесконечной трубы радиусом 1 м, ось которой совпадала с осью OY , компонента B_z рассчитывалась на высоте 5 м от оси трубы.

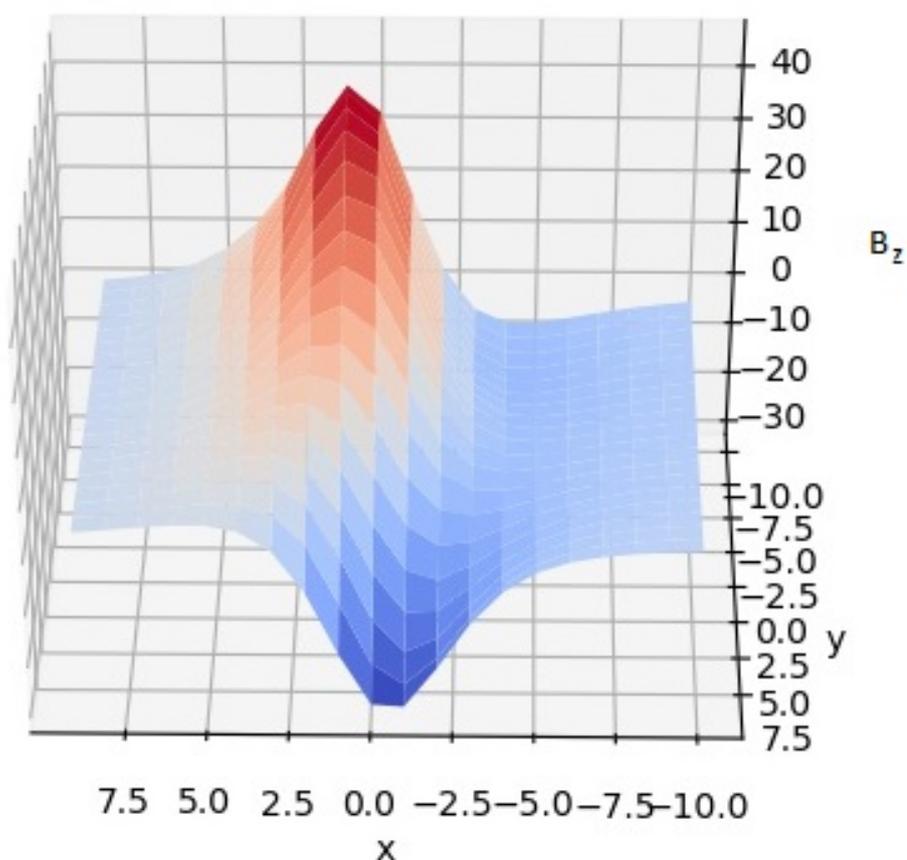


Рисунок 17 – Модельное распределение нормальной компоненты магнитного поля над трубой

При построении детектора по формуле (14) для той же намагниченности трубы моделировалось распределение B_z на высоте 6 м от оси трубы. Результат применения детектора F для рассмотренного распределения магнитного поля, приведен на рисунке 18.

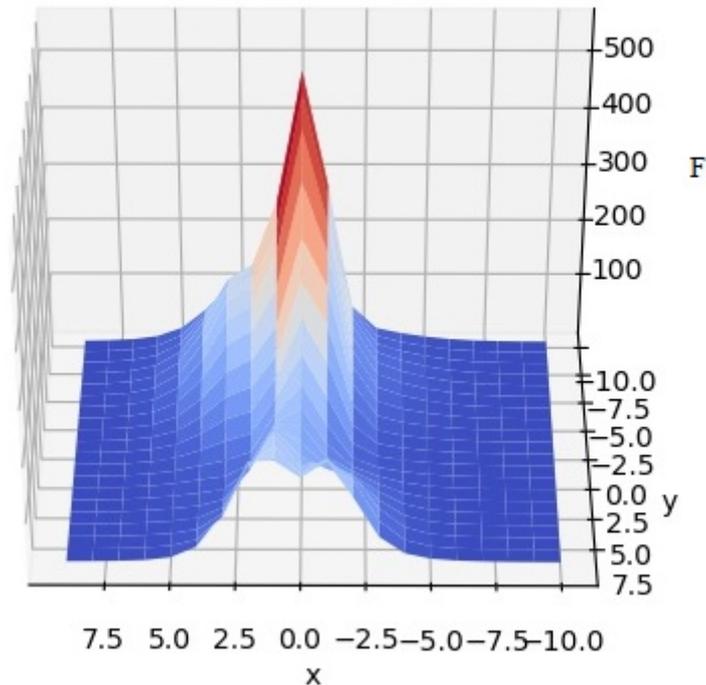


Рисунок 18 – Распределение детектора F

Исследования детектора (14) на различных моделях трубы с медленно меняющейся в пространстве случайной намагниченностью показали, что отклонение положения его максимума от положения оси трубы во всех экспериментах не превышает диаметра трубы. Поскольку в реальных условиях для исследования трассы трубопровода такая погрешность допустима, то детектор (14) подходит для использования в задаче поиска трассы трубопровода.

В разработанном алгоритме поиск трубы оператором осуществляется с помощью магнитометра с визуализируемыми осями (здесь и далее оператором называется человек, устройство или программа, использующие магнитометр или модель магнитометра для реализации задачи поиска трассы трубопровода). Поэтому необходимо модернизировать детектор (14) таким образом, чтобы его можно было использовать для поиска трассы разработанным прибором. Измерительный базис геоцентрической системы координат определяется начальным положением прибора. Поэтому в любой момент времени поворот осей магнитометра в измерительном базисе можно описать матрицей поворота \hat{M} . Тогда магнитное поле в ГЦСК будет иметь вид: $\mathbf{V} = \hat{M}\mathbf{V}'$, штрих здесь и далее обозначает измерения в системе координат прибора или видимой системе координат (ВСК). Введем векторы

$$\mathbf{M}_x = (M_{xx}, M_{xy}, M_{xz}), \mathbf{M}_y = (M_{yx}, M_{yy}, M_{yz}), \mathbf{M}_z = (M_{zx}, M_{zy}, M_{zz}). \quad (15)$$

Пусть k – номер датчика, как показано на рисунке 19. Векторы \mathbf{X}' и \mathbf{Z}' , обозначенные на рисунке 10, в начальный момент времени сонаправлены с осями ГЦСК и по длине равны половине длины направляющих, вдоль которых они направлены.

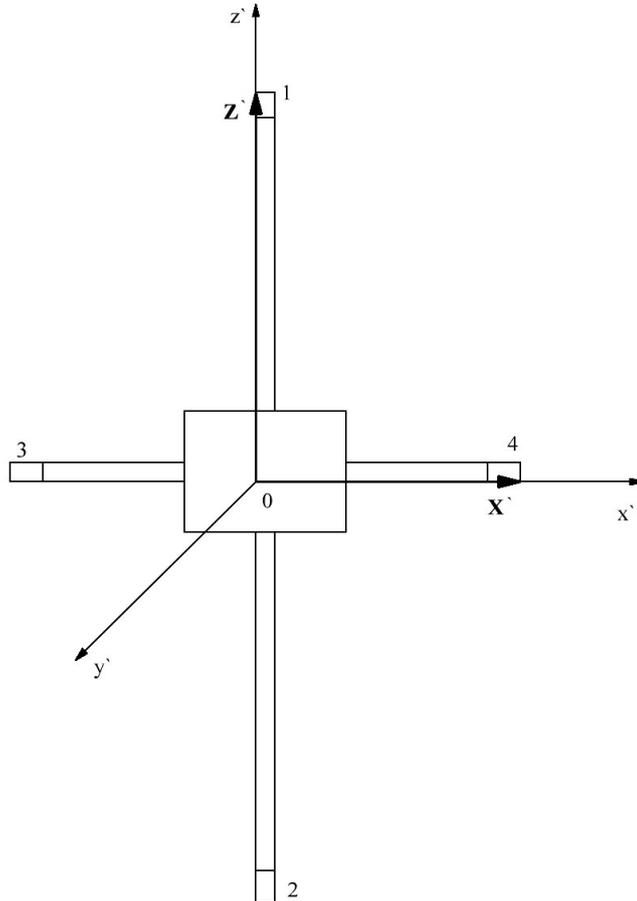


Рисунок 19 – Расположение датчиков и осей ВСК

В любой момент времени компонента магнитного поля B_z^k каждого из датчиков в ГЦСК:

$$B_z^k = \mathbf{M}_z \mathbf{B}'^k.$$

Компоненты векторов \mathbf{X} и \mathbf{Z} в ГЦСК с учетом введенных векторов (15) имеют вид:

$$X_x = \mathbf{M}_x \mathbf{X}', \quad X_y = \mathbf{M}_y \mathbf{X}' \quad \text{и} \quad Z_x = \mathbf{M}_x \mathbf{Z}', \quad Z_y = \mathbf{M}_y \mathbf{Z}'.$$

Тогда модернизированный с использованием показаний датчиков 1, 4 и векторов (15) детектор (14) имеет вид:

$$F_m = \sqrt{\frac{\mathbf{M}_z \mathbf{B}'^1 - \mathbf{M}_z \mathbf{B}'^4}{\mathbf{M}_x \mathbf{X}' - \mathbf{M}_x \mathbf{Z}'} + \frac{\mathbf{M}_z \mathbf{B}'^1 - \mathbf{M}_z \mathbf{B}'^4}{\mathbf{M}_y \mathbf{X}' - \mathbf{M}_y \mathbf{Z}'}} \quad (16)$$

Детектор (14) хорошо работает, когда известно распределение магнитного поля в некоторой плоскости над искомой трубой. Однако в полевых условиях такое распределение неизвестно, а его определение требует слишком длительных измерений. Поэтому был разработан алгоритм, позволяющий реализовывать поиск трассы трубопровода с минимальными отклонениями траектории оператора от трассы трубопровода. Алгоритм основан на поиске максимума выбранного разработанного детектора трубы F_m (16) с использованием двух приближений, которые допустимы в реальных условиях поиска трассы трубопровода:

- оператору примерно известно направление трубопровода,
- радиус кривизны оси трубы много больше её диаметра.

Разработанный алгоритм состоит из нескольких этапов:

1) Начальный момент работы алгоритма поиска трассы, оператор не знает, где находится труба. Для определения, в каком направлении нужно двигаться, чтобы приближаться к трубе, оператор должен вращать прибор вокруг вертикальной оси ВСК. Во время такого вращения, программа сохраняет пары чисел $(F_m^{(k)}, \alpha^{(k)})$, где α – угол поворота горизонтальной оси ВСК относительно вектора ускорения свободного падения, а k – номер измерения. После того как оператор повернёт прибор на 180 градусов, программа определяет при каком k значение $F_m^{(k)}$ максимально и возвращает соответствующий угол $\alpha^{(k)}$. При максимальном значении детектора F_m горизонтальная ось ВСК должна указывать на трубу, поэтому программа по данным БИНС определяет текущее положение осей ВСК относительно ГЦСК и выводит оператору значение угла, на который он должен повернуть горизонтальную ось ВСК, чтобы она указывала на трубу. Угол поворота горизонтальной оси ВСК выводится программой в реальном времени, поэтому, оператор может видеть, на какой угол он повернул прибор.

2) Когда направление на трубу определено, оператор начинает прямолинейное движение к трубе. Во время такого прямолинейного движения программа вычисляет значение величины

$$f(s) = \frac{F_m^{(k)} - F_m^{(k-1)}}{ds}, \quad (17)$$

где ds – расстояние, определенное GPS модулем, которое оператор прошел между измерениями $F_m^{(k)}$ и $F_m^{(k-1)}$. Когда значение величины $f = 0$, детектор F_m максимален, и,

следовательно, оператор находится над трубой. Поэтому, в момент, когда f близко к 0, программа отдает оператору команду остановиться.

3) Далее оператор начинает прямолинейное движение вдоль предполагаемого направления трассы трубопровода. После нескольких метров движения вдоль трубы оператор должен остановиться.

4) Далее необходимо пройти некоторое расстояние вправо и влево (примерно диаметр трубы в каждом из направлений) по прямой, перпендикулярной оси трубы. При этом программа снова вычисляет величину (17) и командует оператору встать на точку, где f близко к 0, и оператор снова приступает к выполнению пункта 3. Пункты 3 и 4 алгоритма выполняются до тех пор, пока не будет исследован нужный участок трубопровода.

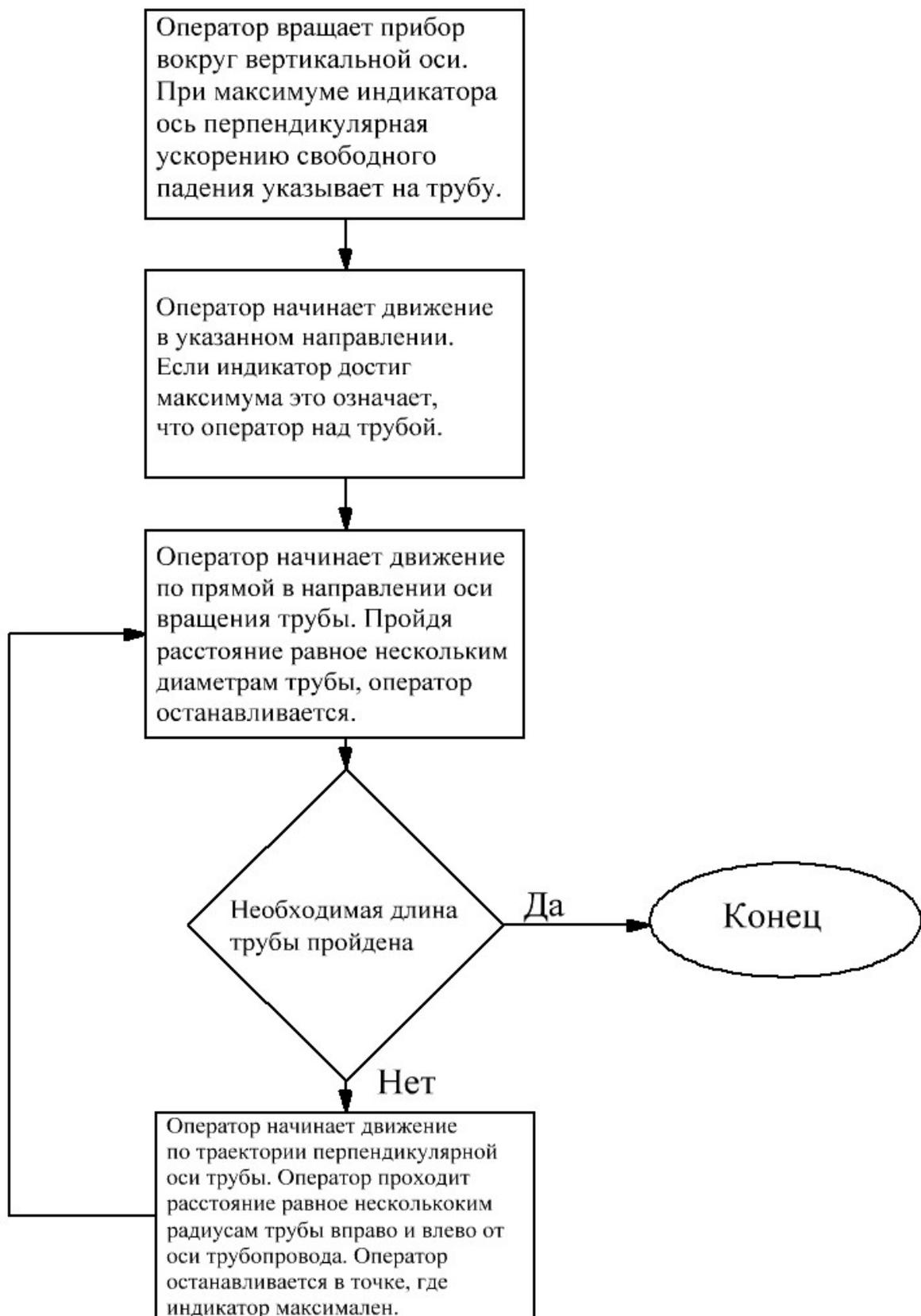


Рисунок 20 – Алгоритм поиска трассы трубопровода

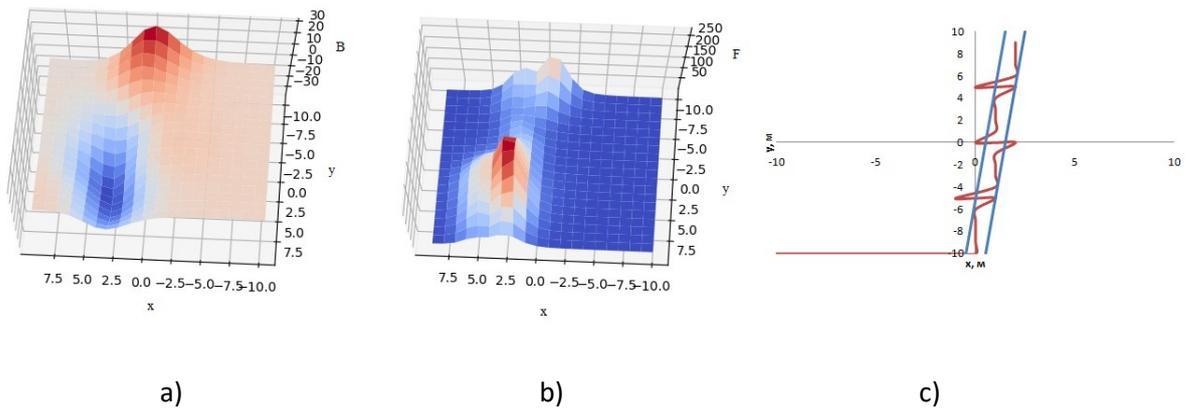


Рисунок 22 – а) моделирование распределения компоненты B_z на высоте 5 м от оси трубопровода, б) распределение детектора, в) синяя линия – границы трубы, красная – траектория оператора, построенная по алгоритму поиска трассы.

В результате моделирования различных положений и глубин залегания трубы оказалось, что во всех случаях отклонение траектории оператора от границ трубы не превышает одного диаметра трубы.

Также, для проверки состоятельности предложенного алгоритма, проводились натурные испытания на длинной стальной трубе диаметром 1 см. В качестве модели прибора использовалась трёхосевая система позиционирования и один трёхкомпонентный датчик Холла. Положение датчика в системе позиционирования описывается тремя декартовыми координатами (x, y, z) . Труба располагалась вдоль оси Ox или под небольшим углом к ней. Одному положению датчиков 1 и 4 прибора соответствовали два положения, моделирующего прибор датчика, с координатами $(x_0 + \Delta, y_0, z_0)$ и $(x_0, y_0, z_0 + \Delta)$, где $\Delta = 2$ мм, а (x_0, y_0, z_0) – координаты моделируемого расположения оператора. Поворот прибора вокруг вертикальной оси, необходимый для выполнения пункта 1 алгоритма поиска трассы трубопровода, эквивалентен следующему преобразованию координат положений датчика:

$$\{(x_0 + \Delta, y_0, z_0), (x_0, y_0, z_0 + \Delta)\} \Rightarrow \{(x_0, y_0 + \Delta, z_0), (x_0, y_0, z_0 + \Delta)\}.$$

За один шаг оператора принималось смещение положения прибора на Δ . Преобразование координат, необходимое для имитации шагу оператора в соответствии с пунктом 2 алгоритма поиска трассы, эквивалентно движению оператора вдоль оси Ox :

$$\{(x_0 + \Delta, y_0, z_0), (x_0, y_0, z_0 + \Delta)\} \Rightarrow \{(x_0 + 2\Delta, y_0, z_0), (x_0 + \Delta, y_0, z_0 + \Delta)\}. \quad (18)$$

Преобразование координат, эквивалентное шагу оператора вдоль трубы (пункт 3 алгоритма), имеет вид:

$$\{(x_0 + \Delta, y_0, z_0), (x_0, y_0, z_0 + \Delta)\} \Rightarrow \{(x_0 + \Delta, y_0 + \Delta, z_0), (x_0, y_0 + \Delta, z_0 + \Delta)\}.$$

Преобразование координат датчика, необходимое для имитации шага оператора в соответствии с пунктом 4 алгоритма, аналогично (28).

На рисунке 23 представлены примеры реальных положений трубы и траекторий, являющихся результатом работы алгоритма поиска трассы трубопровода.

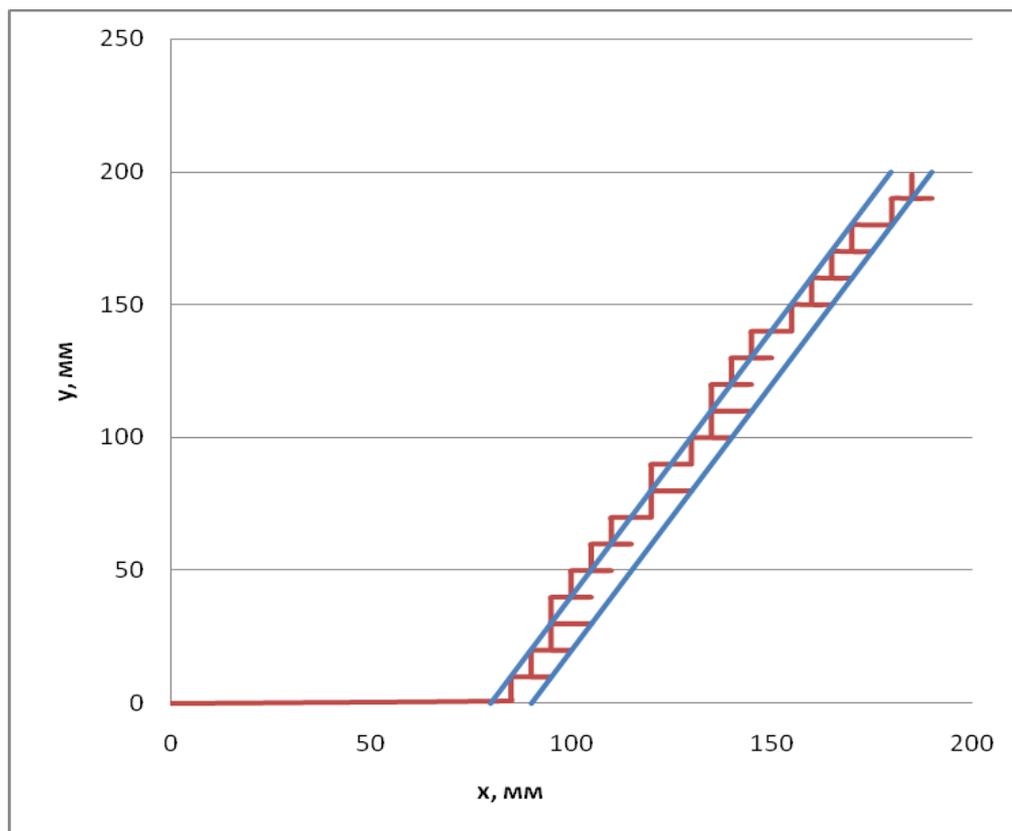
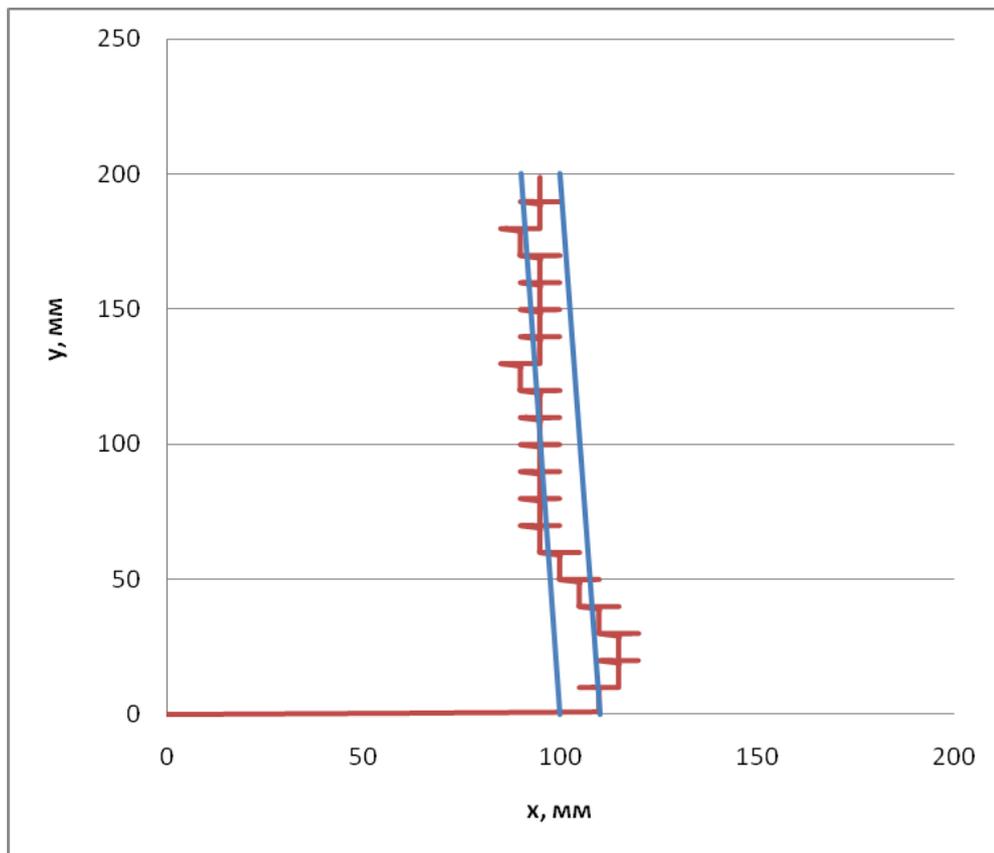


Рисунок 23 – Синими линиями обозначены границы трубы, красными – траектории движения датчика. Роль оператора выполняла система позиционирования, рассчитывающая траекторию по разработанному алгоритму поиска трассы трубопровода

В ходе натуральных испытаний с системой позиционирования, исследовалась точность восстановления положения трубы при различных углах наклона и глубинах залегания трубы. Во всех экспериментах отклонение траектории оператора от границ трубы не превышало двух диаметров трубы.

Проводились также натурные испытания алгоритма поиска трассы с использованием разработанного магнитометра. В качестве модели трубопровода использовался токовый диполь длиной 5 м. Расстояние между проводами составляло 50 см. Поле, создаваемое токовым диполем на расстоянии метра от его оси, составляло примерно 1,5 мкТл. Координаты начала и конца оси токового диполя определялись с помощью того же GPS модуля, которым определялась траектория движения оператора. Траектория оператора применяющего алгоритм поиска трассы в натурном эксперименте приведена на рисунке 24. Четыре резких смены траектории оператора на рисунке 24 вызваны необходимостью выполнения пункта 4 алгоритма поиска трассы.

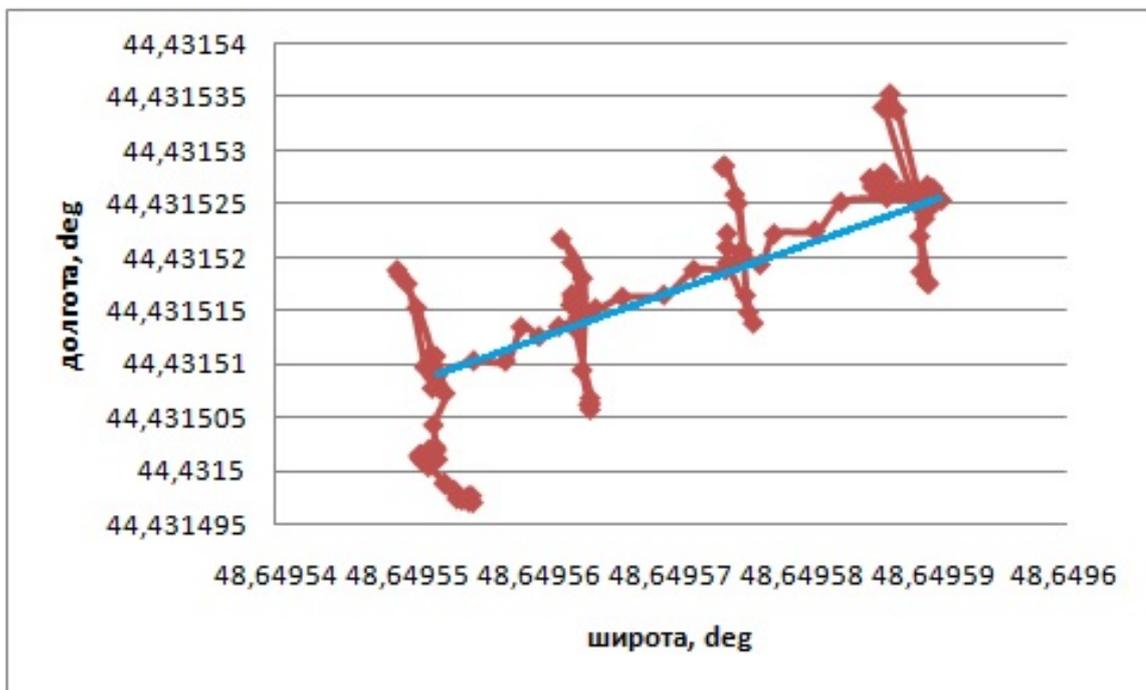


Рисунок 24 – Красным обозначена траектория движения оператора, реализующего алгоритм поиска трассы трубопровода, синим – ось токового диполя.

Модельные и натурные испытания показали, что разработанный алгоритм поиска трассы трубопровода позволяет определять расположение трубы с точностью до её удвоенного диаметра.

3.6 Результаты натурных испытаний разработанного лабораторного макета

В ходе натурных испытаний разработанного программно-аппаратного комплекса исследовались различные участки стальной трубы диаметром 200 мм. Модуль геомагнитного поля составил для данной местности 51,7 мкТл. Фотография исследуемой трубы представлена на рисунке 25. При испытаниях оператор ходил по прямой параллельной оси трубы с холловским магнитным сканером. На рисунке 26 представлено распределение модуля магнитного поля вдоль участка трубопровода длиной 10 м, измеренное датчиком сканера на расстоянии 1 м от оси трубопровода для первого исследуемого участка (участок №1).



Рисунок 25 – Исследуемая стальная труба

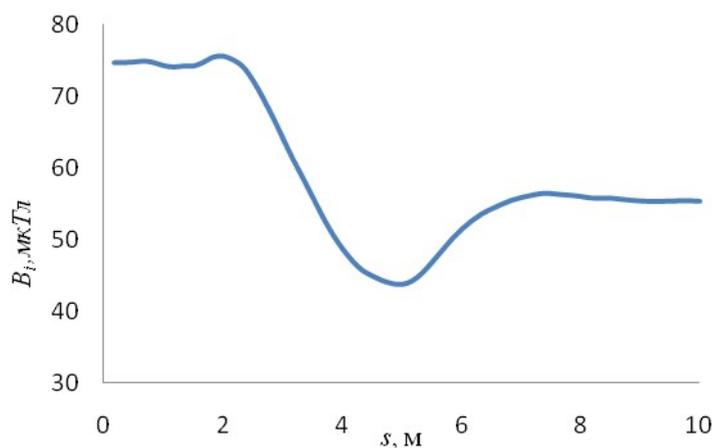


Рисунок 26 – Распределение модуля магнитного поля вдоль участка трубопровода на расстоянии 1 м от оси трубы для участка №1

На рисунке 27 изображено распределение компонент магнитного поля в ГЦСК для того же измерения.

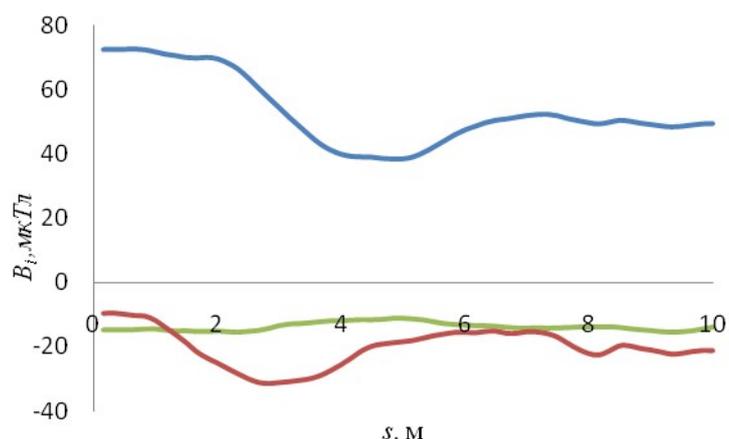


Рисунок 27 – Распределение компонент магнитного поля вдоль участка №1 трубопровода. Синим – распределение компоненты B_z , красным – B_x , зеленым – B_y ,

Индекс $i = x, y, z$. Здесь и далее направление оси $0z$ ГЦСК соответствует направлению вектора ускорения свободного падения, а ось $0y$ сонаправлена с осью трубы.

Распределение модуля и компонент магнитного поля в ГЦСК вдоль участка трубопровода, измеренное датчиком сканера на расстоянии 2 м от оси трубопровода, приведено для участка на рисунке 28.

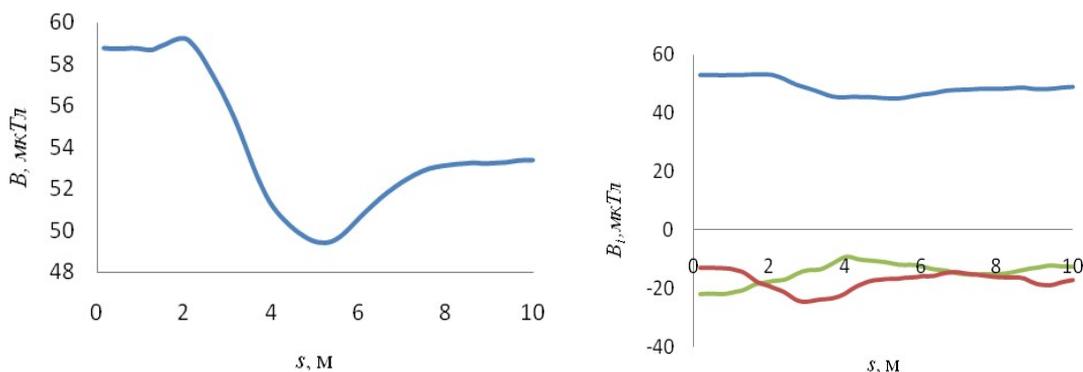


Рисунок 28 – Распределение модуля (слева) и компонент магнитного поля (справа) вдоль участка трубопровода на расстоянии 2 м от оси трубы для участка №1. Синим – распределение компоненты B_z , красным – B_x , зеленым – B_y

На рисунке 29 представлено распределение модуля и компонент магнитного поля в ГЦСК вдоль участка трубопровода, измеренное датчиком сканера на расстоянии 3 м от оси трубопровода.

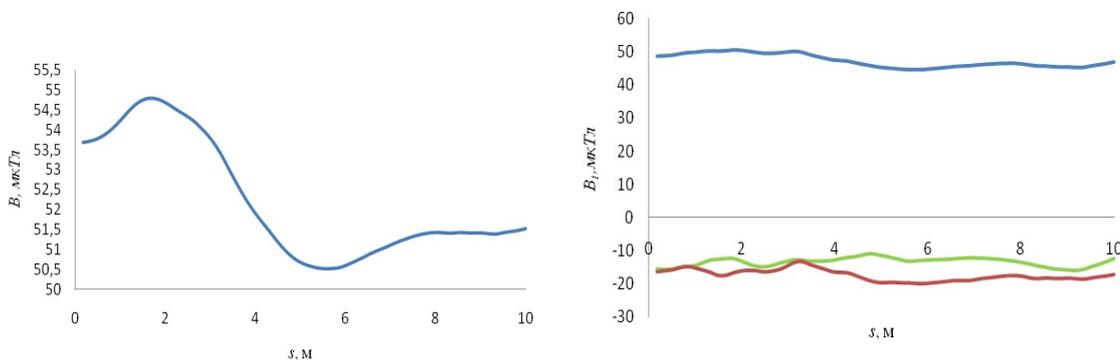


Рисунок 29 – Распределение модуля (слева) и компонент магнитного поля (справа) вдоль участка трубопровода на расстоянии 3 м от оси трубы для участка №1. Синим – распределение компоненты B_z , красным – B_x , зеленым – B_y

Исходя из проведенных исследований видно, что распределения магнитного поля вдоль оси реального трубопровода имеет случайный медленно меняющийся характер.

Для моделирования дефектов трубы и напряженно деформированного состояния использовались неодимовые магниты размером приблизительно 10x20x3 мм. При выборе магнитов учитывались результаты исследования дефектов и напряженно деформированного состояния в стальных стержнях (в рамках гранта РФФИ № 15-19-00028),

а также результаты реальных измерений на подземных трубопроводах [36]. Магниты выбирались таким образом, чтобы отношение создаваемого ими магнитного поля к магнитному полю исследуемой трубы было примерно таким же, как отношение магнитного поля создаваемого дефектами или напряженно деформированным состоянием к магнитному полю исследуемого объекта для стержней и реальных трубопроводов.

Эксперименты показали, что наиболее чувствительным индикатором модели дефекта трубопровода является модуль разности магнитного поля ближайшего к трубе датчика и противоположного к нему. Для исследования влияния магнитного поля модели дефекта на выбранный индикатор использовался второй участок трубопровода (участок №2), на котором собственная намагниченность трубы минимальна. На рисунке 30 приведено распределение модуля магнитного поля на расстоянии 1 м от оси трубы. Видно, что наиболее гладкий отрезок, не содержащий зон напряженно-деформированного состояния, имеет координаты от 1,8 до 4,5 м.

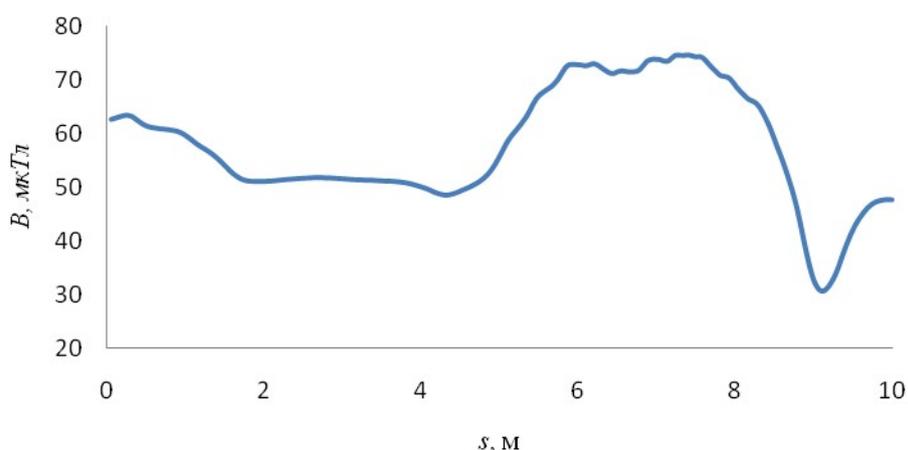


Рисунок 30 – Распределение модуля магнитного поля вдоль участка №2 трубопровода. Расстояние от датчика до трубы 1 м.

На этот отрезок крепился магнит моделирующий дефект. Координата модельного дефекта на оси абсцисс – 2,5 м. На рисунке 31 приведено распределение модуля разности магнитного поля ближайшего к трубе датчика, расположенного на расстоянии 1 м от оси трубы, и противоположного к нему вдоль выбранного отрезка участка №2 трубопровода.

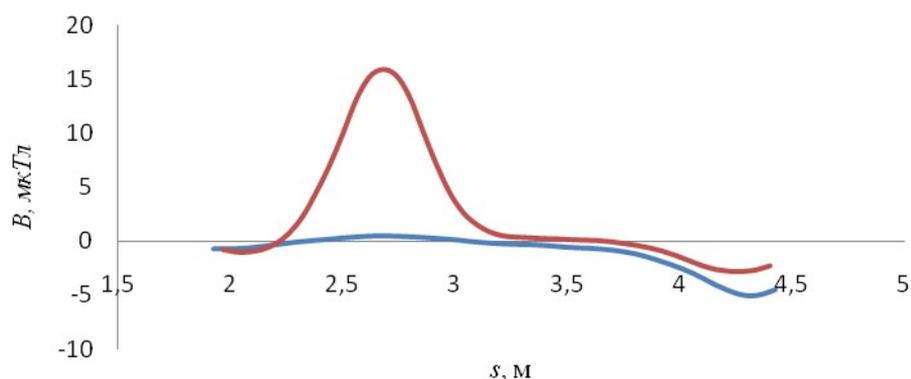


Рисунок 31 – Распределение индикатора вдоль выбранного отрезка участка №2 трубопровода на расстоянии 1 м от оси трубы. Синим – распределение для трубы без дефекта. Красным – распределение для трубы с моделью дефекта. Модель дефекта имеет координату 2,5 м по оси абсцисс

Для определения предельного расстояния обнаружения дефекта или напряженно деформированного состояния в трубопроводе выбран новый участок (участок № 3) исследуемого трубопровода и проведены измерения аналогичные предыдущим, однако теперь оператор регистрировал распределения магнитного поля на разных расстояниях от оси трубопровода. Сначала проводилось измерение магнитного поля вдоль участка № 3 трубопровода без модели дефекта на расстоянии 1 м. Распределение модуля магнитного поля для такого случая представлено на рисунке 32.

Затем моделирующий дефект магнит был закреплен на координате 6,5 м оси абсцисс и исследовался отрезок с координатами от 4 до 8 метров по оси абсцисс. На рисунке 33 приведено распределение модуля разности магнитного поля ближайшего к трубе датчика, расположенного на расстоянии 1 м от оси трубы, и противоположного к нему вдоль выбранного отрезка участка № 2 трубопровода.

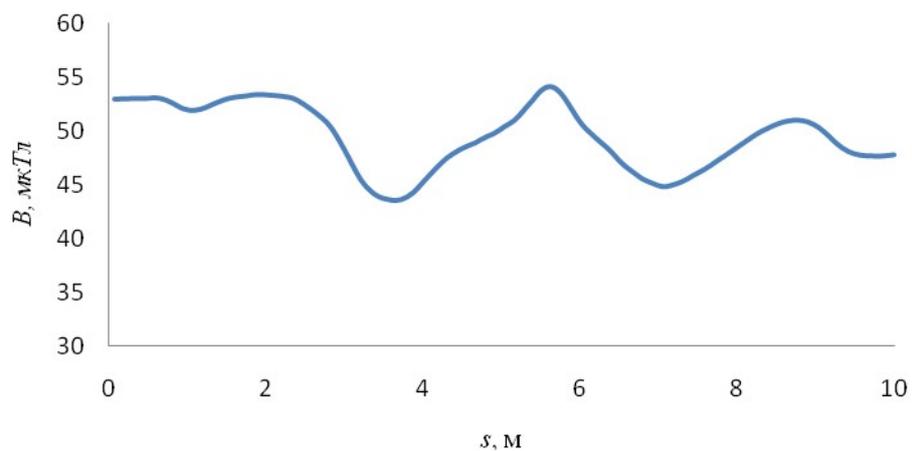


Рисунок 32 – Распределение модуля магнитного поля вдоль участка №3 трубопровода. Расстояние от датчика до трубы 1 м.

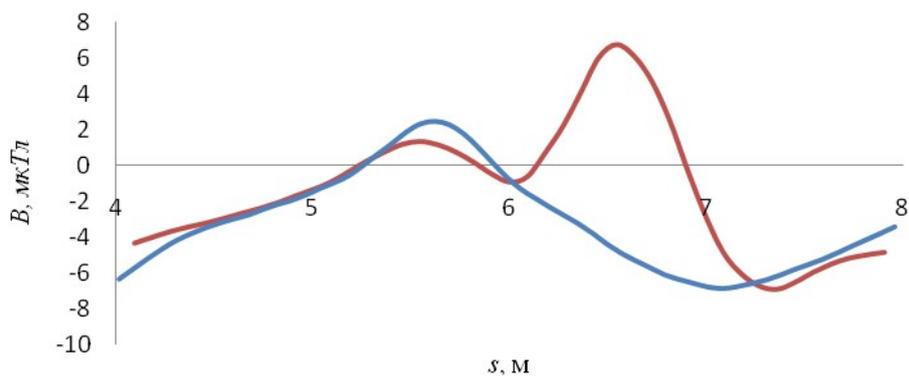


Рисунок 33 – Распределение индикатора вдоль выбранного отрезка участка №3 трубопровода на расстоянии 1 м от оси трубы. Синим – распределение для трубы без дефекта. Красным – распределение для трубы с моделью дефекта. Модель дефекта имеет координату 6,5 м по оси абсцисс

Далее измерялось распределение модуля разности магнитного поля ближайшего к трубе датчика, расположенного на расстоянии 3 м от оси трубы, и противоположного к нему вдоль выбранного отрезка участка №3 трубопровода. Полученное распределение приведено на рисунке 34.

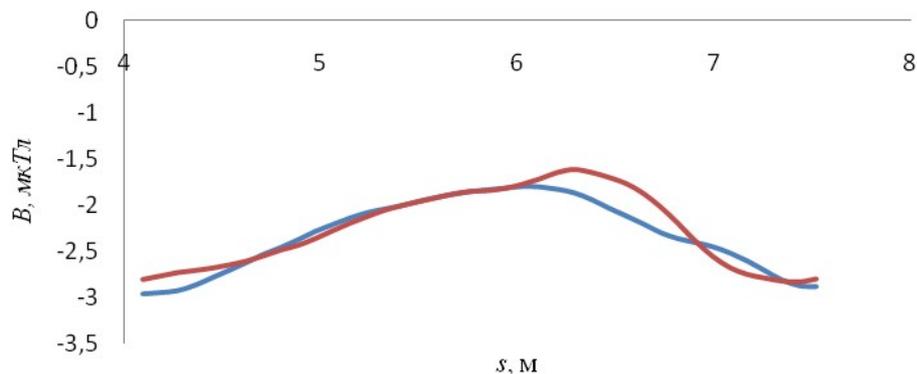


Рисунок 34 – Распределение индикатора вдоль выбранного отрезка участка №3 трубопровода на расстоянии 3 м от оси трубы. Синим – распределение для трубы без дефекта. Красным – распределение для трубы с моделью дефекта. Модель дефекта имеет координату 6,5 м по оси абсцисс

На последнем этапе измерения производились на расстоянии 5 м от оси трубы. Полученное на таком расстоянии распределение приведено на рисунке 35.

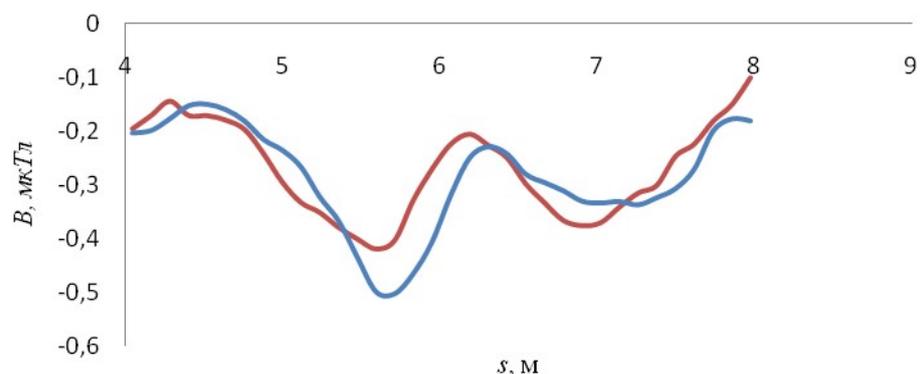


Рисунок 35 – Распределение индикатора вдоль выбранного отрезка участка №3 трубопровода на расстоянии 5 м от оси трубы. Синим – распределение для трубы без дефекта. Красным – распределение для трубы с моделью дефекта. Модель дефекта имеет координату 6,5 м по оси абсцисс

Чувствительность разработанного холловского магнитного сканера составляет 1 нТл в геомагнитном поле. Погрешность измерений при калибровке в видимой системе координат составляет 100 нТл, а при калибровке в ГЦСК – 300 нТл. Модельные и натурные испытания показали, что с использованием разработанного алгоритма поиска трассы трубопровода сканер позволяет определять расположение трубы с точностью до её удвоенного диаметра. Определение координат с помощью встроенного в сканер GPS модуля имеет погрешность порядка 0,5 м. Относительная точность измерений трехосевым акселерометром интегрированным в прибор составляет 10^{-3} , что соответствует заявленным производителем акселерометров характеристикам. Расстояние между датчиками, установленными на концах профилей, составляют 2 метра между датчиками 1 и 2 и полтора метра между датчиками 3 и 4 (здесь используется нумерация датчиков на рисунке 13). Результаты натурных испытаний позволяют сделать вывод, что с помощью разработанного холловского магнитного сканера можно обнаруживать дефекты и участки напряжено-деформированного состояния в трубопроводе на расстояниях не более пятнадцати диаметров трубы. При этом чувствительность сканера позволяет детектировать трубу на расстояниях до 25 диаметров трубы.

4 Программно-аппаратный комплекс для приема и обработки сигналов ядерной магнитной релаксации

Параметрические методы анализа сигнала ядерной магнитной релаксации крайне редко используются в задачах магнитометрии и спектроскопии из-за того что требуют некоторых априорных данных об исследуемом сигнале. Эту проблему можно преодолеть двумя способами: использовать метод, требующий как можно меньше априорных сведений о сигнале, или определять каким-то образом необходимые сведения. В первом случае необходимо определить наиболее универсальный метод для обработки квазигармонического сигнала ядерной магнитной релаксации, а во втором случае в качестве источника априорных данных можно использовать обученную нейронную сеть.

4.1 Квазиоптимальный метод оценки параметров сигнала ядерной магнитной релаксации в релаксационном магнитометре

Исследуем некоторые параметрические методы оперативной обработки дискретизированных сигналов затухания свободной индукции.

1) Пятиточечный параметрический метод

Пятиточечный метод это нелинейный параметрический метод оценивания частоты, который применяется для квазигармонического сигнала

$$x(t) = a(t) \sin[\theta(t)], \quad (19)$$

с медленно меняющимися за время одного квазипериода колебаний амплитудой $a(t)$ и мгновенной частотой $\omega(t) = \dot{\theta}(t)$, для которого

$$|\dot{\omega}(t)| \leq \mu \omega^2(t), \quad |\dot{a}(t)| \leq \mu a(t) \omega(t), \quad 0 < \mu \ll 1.$$

Для последовательности $x[n]$ ($n = 0, \dots, N - 1$) дискретизированных с шагом Δt значений сигнала (19) строятся выражения следующего вида

$$c[n] = x^2[n - 2Q] - x[n - 3Q]x[n - Q], \quad d[n] = x^2[n - 2Q] - x[n - 4Q]x[n], \quad e[n] = \frac{d[n]}{c[n]}. \quad (20)$$

Здесь Q – параметр прореживания. С помощью формул (20) можно получить выражения для отсчетов мгновенной частоты, учитывая приближение порядка $O(\mu)$:

$$f[n - 2Q] \approx \frac{1}{2\pi Q \Delta t} \arccos\left(\frac{\sqrt{e[n]}}{2}\right). \quad (21)$$

Для выборок, содержащих более чем $5Q$ отсчетов, значение величины $e[n]$ оценивается методом наименьших квадратов [23]. Тогда выражение для оценки $e[n]$ величины $e[n]$ имеет вид

$$\varepsilon[n] = \left\{ \sum_{i=n-(K-1)/2}^{n+(K-1)/2} c^2[i] \right\}^{-1} \sum_{i=n-(K-1)/2}^{n+(K-1)/2} d[i]c[i], \quad n = \frac{K-1}{2}, \dots, N - \frac{K+1}{2},$$

а выражение (21) для мгновенной частоты принимает вид:

$$f[n] \approx \frac{1}{2\pi Q \Delta t} \arccos \left\{ \frac{\sqrt{\varepsilon[n]}}{2} \right\}, \quad n = \frac{K-1}{2}, \dots, N - \frac{K+1}{2}.$$

Здесь Δt – временной интервал дискретизации, K – длина окна, по которому вычисляется оценка частоты, N – общее число отсчетов выборки сигнала.

2) Метод Прони

Модифицированный метод Прони часто применяется для обработки дискретизированных сигналов, но при обработке сигнала затухания свободной индукции имеет ряд недостатков. Сигнал затухания свободной индукции в магнитных полях сильной неоднородности затухает не экспоненциально. В ряде случаев сигнал ЯМ релаксации может описываться моделью

$$x(t) = a(t) \sin[\theta(t)] \operatorname{sinc}(\psi t), \quad (22)$$

где ψ – безразмерная величина, зависящая от неоднородности магнитного поля.

Количество параметров для того чтобы описать сигнал (22) с меньшей ошибкой моделью сигнала модифицированного метода Прони возрастает с увеличением ψ , поэтому в полях сильной неоднородности данный метод использовать неэффективно.

3) Метод периодамера

Данный метод заключается в подсчете пересечений нуля сигналом и последующем определении его частоты по времени между первым и последним пересечениями [28]. Для дискретизированных сигналов пересечением нуля считается смена знака между отсчетами сигнала. Для увеличения точности работы данного метода применялась линейная аппроксимация сигнала между двумя точками с разными знаками. Пусть есть два отсчета сигнала $x[n]$ и $x[n+1]$, таких что $x[n]x[n+1] < 0$, решаем систему уравнений

$$\begin{aligned} An + B &= x[n], \\ A(n+1) + B &= x[n+1]. \end{aligned}$$

Здесь A и B – коэффициенты линейной аппроксимации сигнала между его отсчетами, тогда пересечением сигналом нуля будем считать такое $n < m < n + 1$, для которого выполняется $Am + B = 0$, таким образом, время пересечения сигналом нуля $t' = m/f_d$, где f_d

– частота дискретизации сигнала. Таким образом, частота оцениваемая методом периодомера:

$$\omega = \frac{1}{I} \sum_{i=0}^I \frac{1}{t'_i},$$

где t'_i – время между двумя соседними пересечениями нуля, I – общее количество пересечений нуля.

Метод периодомера имеет ряд недостатков, среди которых неточность работы на коротких выборках, высокие требования к отношению сигнал-шум и неточность в полях высокой неоднородности, когда сигнал затухания свободной индукции может затухать до нуля.

Для сравнения описанных методов проводилось численное моделирование. Модель сигнала свободной прецессии представим в виде

$$x[n] = A \sin(2\pi f n / f_d) \exp(-\gamma n) + \xi[n], \quad (23)$$

где γ – коэффициент экспоненциального затухания сигнала, а ξ – аддитивный гауссов шум. Частота дискретизации f_d выбрана 10 МГц, что соответствует реальной частоте дискретизации в разработанном макете ЯМР магнитометра, частота сигнала $f = 2000$ Гц, что соответствует частоте сигнала затухания свободной индукции в поле Земли.

Поскольку зашумленность сигнала затухания свободной индукции является главной проблемой при определении частоты ядерного магнитного резонанса, исследуем каждый из предложенных методов на устойчивость к шумам.

Положим в модели (23) коэффициент затухания $\gamma = 0,0001$ и определим зависимость дисперсии оценки и смещения каждого из методов от коэффициента сигнал-шум (КСШ) для 100000 отсчетов сигнала.

На рисунке 36 приведен график зависимости дисперсии оценки частоты методом от КСШ. На рисунке 37 приведен график зависимости смещения методов от КСШ

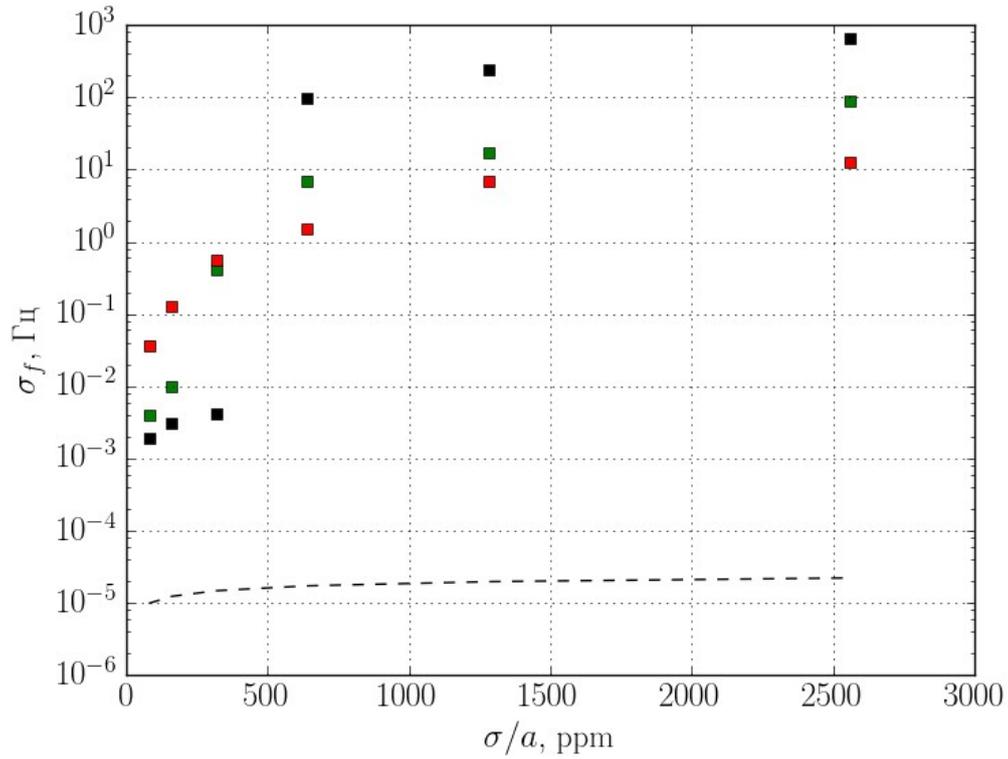


Рисунок 36 – Черным обозначены результаты с использованием метода периодомера, красным – пятиточечного метода и зеленым – метода Прони. Пунктирной линией обозначен предел Рао – Крамера для заданных модельных сигналов

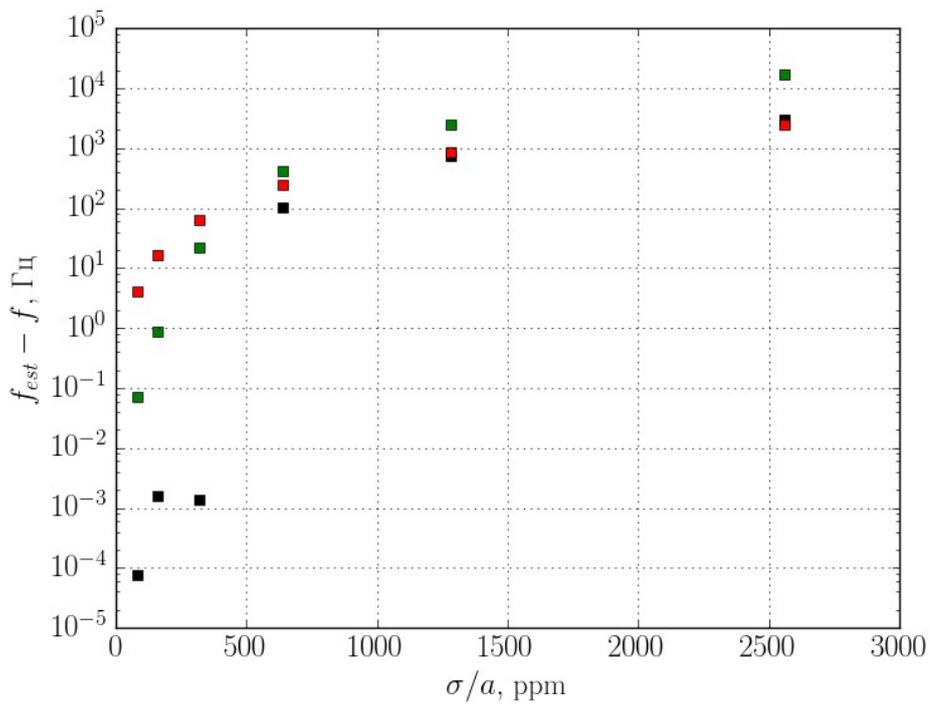


Рисунок 37 – Черным обозначены результаты с использованием метода периодомера, красным – пятиточечного метода и зеленым – метода Прони.

Для сравнения производительности методов измерялось время работы каждого из алгоритмов, реализованных в C#. Для сигнала содержащего 1000000 отсчетов, время работы метода Прони составило 10 секунд, время работы пятиточечного метода и метода периодомера составили по 22 миллисекунды.

Сравнения показали, что периодомер неустойчив к шумам и при КСШ, близком к ожидаемому в действующем протонном магнитометре, имеет значительно большую дисперсию и смещение, чем метод Прони и пятиточечный метод. Учитывая, что метод Прони требует больших вычислительных затрат, для сигналов свободной ядерной релаксации пятиточечный метод квазиоптимален для поиска частоты сигналов затухания свободной индукции.

4.2 Нейросетевые методы предварительной оценки параметров сильно зашумленных сигналов ядерной магнитной релаксации

Существует несколько задач ЯМР спектроскопии, которые могут быть решены с помощью применения машинного обучения. Одной из таких задач является детектирование затухающего квазигармонического сигнала с произвольными параметрами на фоне шума. Оптимальным решением данной задачи является использование согласованного фильтра. Однако для этого необходимо знать параметры искомого сигнала. Рассмотрим нейросетевой подход. При таком подходе описанную проблему можно представить как задачу классификации сигналов. Выходом нейронной сети будет одно из двух состояний: $[0, 1]$ – на фоне шума есть детерминированный сигнал и $[1, 0]$ – сигнала нет. Для того чтобы определить состоятельность такого подхода создан датасет из 115000 сигналов со случайными частотами и начальными фазами и разными уровнями коэффициентов сигнал-шум (КСШ). Половину сигналов в датасете можно представить в виде:

$$x_i(t) = \sin[\omega_i t + \varphi_i] e^{-\gamma t} + \xi(t),$$

Другая половина сигналов – просто нормальный шум. Задачей искусственной нейронной сети является определение наличия квазигармонической составляющей сигнала. Для решения такой задачи, использовалась свёрточная нейронная сеть. Архитектура сети представлена в таблице 2.

Таблица 2 – Архитектура нейронной сети

Номер и вид слоя	1 (сверточный)	2 (сверточный)	3 (сверточный)	4 (полносвязный)	5 (полносвязный)	6 (выходной)
Количество нейронов в слое	3200	10240	65536	128	80	2
Количество фильтров	16	32	64	-	-	-
Размер фильтра	20	10	2	-	-	-

Стандартные сверточные фильтры для данной задачи не оптимальны, так как используемые в датасете сигналы быстро затухают и нейроны, рецептивная область которых попадает в ту часть, где сигнал сильно затух, не несут никакой информации. Поэтому матрицы сверточных фильтров умножались не на последовательные отсчеты сигнала, а на прореженный сигнал, т.е. если в классической сверточной сети связь между слоями:

$$y_i = \sum_{j=0}^N x_j w_{ij} + b_i,$$

где y_i – сигнал нейрона следующего слоя, x_i – сигнал нейрона предыдущего слоя, N – размер фильтра, w_{ij} – матрица весов фильтра и b_i – смещение нейрона, то в сверточной сети с прореживанием:

$$y_i = \sum_{j=0}^N x_{jQ} w_{ij} + b_i,$$

где Q – коэффициент прореживания. Использование фильтра с прореживанием позволяет сильно уменьшить рецептивные поля нейронов без потери информации, а значит и снизить количество свободных параметров сети, что обеспечивает лучшее и более быстрое обучение.

В описанном выше датасете 2/3 сигналов использовались для обучения сети и 1/3 в качестве тестовых сигналов. Результаты детектирования сравнивались с согласованным детектором, который легко построить, учитывая, что все детерминированные составляющие сигналов в датасете известны. Согласованный детектор работает

следующим образом. Для сигнала из датасета, содержащего искомую квазигармоническую составляющую находится максимальная амплитуда A_1 на выходе фильтра, импульсной характеристикой которого является как раз искомая квазигармоническая составляющая. Далее для того же сигнала, детерминированная составляющая вычитается и находится максимальная амплитуда A_2 на выходе такого же фильтра, который теперь фильтрует только шум. Сигнал считается обнаруженным, если $A_1 > A_2$.

Датасет содержит сигналы при 10 различных КСШ. Коэффициенты затухания сигналов $\gamma = -0,005$, а частоты и начальные фазы сигналов варьируются. Сравнение результатов детектирования на тестовой выборке нейросетью и согласованным детектором приведено на рисунке 38.

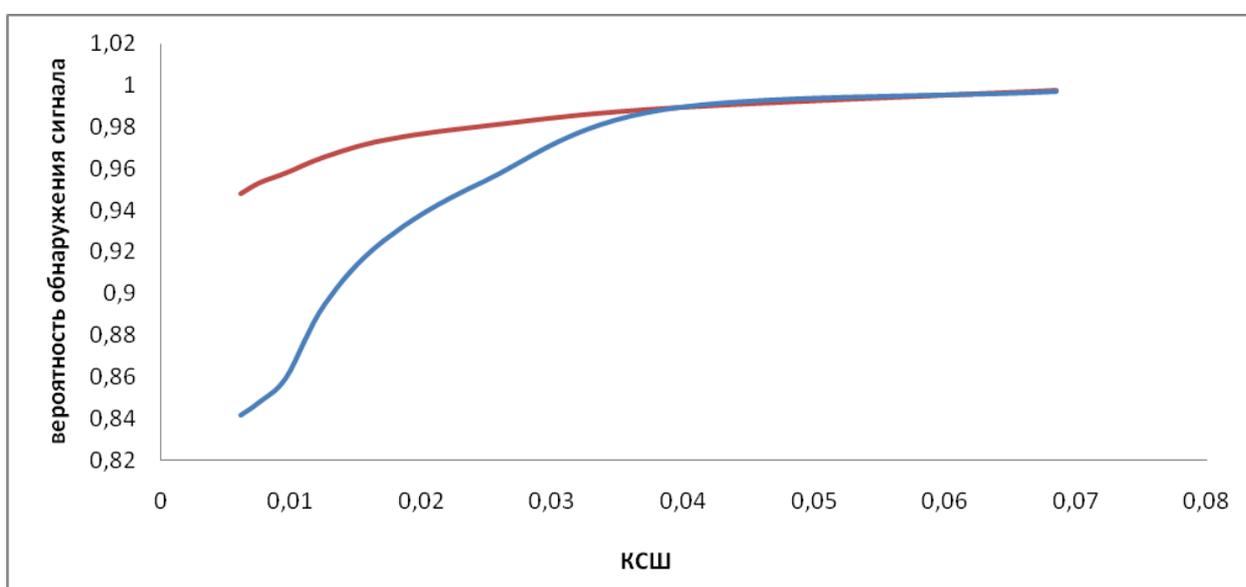


Рисунок 38 - Результаты детектирования сигнала на тестовой выборке нейросетью (синий) и согласованным детектором (красный)

Из рисунка видно, что нейросетевой метод обнаружения немного уступает согласованному детектору. Но в отличие от согласованного детектора нейронной сети не нужно точно знать искомый сигнал. Спектральный же метод обнаружения пиков до значения КСШ = 0,07 совершенно не применим.

Ещё одной задачей спектроскопии, в решении которой может помочь нейронная сеть, является задача определения количества пиков в сильно зашумленном спектре вещества.

Рассмотрим реальные сигналы двух веществ: метилацетонитрила (рисунок 39) и диметилбензола (рисунок 40). Сигналы взяты из архивов Тихоокеанского лютеранского университета и не содержат данных о частоте дискретизации, поэтому на рисунках частота обозначена как относительная.

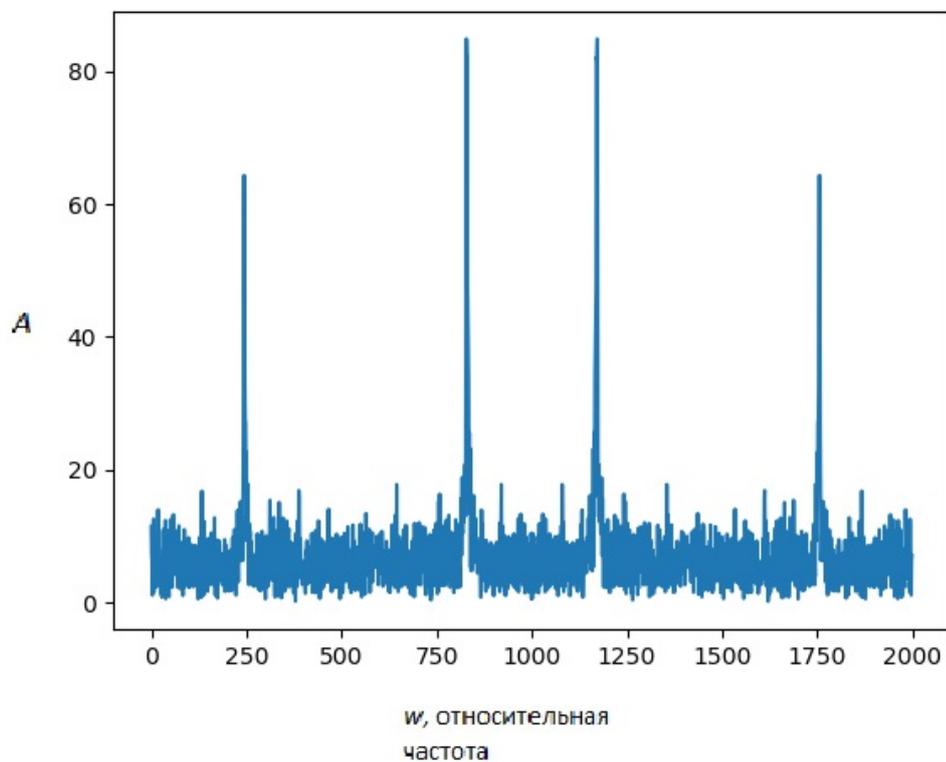


Рисунок 39 – спектр метилацетонитрила

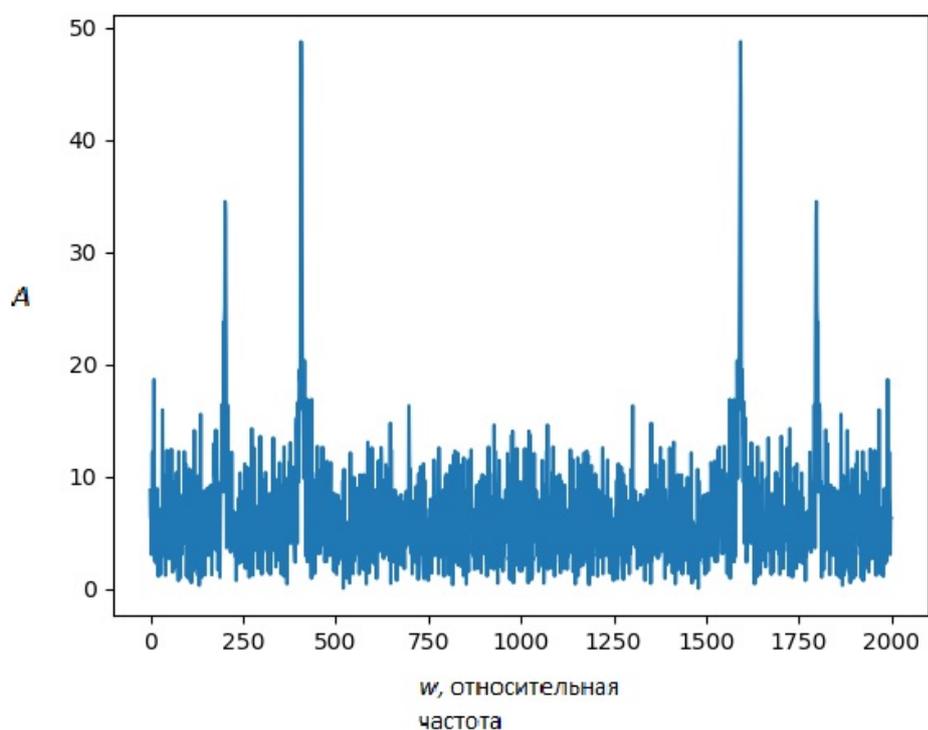


Рисунок 39 – спектр диметилбензола

Если прибавить к этим сигналам нормальный шум, это будет эквивалентно уменьшению концентрации вещества в исследуемой пробе. На рисунке 40 приведены примеры спектров диметилбензола и метилацетонитрила с дополнительным шумом, КСШ при этом составлял примерно 0,065

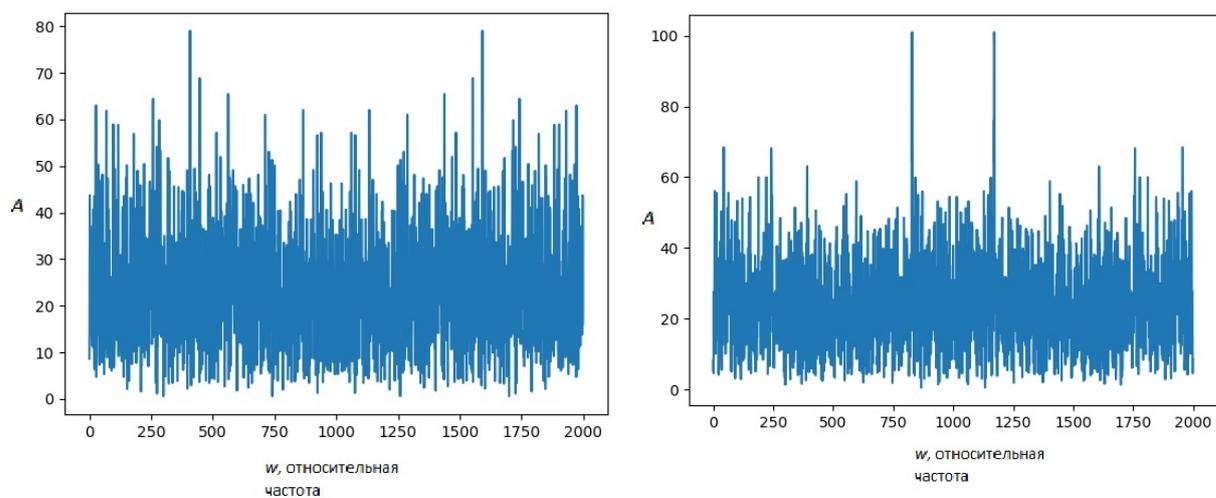


Рисунок 40 – спектры диметилбензола и метилацетонитрила с дополнительным шумом

Спектрально определить количество пиков уже невозможно. Обучим нейросеть задаче классификации сигналов по количеству пиков, используя в качестве обучающей выборки модели зашумленных квазигармонических сигналов с одной или двумя гармониками. Выход такой нейронной сети будет иметь три возможных состояния: $[1,0,0]$ – квазигармонической составляющей в шуме нет, $[0,1,0]$ – в шуме есть одна гармоника, $[0,0,1]$ – в шуме 2 гармоники. Обученная по 10000 модельных сигналов нейросеть оказалась способна различать наличие одного или двух пиков с вероятностью до 99,13% на тестовой выборке при КСШ – 0,065, однако при использовании реальных сигналов вероятность правильной оценки оказалась меньше. Для метилацетонитрила – 92,5% при одном КСШ – 0,065, но разных выборках шума, а для диметилбензола – 85% при тех же условиях. Уменьшение точности оценки вызвано скорее всего тем, что использованные в обучающей выборке модели не достаточно подходят для описания реальных сигналов. Таким образом, нейросеть способна классифицировать зашумленные сигналы ЯМР спектроскопии по количеству гармоник.

4.3 Результаты испытаний лабораторного макета

В результате проведенных исследований удалось значительно увеличить точность и чувствительность лабораторного макета протонного магнитометра благодаря использованию адаптивной фильтрации и нелинейного параметрического метода оценки параметров сигнала. Достигнутая чувствительность составила 17 пТл.

Исследования классификации сигналов ЯМР спектроанализаторов с помощью искусственных нейронных сетей показали возможность детектирования сигнала ядерной магнитной релаксации в больших шумах и определения количества гармоник в зашумленном сигнале, когда это нельзя сделать с помощью спектрального анализа. Точность предсказаний количества гармоник сигнала нейросетью на реальных веществах составила примерно 90%

Заключение

В рамках ВКР были разработаны и исследованы оптимальные методы обработки и интерпретации данных магнитометрических устройств на основе эффекта Холла и ЯМР. В результате разработаны, протестированы и исследованы метод калибровки трехкомпонентных холловских датчиков, метод интерпретации данных распределений магнитного поля, измеренных холловским магнитометром вдоль трубопровода, метод поиска трассы трубопровода холловским магнитным сканером. Исследования нелинейных параметрических методов позволили разработать квазиоптимальный алгоритм обработки сигнала свободной ядерной релаксации. Исследование нейросетевых методов для обнаружения и классификации сигналов свободной ядерной релаксации могут позволить повысить чувствительность ЯМР спектроскопии.

Литература

1. Lenz J. E., A review of magnetic sensors // *Proceedings of the IEEE*, 1990, vol. 78, pp. 973 – 989
2. Tumanski S., A review of magnetic sensors // *Przeegl. Elektr.*, 2013, vol. 10, pp. 1 – 12
3. Ripka P., Primdahl F., Nielsen O. V., Petersen J., Magnetic field measurement using the fluxgate sensor // *Sensors and Actuators*, 1995, vol. 46, pp. 307 – 311
4. Menghui Zhi, Liang Tang, Donghai Qiao, Design and analysis of miniature tri-axial fluxgate magnetometer // *Modern Physics Letters B*, 2017, vol. 31, pp. 1 – 11
5. Popovic R.S., *Hall Effect Devices*, second ed., IOP Publishing, Bristol and Philadelphia, 2004, p. 420
6. Popovic D., Dimitrijevic S., Blagojevic M., Kejik P., Schurig E., Popovic R, Three-axis teslameter with integrated hall probe // *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 2007, vol. 56, pp. 1396 – 1402
7. Van Su Luong, Jen-TzongJeng, Chih-Cheng Lu and Hua-Yi Hsu, Low-Noise Tunneling-Magnetoresistance Vector Magnetometers with Flux Chopping Technique // *Measurement*, vol. 109, 2017, pp. 297 – 303
8. Fagaly R. L., Superconducting quantum interference device instruments and applications // *Review of Scientific Instruments*, 2006, vol. 77, pp. 1 – 45
9. Budker D. and Romalis M., Optical magnetometry // *Nature Physics*, 2007, vol. 3, pp. 227 – 234
10. Jefferson A., Pereira J., A., Practical and Automated Hall Magnetometer for Characterization of Magnetic Materials // *Modern Instrumentation*, 2015, vol. 04, pp. 43 – 53
11. Nowicki M., Kachniarz M., Temperature error of Hall-effect and magnetoresistive commercial magnetometers // *Archives of electrical engineering*, 2017, vol. 66, pp. 625 – 630
12. Munschy M., Boulanger D., Patrice U., Bouiflane Mustapha, Magnetic mapping for the detection and characterization of UXO: Use of multi-sensor fluxgate 3-axis magnetometers and methods of interpretation // *Journal of Applied Geophysics*, 2007, vol. 61, pp. 168 – 183
13. Голубев А.А., Игнатьев В.К. Цифровой нанотеслометр // *Известия высших учебных заведений. Приборостроение*, 2010, с. 49 – 54

14. Gebre-Egziabher D., Elkaim G.H., Powell J.D., Parkinson B.W., A non-linear, two-step estimation algorithm for calibrating solid-state strapdown magnetometers // Proceedings of the 8th International Conference on Navigation Systems, St. Petersburg, Russia, 27 – 31 May 2001, pp. 200 – 299
15. Nikos G., Michael G.S., Head detection and tracking by 2-D and 3-D ellipsoid fitting // Proceedings of the International Conference on Computer Graphics, Geneva, Switzerland, 19 – 24 June 2000, pp. 221 – 226
16. Zhijian Zhou, Defu Cheng, Ta Zhao, Xiaoning Zhu, A three-step calibration method for tri-axial field sensors in a 3D magnetic digital compass. // Measurement Science and Technology, 2017, vol. 28, pp. 55 – 106
17. Díaz-Michelena M., Small magnetic sensors for space applications // Sensors, 2009 vol. 9, pp. 2271 – 2288
18. Yuanxin Wu, Shitu Luo, On Misalignment between Magnetometer and Inertial Sensors // IEEE Sensors Journal, 2016, vol. 16, pp. 6288 – 6297
19. Metge J., Mégret R., Giremus A., Berthoumieu Y. and Décamps T., Calibration of an inertial-magnetic measurement unit without external equipment, in the presence of dynamic magnetic disturbances. // Measurement Science and Technology, 2014, vol. 25, pp. 125 – 106
20. Bruder S., El-Osery A., Low-Cost Inertial Navigation // Control and Systems Engineering, vol. 27, pp. 231 – 259
21. Gebre-Egziabher D., Gabriel H. Elkaim J., Powell D., Parkinson W., Calibration of Strapdown Magnetometers in Magnetic Field Domain // Journal aerospace engineering, 2006, vol. 19, pp. 87 – 102
22. Zhiyong Guo, Dejun Liu, Qi Pan, Yingying Zhang, Yi Li, and Zheng Wang. Vertical magnetic field and its analytic signal applicability in oil field underground pipeline detection. // Journal of Geophysics and Engineering, 2015, vol. 12, pp. 340 – 350
23. Ревякин П.С., Бродовой В.В., Ревякина Э.А. Высокоточная магниторазведка. М.: Недра, 1986, 272 с.
24. Цветков Ю. П., Аэростатная стратосферная градиентная магнитометрия и ее использование для решения задач внутреннего строения Земли: диссертация доктора физико-математических наук: 25.00.10. М., 2001, 257 с.
25. Серкерев С.А. Гравиразведка и магниторазведка. М.: Недра, 1999, 437 с.
26. Бородин П.М., Мельников А.В., Ядерный магнитный резонанс в земном поле. М.: Наука, 1972, 449 с.

27. Gadian D. G., Nuclear Magnetic Resonance and its Applications to Living Systems. 2nd Ed, Oxford, 1995, p. 197
28. Sapunov V., Denisov A., Denisova O., Proton magnetometers and Overhauser metrology // Contributions to Geophysics & Geodesy, 2001, vol.31, pp. 119 – 124
29. Berthier C., Horvatić M., Julien M., Nuclear magnetic resonance in high magnetic field: Application to condensed matter physics // Comptes Rendus Physique, 2017, vol. 18, pp. 331 – 348
30. Courtier-Murias D., Farooq H., Masoom H., Comprehensive multiphase NMR spectroscopy: Basic experimental approaches to differentiate phases in heterogeneous samples // Journal of Magnetic Resonance, 2012, vol. 217, pp. 61 – 76
31. Amato F., López A., Artificial neural networks in medical diagnosis // Journal of Applied Biomedicine, 2013, vol. 11, pp. 47 – 58
32. Gabbard H., Williams M., Hayes F., Messenger C., Matching matched filtering with deep networks for gravitational-wave astronomy // Physical Review Letters, 2017, vol. 120, pp. 1 – 6
33. Хайкин С., Нейронные сети. Полный курс. Издательский дом Вильямс, 2008, 1103 с.
34. Николенко С. И., Кадурич А. А., Архангельская Е. О. Глубокое обучение. "Издательский дом "Питер", 2017, 480 с.