

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «МОСКОВСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА МАГНЕТИЗМА

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

**«ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТА
ФАРАДЕЯ В БОРАТЕ ЖЕЛЕЗА, ОБСУЛОВЛЕННОГО
КОМПОНЕНТОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ОСИ C_3 »**

Выполнил студент
219м группы
Булатов Дмитрий Андреевич

Научный руководитель:
Д. ф.-м. н., профессор
Зубов В.Е.

Допущен к защите

Зав. кафедрой магнетизма
Д. ф.-м. н., профессор Перов Н.С.

Москва
2024

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	3
Глава 1. Литературный обзор.....	5
1.1. Антиферромагнетики со слабым ферромагнетизмом.	5
1.2. Компонента намагниченности вдоль оси C_3	7
1.3. Кристаллическая и магнитная структура $FeVO_3$	9
1.4. Эффект Фарадея в ферромагнетиках	10
Глава 2. Экспериментальная часть	12
2.1. Образцы.....	12
2.2. Экспериментальная установка.....	15
2.3. Методика измерений	18
Глава 3. Результаты и их обсуждение.....	22
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	26
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	27

ВВЕДЕНИЕ

К сегодняшнему дню борат железа (FeVO_3) хорошо изучен, но до сих пор привлекает внимание исследователей как модельный объект для изучения новых магнитных свойств, проявляющихся, в частности, в экспериментах по сверхбыстрой магнитной динамике и при сверхвысоких давлениях [1]. Исследования слабого ферромагнетика FeVO_3 помогают углубить наши представления о природе магнитной анизотропии, в частности, о взаимодействии Дзялошинского - Мория.

Борат железа - один из немногих известных магнитоупорядоченных при комнатной температуре кристаллов, прозрачных в видимой области спектра. При этом из эксперимента известно, что FeVO_3 имеет очень малый спонтанный магнитный момент вдоль оси C_3 [2]. Подробно исследованы магнитные свойства, магнитооптические свойства бората железа, в частности, линейные магнитооптические эффекты [3, 4].

В борате железа наблюдался эффект Фарадея, обусловленный намагниченностью параллельной оси C_3 [5].

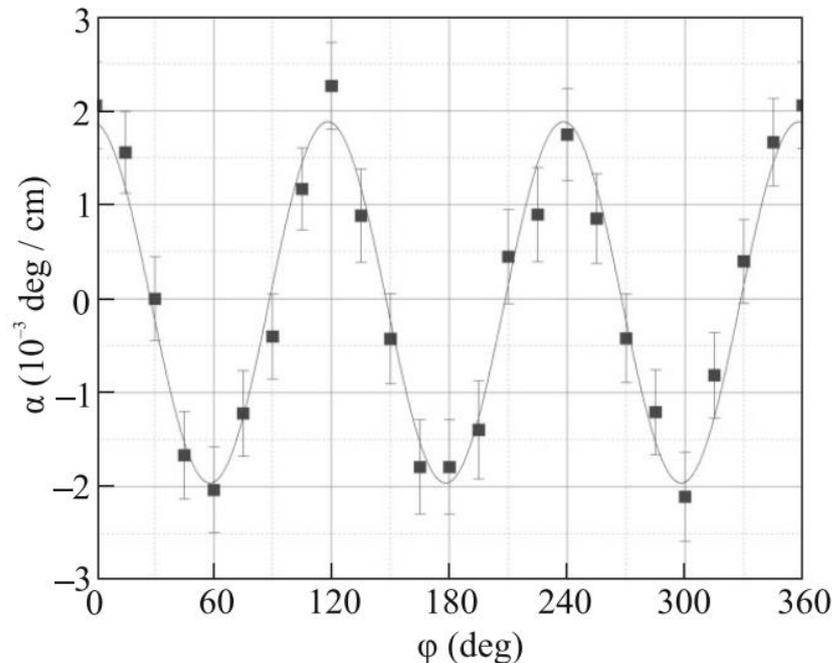


Рисунок 1. Эффект Фарадея в борате железа, обусловленный компонентой намагниченности параллельной оси C_3 .

Исследование спектра магнитооптических эффектов, обусловленных компонентой m_z параллельной оси C_3 , и сравнение его со спектром магнитооптических эффектов, обусловленных слабоферромагнитной компонентой m_D , может дать дополнительную информацию, способствующую расшифровке энергетического спектра данного антиферромагнитного диэлектрика. В силу большого отличия величин и симметричных свойств векторов m_D и m_z , не вызывает сомнения, что линейные магнитооптические эффекты, обусловленные m_D и m_z , должны отличаться не только по величине, но могут быть различны их спектральные зависимости.

Целью настоящей работы является исследование спектральной зависимости эффекта Фарадея в $FeVO_3$, обусловленного магнитным моментом вдоль оси C_3 , обнаруженного ранее в работе [5].

ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

1.1 Антиферромагнетики со слабым ферромагнетизмом.

Антиферромагнетики, в которых существует спонтанный ферромагнитный момент, называют антиферромагнетиками со слабым ферромагнетизмом. Термодинамическую теорию слабого ферромагнетизма построил Дзялошинский [6]. Он показал, что существование спонтанного магнитного момента у некоторых антиферромагнитных кристаллов непосредственно следует из общего вида термодинамического потенциала. Причинами, приводящими к слабому ферромагнетизму антиферромагнетиков, являются релятивистские взаимодействия спин-решетка и магнитные взаимодействия. Эти взаимодействия при определенной симметрии кристалла могут привести к слабому наклону магнитных подрешеток друг к другу, за счет чего и появляется слабый ферромагнитный момент. Подробно он рассмотрел термодинамический потенциал для ромбоэдрических кристаллов, таких как гематит, борат железа и др. Кроме того, было показано, что симметрия ромбоэдрических кристаллов допускает появление магнитного момента вдоль оси третьего порядка C_3 . Микроскопическую теорию слабого ферромагнетизма развил Мория [7, 8]. Им показано, что при учете спин-орбитального взаимодействия в схеме косвенного обмена как возмущения в магнитном гамильтониане возникают члены, антисимметричные по отношению к перестановке номеров магнитных подрешеток. Механизмы, приводящие к появлению слабого ферромагнетизма антиферромагнетиков, принято называть взаимодействием Дзялошинского - Мория. Модель скошенных подрешеток показана на рисунке 2.

Элементарная ячейка бората железа содержит два магнитных иона Fe^{3+} , поэтому будем рассматривать две подрешетки с намагниченностями \vec{M}_1 и \vec{M}_2 . При этом $|\vec{M}_1| = |\vec{M}_2| = M = 520$ Гс (при $T=0$ К) [9]. Вместо данных векторов введем другие:

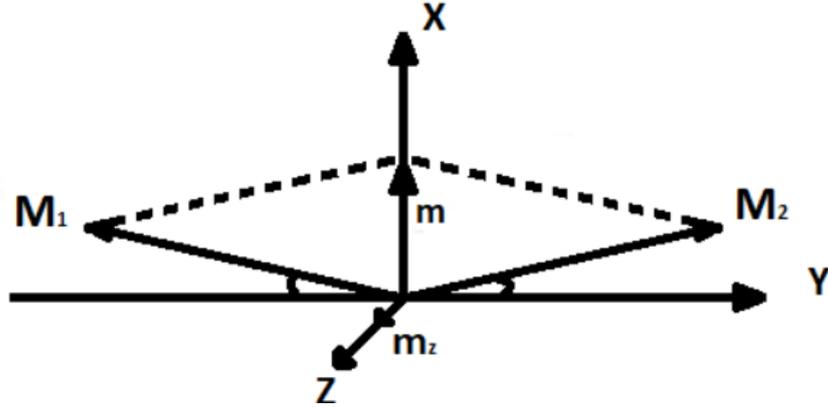


Рисунок 2. Образование слабого ферромагнетизма за счет скоса векторов намагниченности в двухподрешёточном антиферромагнетике.

приведенный вектор слабого ферромагнетизма $\vec{m} = \frac{\vec{M}_1 + \vec{M}_2}{|\vec{M}_1| + |\vec{M}_2|}$

приведенный вектор антиферромагнетизма $\vec{l} = \frac{\vec{M}_1 - \vec{M}_2}{|\vec{M}_1| + |\vec{M}_2|}$

Термодинамический потенциал FeVO_3 в общем виде должен быть инвариантным относительно всех преобразований симметрии группы D_{3d}^6 . Однако для описания макроскопических свойств в магнетиках достаточно, чтобы потенциал Φ оставался инвариантным относительно преобразований соответствующей точечной группы D_{3d} [6]. Разложение термодинамического потенциала бесконечного однодоменного кристалла FeVO_3 с учётом инвариантов до второго порядка по компонентам намагниченности имеет вид:

$$\Phi = \frac{B_1}{2} \vec{l}^2 + \frac{B_2}{2} \vec{m}^2 + \frac{a}{2} l_z^2 + b m_z^2 + D(l_x m_y - l_y m_x)$$

Декартова система координат выбрана так, что ось Z направлена по оси C_3 , ось X параллельна одной из осей второго порядка кристалла, а ось Y лежит в плоскости симметрии. Первые два члена в выражении описывают энергию обменного взаимодействия ($B_1 \sim B_2$). Члены с a и b определяют энергию одноосной анизотропии второго порядка.

$$\frac{a}{B_2} \sim \frac{b}{B_2} \sim \left(\frac{v}{c}\right)^2$$

Пятое слагаемое с коэффициентом D отвечает за появление слабого ферромагнетизма, причиной которого являются релятивистские взаимодействия спин - решётка и магнитные дипольные взаимодействия. D - константа Дзялошинского, v - скорость электрона в атоме, c - скорость света.

$$\frac{D}{B_2} \sim \left(\frac{v}{c}\right)^2$$

$$\vec{m}^2 + \vec{l}^2 = 1$$

Сделаем в выражении замену:

$$\frac{B_1}{2} \vec{l}^2 + \frac{B_2}{2} \vec{m}^2 \rightarrow \frac{B_1 - B_2}{2} \vec{l}^2 + \frac{B_1 + B_2}{2} \vec{m}^2$$

В результате термодинамический потенциал приобретает вид:

$$\Phi = \frac{B}{2} \vec{m}^2 + \frac{a}{2} l_z^2 + b m_z^2 + D(l_x m_y - l_y m_x)$$

Компонента слабого ферромагнетизма $m_D = \sqrt{m_x^2 + m_y^2} = \left(\frac{D}{B}\right) \cdot l_{\perp}$ в базисной плоскости мала по сравнению с намагниченностью подрешёток. Из уравнения видно, что слабый ферромагнитный момент пропорционален проекции вектора антиферромагнетизма \vec{l} на базисную плоскость и не зависит от ориентации этой проекции в базисной плоскости.

1.2 Компонента намагниченности вдоль оси C_3

Учет инвариантов второго порядка по компонентам намагниченности в разложении термодинамического потенциала не приводит к анизотропии в

базисной плоскости относительно вращения вектора \vec{l} . Анизотропия в базисной плоскости появляется при рассмотрении инвариантов более высокого порядка. При разложении до 4 порядка возникает слагаемое с коэффициентом f , которое описывает компоненту намагниченности m_z вдоль оси C_3 :

$$\Phi = \frac{B}{2} \vec{m}^2 + \frac{a}{2} l_z^2 + b m_z^2 + D(l_x m_y - l_y m_x) + \frac{d}{2i} [(l_x + i l_y)^3 - (l_x - i l_y)^3] l_z + \\ + \frac{f}{2} [(l_x + i l_y)^3 - (l_x - i l_y)^3] m_z$$

В сферических координатах уравнение приобретает вид:

$$\Phi = \frac{B}{2} m^2 + \frac{a}{2} \cos^2 \theta + \frac{b}{2} m_z + D \sin \theta (m_y \cos \varphi - m_x \sin \varphi) + \\ + d \cos \theta \sin^3 \theta \sin(3\varphi) + f m_z \sin^3 \theta \cos(3\varphi)$$

$$\frac{f}{D} \sim \frac{m_z}{m_D} \sim \left(\frac{v}{c}\right)^2 \sim 10^{-5} - 10^{-2},$$

$$\frac{f}{B} \sim \left(\frac{v}{c}\right)^4.$$

Таким образом, теория Дзялошинского предсказывает не только намагниченность m_D в базисной плоскости, но и вектор m_z , перпендикулярный базисной плоскости. Намагниченность в базисной плоскости m_D в $\left(\frac{v}{c}\right)^2$ раз меньше суммарной намагниченности подрешеток. В свою очередь $\frac{m_z}{m_D} \sim \left(\frac{v}{c}\right)^2$ т.е. намагниченность вдоль оси C_3 (Z) существенно меньше намагниченности подрешеток $\frac{m_z}{m_D} \sim \left(\frac{v}{c}\right)^2$. А угловая зависимость этой намагниченности описывается выражением $m_z = m_{z0} \cdot \cos(3\varphi)$, где угол φ отсчитывается в базисной плоскости от линии пересечения базисной плоскости с зеркальной плоскостью симметрии. При вращении m_D в базисной плоскости на 360° величина m_z должна шесть раз менять знак.

Предсказанный спонтанный магнитный момент в направлении оси C_3 был обнаружен в гематите $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, в борате железа FeBO_3 в работе [2], в кристалле CoCO_3 в работе [10], а также измерена величина магнитного момента вдоль оси C_3 . Для бората железа она составила $m_z = 0,4 \cdot 10^{-3} \cdot m_D$ [2].

1.3 Кристаллическая и магнитная структура FeBO_3

Структурные параметры бората железа точно определены Дилом в 1975 году [11]. Точечная группа симметрии D_{3d} , пространственная группа D_{3d}^6 . В элементарной ячейке, представленной на рисунке 3, содержится две формульные единицы: 2 атома железа, 2 атома бора и 6 атомов кислорода. Ионы железа находятся в октаэдрических комплексах анионов. В качестве анионов находятся плоские треугольные группы BO_3^{3-} . Ось X совпадает с осью симметрии второго порядка (C_2). Ось Z с осью третьего порядка (C_3).

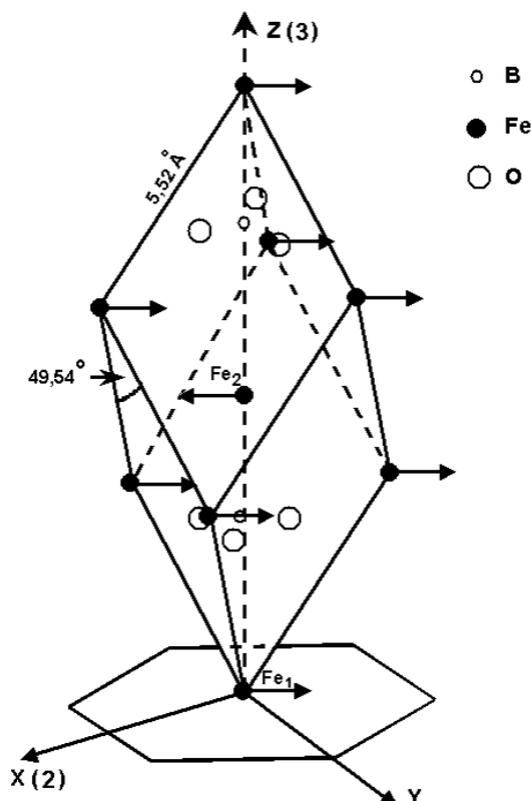


Рисунок 3. Элементарная ячейка FeBO_3 в ромбоэдрической установке.

При температуре ниже температуры Нееля 348 К реализуется антиферромагнитная структура со слабым ферромагнетизмом. Имеются две подрешетки ионов Fe^{3+} , почти антипараллельные друг другу. Небольшое отклонение векторов M_1 и M_2 от антипараллельности приводит к возникновению слабого ферромагнитного момента. Суммарный слабоферромагнитный момент и моменты подрешеток лежат в базисной плоскости кристалла. Магнитная анизотропия в базисной плоскости очень мала, при комнатной температуре эффективное поле анизотропии составляет менее 0,1 Э [12]. Спонтанная намагниченность определена в работе [13] и составляет $4\pi M = 115$ Гс, при $T = 300$ К. Эффективное обменное поле $H_E = 3000$ кЭ. Эффективное поле Дзялошинского $H_D = 100$ кЭ. Кристаллы прозрачны в видимой области спектра. Наименьшее поглощение приходится на длину волны 525 нм (зелёный свет).

1.4 Эффект Фарадея в ферромагнетиках

При взаимодействии света с намагниченным образцом, наблюдаются изменения в интенсивности, поляризации, сдвиг фазы, двулучепреломление света. Магнитооптические эффекты можно разделить по характеру зависимости от намагниченности: линейные и квадратичные; по взаимному расположению вектора намагниченности и направлению распространения света на продольные (эффект Фарадея) и поперечные (эффект Фохта). Логично так же разделить эффекты на эффекты в отраженном свете (эффекты Керра) и в прошедшем (эффект Фарадея и Фохта).

Используемый в работе эффект Фарадея заключается в повороте поляризации линейно поляризованной электромагнитной волны, при прохождении через продольно намагниченную среду.

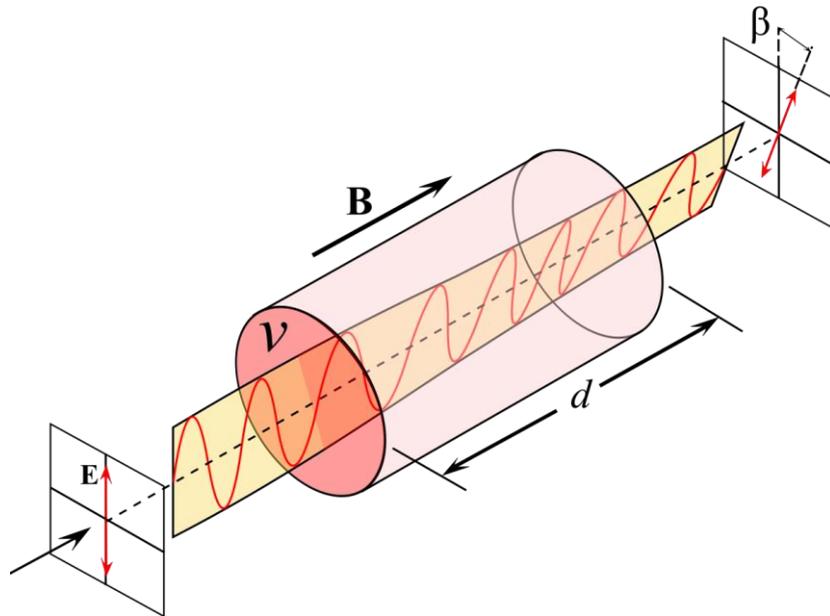


Рисунок 4. Магнитооптический эффект Фарадея

Во внешнем магнитном поле показатели преломления для циркулярно право- и левополяризованного света становятся различными (n_+ и n_-). При прохождении света расстояния d через среду его право- и левополяризованные составляющие распространяются с разными фазовыми скоростями. Таким образом приобретая разность хода, плоскость поляризации линейно поляризованного света поворачивается на угол:

$$\alpha_f = \frac{\omega}{c} (n_+ - n_-)d,$$

где ω — частота электромагнитной волны, c — скорость света.

При прохождении света сквозь образец, поворот плоскости поляризации определяется проекцией намагниченности на направление распространения света. Далее поворот поляризации с помощью анализатора преобразуется в изменение интенсивности света.

ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

2.1. Образцы

В данной работе в качестве исследуемых образцов служили параллельные базисной плоскости тонких пластинчатых монокристаллов бората железа зелёного цвета, выращенных методом кристаллизации из раствора в расплаве.

Образцы были изготовлены и предоставлены профессором Крымского Федерального Университета имени В.И. Вернадского Марком Борисовичем Стругацким. Кристаллизация из раствора в расплаве позволяет получить тонкие пластины 0,05-0,1 мм вдоль оси C_3 и до 10 мм в базисной плоскости [14, 15]. Среди имеющихся образцов были выбраны наиболее тонкие, поскольку они обладают высокой оптической однородностью и совершенными гранями.

Для уменьшения механических напряжений в образце, способных повлиять на магнитные свойства кристалла, образцы фиксировались между двумя слоями бумаги с проделанными одинаковыми соосными отверстиями 1 или 2 мм. Слои бумаги склеивались между собой только по краям. Отверстия в бумаге также служили диафрагмой для проходящего света.

При таком креплении неизбежно возникает погрешность установки образца таким образом, чтобы базисная плоскость была перпендикулярна оси вращения ячейки с образцом.

Всего для изучения эффекта Фарадея были исследованы 2 образца. Толщина образцов определена с помощью микроскопа. Характеристики и фотографии полученных образцов представлены в таблице 1.

Для всех образцов наблюдались особенности отражённого пучка света. Несмотря на то, что поверхности образцов визуально кажутся идеально гладкими, пучок света, отражаясь от них формирует изображения близкие по форме к треугольникам, размеры которых больше размеров освещённой части образца, что говорит о значительной расходимости отражённого пучка света. Примеры таких изображений представлены на рисунке 5.

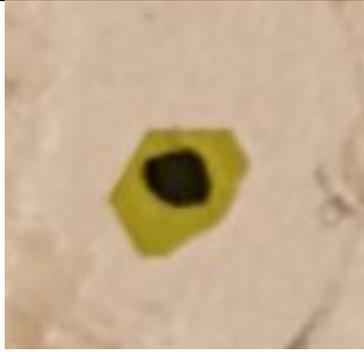
	Толщина	Поперечные размеры	Фотография
Образец 1	8,0 мкм	~4 мм	
Образец 2 (в бумажной оправке с отверстием диаметром 2 мм)	6,6 мкм	~3 мм	

Таблица 1. Исследуемые образцы

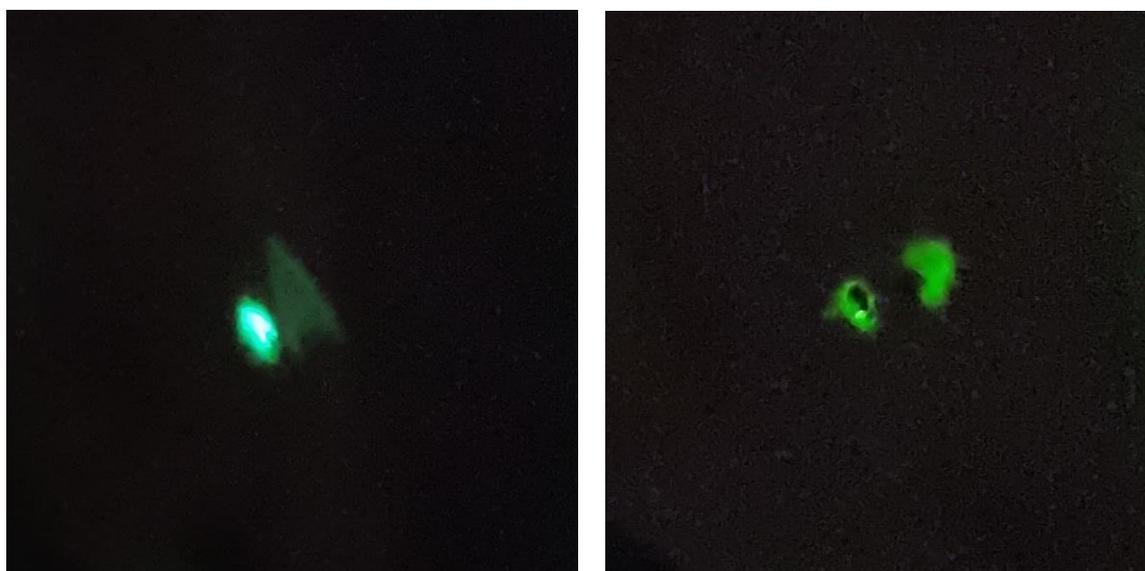


Рисунок 5. Фотографии изображений, сформированных на экране отражёнными от образцов пучков света.

Форма отражённого пучка света характеризует поверхность грани

кристалла, на которую падает свет, и указывает на наличие полос роста на этой грани [16]. Полосы роста создают вицинальные поверхности, от которых происходит отражение света. Ориентация вицинальных поверхностей имеет 120-градусную симметрию, что обусловлено симметрией кристалла бората железа. Аналогичная 120-градусная симметрия полос роста наблюдалась при выращивании монокристаллов кварца [16]. Указанная 120-градусная симметрия полос роста в борате железа приводит к формированию изображений отражённого пучка света на экране в виде треугольника. Для иллюстрации на рис.6 приведена фотография поверхности кристалла FeBO_3 в темном поле. На фотографии отчётливо видны полосы роста.

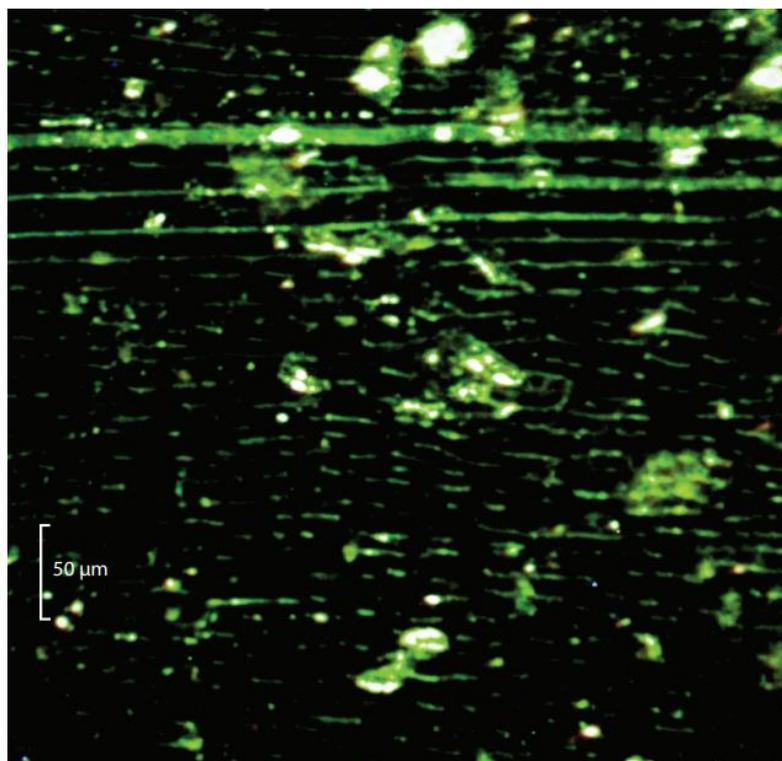


Рисунок 6. Фотография поверхности образца бората железа в тёмном поле.

С учётом такой формы отражённого пучка света юстировка положения образца по отражённому лучу оказывается недостаточно точной. Так как угол раствора отражённого пучка достаточно большой, и составляет порядка 0,5

градуса, нет возможности с достаточной точностью только оптическим методом настроить положение образца нужным образом, так чтобы базисная плоскость кристалла была расположена перпендикулярно лучу проходящего света.

Возможна и другая форма отражённого пучка света. В частности, при падении света на противоположную сторону образца 1, наблюдалась точка, по размерам совпадающая с размерами освещённой части образца. Это говорит о незначительном влиянии полос роста на форму отражённого пучка.

2.2. Экспериментальная установка

Эксперимент состоит в следующем: образец помещается во вращающееся с частотой f магнитное поле, плоскость вращения которого совпадает с базисной плоскостью кристалла. Намагниченность в образце в этом случае равномерно вращается в плоскости. Образец закреплён в цилиндре, который можно поворачивать на 360° в цилиндрическом отверстии. Свет проходит через образец вдоль оси C_3 . В таком случае m_z осциллирует с частотой $3f$. Измерения эффекта Фарадея, обусловленного намагниченностью вдоль оси третьего порядка, проводятся на этой же частоте. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 7.

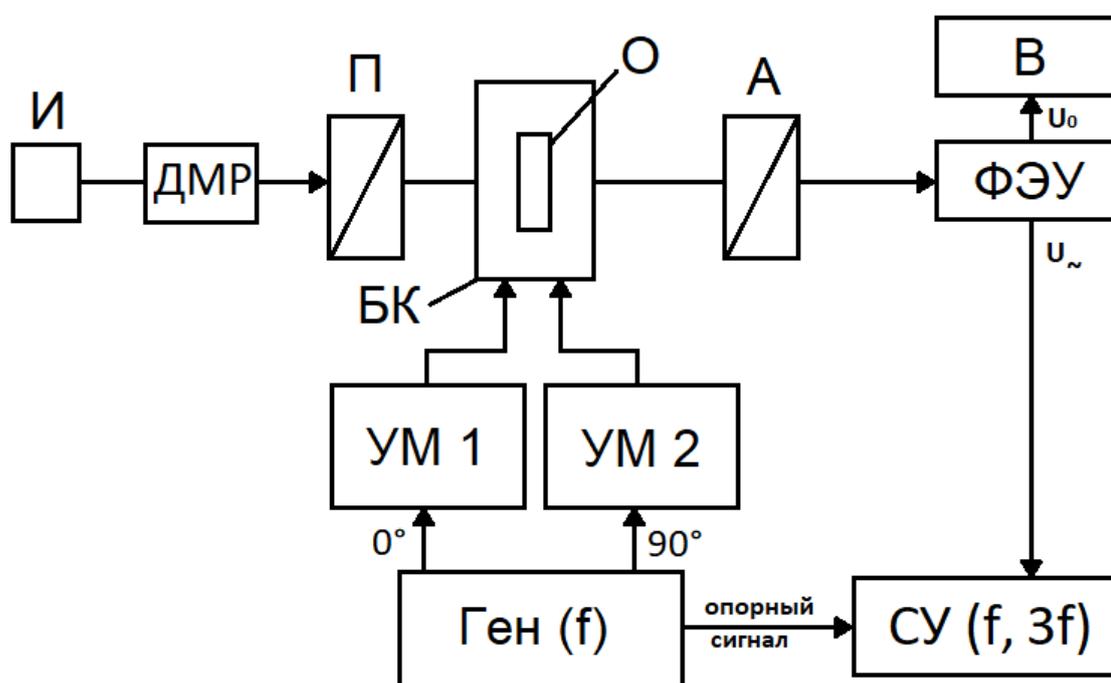


Рисунок 7. Блок-схема экспериментальной установки

Использовался генератор звуковых сигналов Г6-26 (Ген), имеющий несколько выходов: основной синусоидальный сигнал с фазой 0° , дополнительный сигнал со сдвинутой на 90° фазой по отношению к основному, а также прямоугольный сигнал, совпадающий по фазе с основным. Генератор выдаёт два синусоидальных сигнала с разницей фаз 90° , которые поступают на двухканальный усилитель мощности КОРВЕТ 200УМ-088С (УМ1, УМ2) и питают взаимно перпендикулярные катушки Гельмгольца (БК), создающие вращающееся с частотой $f = 265$ Гц магнитное поле. Анизотропия бората железа в базисной плоскости мала, а поле насыщения составляет ~ 1 Э [12]. Катушками Гельмгольца создаётся вращающееся магнитное поле величиной ~ 10 Э, на порядок превышающее поле насыщения бората железа. Небольшое возможное отклонение по углу плоскости вращения магнитного поля от базисной плоскости образца не может повлиять на результаты эксперимента, поскольку приложенное поле много больше поля насыщения образца, и при этом приложенное поле не может изменить величину намагниченности насыщения, так как оно на четыре порядка меньше поля Дзялошинского, определяющего величину намагниченности в базисной плоскости бората железа.



Рисунок 8. Фото экспериментальной установки

Источником света (И) служила дуговая ксеноновой лампа мощностью 150 Вт. Свет из лампы попадает на вход монохроматора (ДМР). Пройдя монохроматор, свет попадает на поляризатор (П). Затем проходит через образец (О) вдоль оси C_3 , после прохождения попадает на поляризатор (А), скрещенный под углом 45° по отношению к первому, и попадает на ФЭУ-79, имеющий широкий спектральный диапазон 300-830 нм. Сигнал с ФЭУ поступает на измеритель (В) напряжения (U_0) и на селективный усилитель (СУ) переменного сигнала (U_{\sim}) с последующим цифровым фазовым детектированием (Saluki, производства Тайвань).

Измерения сигнала производились на частоте $3f$. В качестве опорного подавался сигнал с генератора с частотой f . Было проведено тестирование селективного усилителя, путём подачи на вход СУ прямоугольного сигнала с известной амплитудой. При разложении прямоугольного сигнала в ряд Фурье, амплитуда 1-й гармоники равна $A_{sin}^f = \frac{4}{\pi} A_{пр} = 1,27 A_{пр}^f$ ($A_{пр}^f$ - амплитуда прямоугольного сигнала). Среднеквадратичное напряжение синусоидального сигнала $U_{sin}^f = \frac{1}{\sqrt{2}} A_{sin}^f = 0,9 A_{пр}^f$. Сигнал на частоте f в 3 раза больше сигнала на частоте $3f$, $U_{sin}^f = 3 U_{sin}^{3f}$. Тестирование проведено при изменении входного прямоугольного сигнала в диапазоне 5 порядков, что охватывает диапазон измеряемых сигналов. Результаты представлены в таблице 2, из которой следует полное соответствие измеренных сигналов с расчётными.

$A_{пр}^f$	A_{sin}^f , теор	U_{sin}^f , теор	U_{sin}^{3f} , теор	U_{sin}^f , Saluki	U_{sin}^{3f} , Saluki
130 мВ	166 мВ	117 мВ	39 мВ	116 мВ	38 мВ
9,55 мВ	12,16 мВ	8,60 мВ	2,86 мВ	8,57 мВ	2,86 мВ
94,6 мкВ	120,4 мкВ	85,1 мкВ	28,4 мкВ	83,03 мкВ	27,68 мкВ
1,17 мкВ	1,49 мкВ	1,05 мкВ	0,35 мкВ	1,09 мкВ	0,36 мкВ

Таблица 2. Серия тестовых измерений на Saluki

2.3. Методика измерений

В работе измерялись спектральные зависимости эффекта Фарадея с использованием модуляционного метода. Фиксировалось изменение интенсивности света, прошедшего через образец, при намагничивании образца вращающимся магнитным полем. Точность измерения относительной интенсивности света составила $\delta \sim 3 \cdot 10^{-6}$.

Величина магнитооптического эффекта определяется соотношением:

$$\delta = \frac{U_{\sim}}{U_0} = \frac{I_{\sim}}{I_0},$$

где I_{\sim} и I_0 переменная и постоянная составляющие интенсивности света.

Если поляризатор и анализатор скрещены под углом 45° , то простые вычисления показывают, что величина эффекта:

$$\delta = 2\alpha,$$

где α - угол поворота плоскости поляризации в радианах. Величина эффекта в градусах:

$$\alpha = \frac{\delta}{2} \frac{180^\circ}{\pi}$$

Для измерения спектральной зависимости использовался двойной монохроматор ДМР-4. С помощью барабана с делениями ДМР может быть вручную настроен на необходимую частоту света. Для градуировки монохроматора использовались лазеры с длинами волн $\lambda_1 = 405$ нм, $\lambda_2 = 532$ нм, $\lambda_3 = 650$ нм, что охватывает весь диапазон измерений.

Вследствие большого различия величин ЭФ, обусловленного компонентами m_D и m_z , возникает вопрос о возможном влиянии первого ЭФ на результаты измерения второго. Для уменьшения этого влияния производилась юстировка ориентации оси C_3 образца вдоль падающего луча света, а также была минимизирована расходимость пучка света с помощью диафрагм. Освещение образца производилось тонким лучом диаметром 1 мм, угловая расходимость луча была менее 10^{-2} радиан. Отклонение луча света от оси C_3 , а

также расходимость пучка приводят во вращающемся магнитном поле частотой f к появлению в измеряемом ЭФ компоненты, обусловленной намагниченностью m_D и имеющей такую же частоту f . Эффективным способом подавления паразитной компоненты на частоте f является использование метода фазового детектирования на частоте $3f$, на которой наблюдается искомый сигнал. Использование фазового детектирования на частоте $3f$ исключает проникновение сигнала на частоте f в сигнал, измеряемый на частоте $3f$. Влияние сигнала на частоте f может приводить только к увеличению погрешности измеряемого эффекта. Погрешность, обусловленная статистическим шумом по свету, аппаратурными и другими эффектами, определяет точность численных результатов эксперимента.

Как было сказано выше, только оптического метода юстировки образца недостаточно для измерения малого эффекта Фарадея, обусловленного m_z . Селективный усилитель с цифровым фазовым детектированием позволяет проводить измерения одновременно на 1 и 3 гармониках, поэтому, подстраивая ориентацию образца, можно добиться минимизации сигнала на первой гармонике, вызванного ЭФ обусловленным m_D . Для этого использовались микрометрические подачи, поворачивающие ячейку с образцом относительно двух взаимно перпендикулярных осей, перпендикулярных лучу света. Ослабляя таким образом сигнал на частоте f , сводим к минимуму вклад от его нелинейности при измерениях сигнала на третьей гармонике. Микрометрическая подача положения ячейки с образцом компенсирует в том числе и ошибку установки образца в ячейке. Фотография системы крепления и юстировки образца представлена на рисунке 9.



Рисунок 9. Система крепления образца

Винт (а) поворачивает ячейку относительно горизонтальной оси, винт (б) – относительно вертикальной. Точность установки угла составляет а) 0,015 градусов и б) 0,005 градусов.

Пример угловой зависимости сигнала на первой гармонике представлен на рисунке 10.

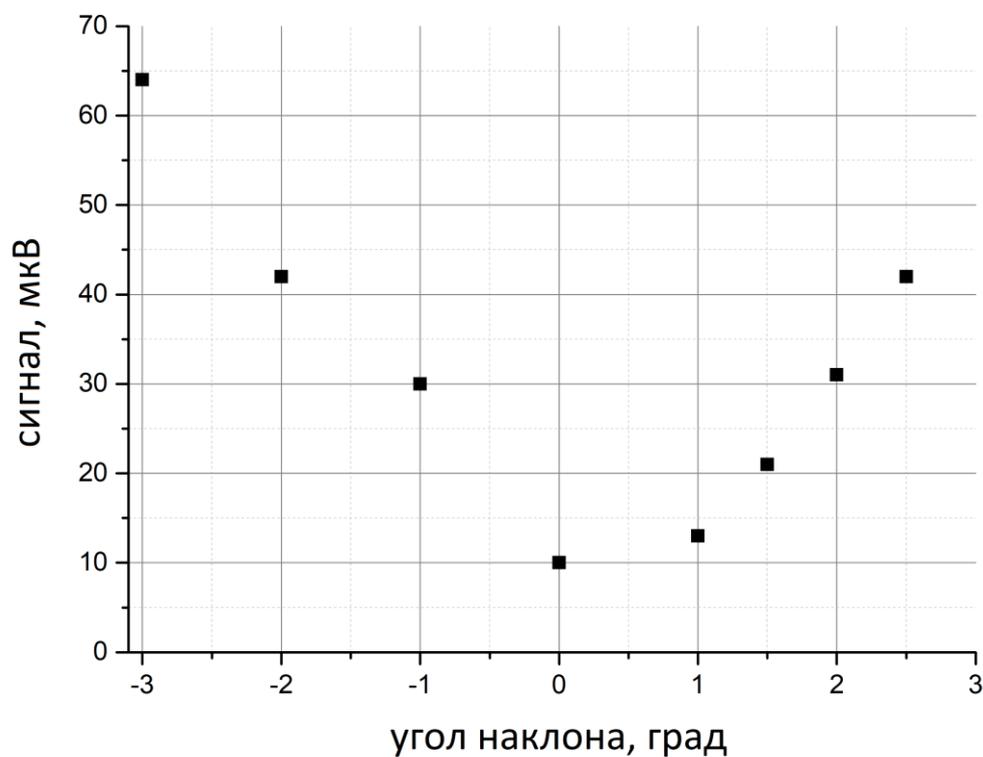


Рисунок 10. Сигнал на первой гармонике при различном наклоне образца

График показывает, как сильно возрастает сигнал на первой гармонике, при неточной установке оси C_3 образца вдоль луча света. Величина ЭФ обусловленного намагниченностью m_D пропорциональна синусу угла отклонения пучка света от оси C_3 . Поэтому при небольших отклонениях установки образца от этой оси, вклад от нелинейности сигнала на первой гармонике может повлиять на измерения на третьей. Поэтому положение образца для проведения измерений третьей гармоникой тщательно подбирается согласно критерию минимизации сигнала первой гармоникой. При достаточно точной настройке, удаётся добиться уменьшения величины сигнала на первой гармонике до значений меньших, чем на третьей.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В работе измерены спектральные зависимости эффекта Фарадея, обусловленного намагниченностью m_z в образцах бората железа.

При этом для нескольких длин волн в исследованном диапазоне была проверена зависимость эффекта от угла поворота образца вокруг оси C_3 . Отчётливо наблюдалась 120-градусная симметрия эффекта. Это согласуется с ранее наблюдаемой зависимостью ЭФ, обусловленного компонентой намагниченности вдоль оси C_3 [5].

График спектральной зависимости для первого образца представлена на рисунке 11.

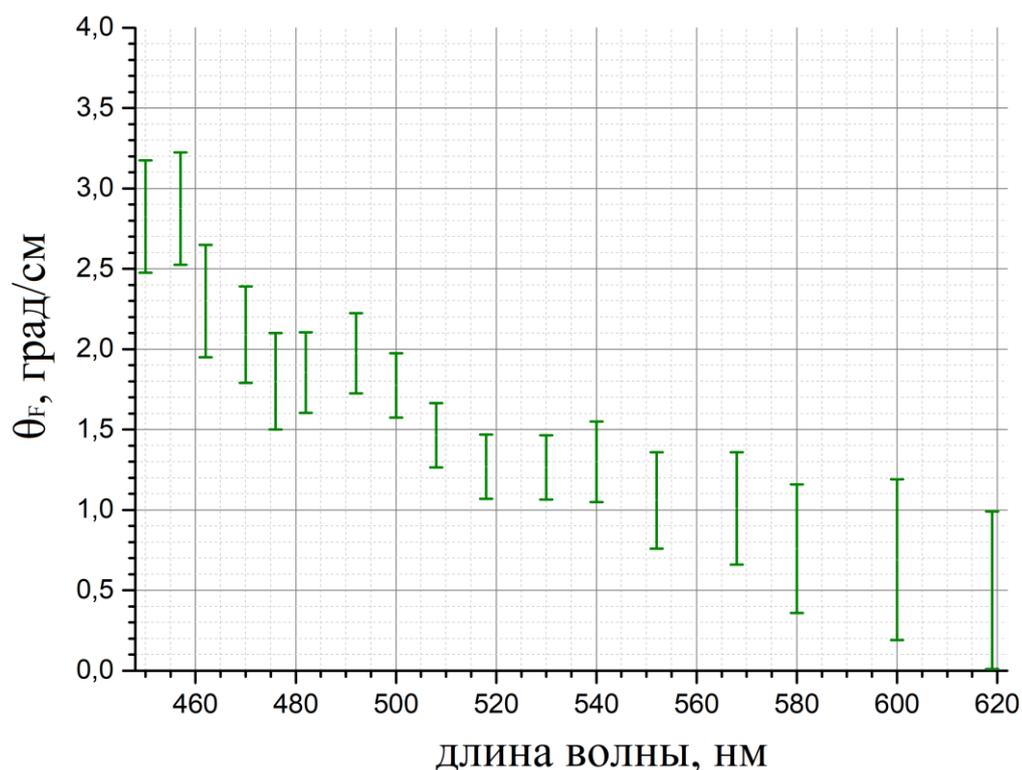


Рисунок 11. Спектральная зависимость ЭФ для образца 1

Исследована спектральная зависимость ЭФ для образца 1 при падении света на его противоположную поверхность (для которой отражённый пучок представляется в виде точки). Результаты представлены на рисунке 12. Обе

спектральные кривые демонстрируют аналогичное поведение эффекта в зависимости от длины волны света.

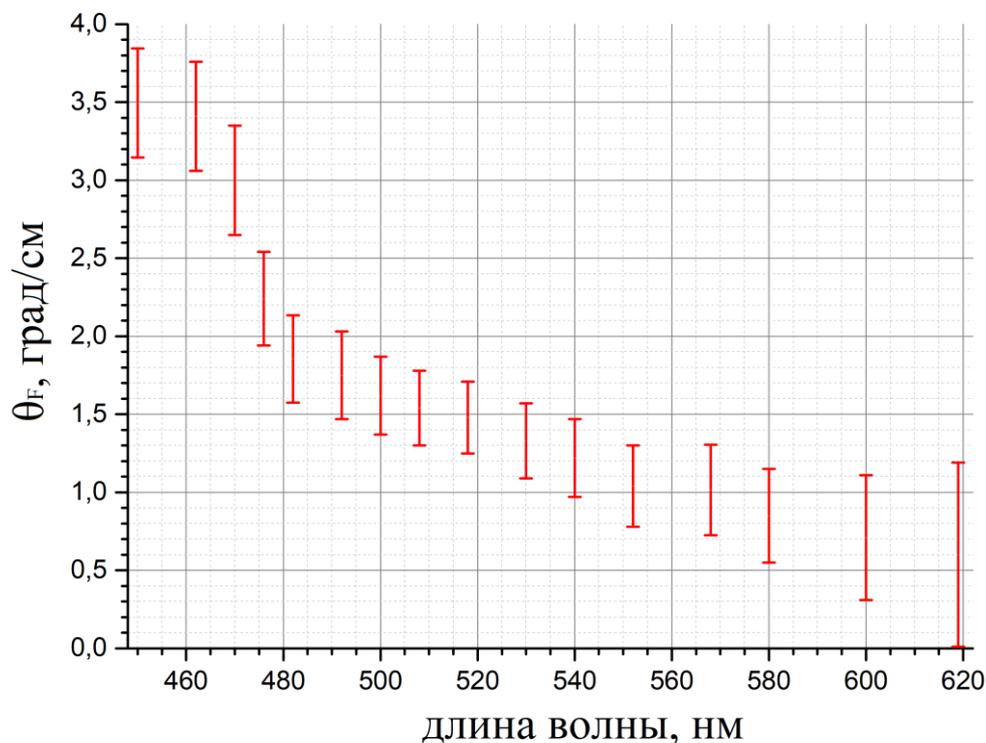


Рисунок 12. Спектральная зависимость ЭФ образца 1 при падении света на противоположную поверхность

График спектральной зависимости ЭФ для второго образца представлена на рисунке 13. Измерения на втором образце согласуются с результатами на первом. .

Спектральные кривые характеризуются уменьшением величины ЭФ, обусловленного компонентой m_z , с увеличением длины волны света, что качественно согласуется с измерениями спектральной зависимости эффекта Фарадея, обусловленного компонентой m_D , в работе [2], представленной на рисунке 14. При этом величина ЭФ в этих двух случаях различается примерно на три порядка.

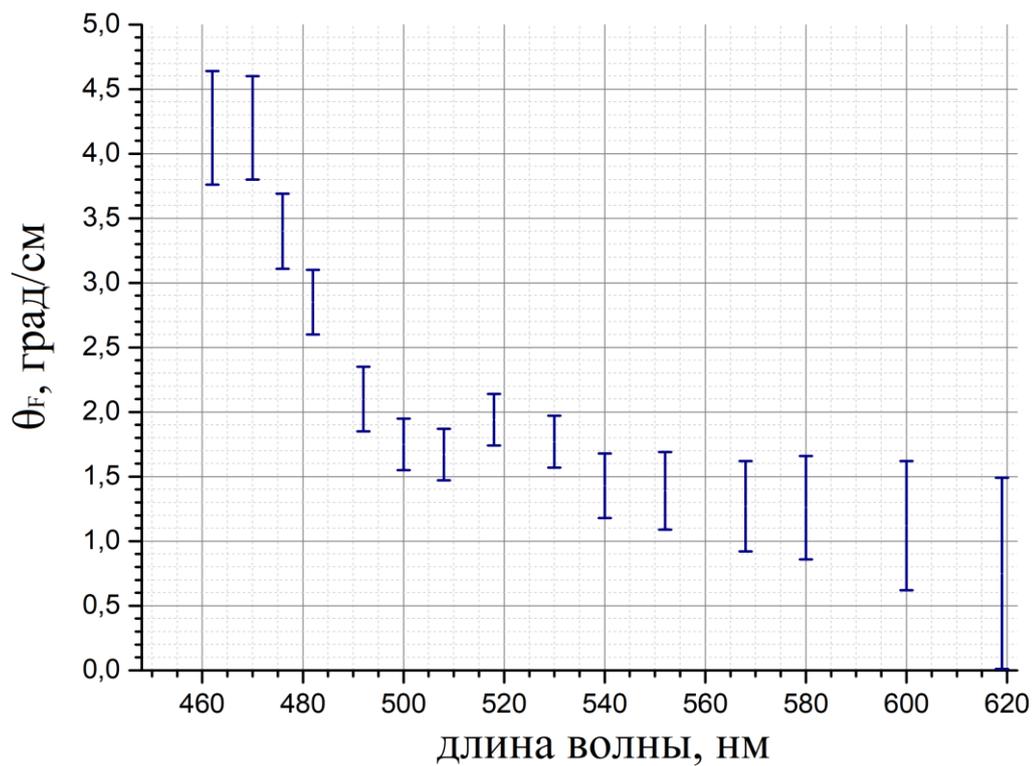


Рисунок 13. Спектральная зависимость ЭФ для образца 2

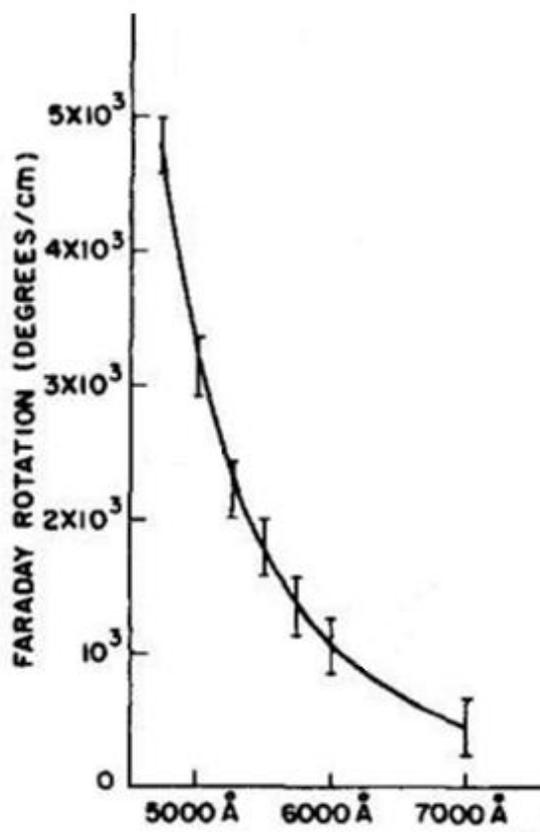


Рисунок 14. Спектральная зависимость ЭФ в борате железа

Существенное отличие величин ЭФ при измерении спектральных зависимостей в данной работе и измерения ЭФ в белом свете в работе [5] объясняется, по-видимому, тем, что при измерениях в белом свете в длинноволновой области спектра эффект близок к нулю, а интенсивность проходящего света в этой области спектра велика. Суммарный вклад в эффект на разных длинах волн при использовании белого света оказался существенно меньше эффекта измеренного для конкретных длин волн спектра. И это явилось причиной расхождений измеренного эффекта в настоящей работе и в работе [5].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе впервые экспериментально исследована спектральная зависимость эффекта Фарадея в борате железа FeBO_3 , обусловленного компонентой намагниченности параллельной оси C_3 в диапазоне длин волн 450 нм – 620 нм.

Эффект Фарадея в измеренном диапазоне длин волн монотонно спадает с увеличением длины волны.

Установлено, что величина эффекта Фарадея, обусловленного компонентой намагниченности параллельной оси C_3 примерно на три порядка меньше эффекта Фарадея, обусловленного компонентой, лежащей в базисной плоскости кристалла бората железа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С. Г. Овчинников, В. В. Руденко, Н. В. Казак, И. С. Эдельман, В. А. Гавричков, ЖЭТФ 158, 184 (2020).
2. P.J. Flanders. Observation of a c-Axis Moment in α -Fe₂O₃. J.Appl. Phys., 1972, V. 43, №5, p. 2430.
3. К. Г. Архипов, В. Е. Зубов, Оптика и спектроскопия 73, 952 (1992).
4. R. Wolfe, A. J. Kurtzig, and R. C. Le Craw, J. Appl. Phys. 41, 1218 (1970)
5. Зубов В.Е., Кудаков А.Д., Булатов Д.А., Стругацкий М.Б., Ягупов С.В. Эффект Фарадея в FeVO₃, обусловленный компонентой намагниченности параллельной оси C₃. Письма в ЖЭТФ 116, 394–397 (2022). DOI: [10.31857/S1234567822180082](https://doi.org/10.31857/S1234567822180082)
6. Дзялошинский И. Е. Термодинамическая теория слабого ферромагнетизма антиферромагнетиков. ЖЭТФ, 1957, т. 32, №6, стр. 1547.
7. Moriya T., Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism. - Phys. Rev. , 1960, V. 120, №1, p. 91.
8. Moriya T., Weak ferromagnetism. – Magnetism (edited by Radio G.T. and Suhl) - New York and London: Academic Pres., 1963, V. 1, p. 86.
9. Diehl R., Tantz W., Nolang B.I., Wettling W., Growth and properties of iron borate, FeVO₃. Current Topics in Materials Science.- Uppsala, 1984, V.11, p. 241.
10. А.Н.Бажан, Н.М.Крейнес., Спонтанный магнитный момент в направлении тригональной оси в CoCO₃. ЖЭТФ, 1972, т. 15, стр. 533.
11. Diehl R. Crystal Structure Refinement of Ferrit Borate, FeVO₃, Sol.Stat.Com. 1975, V. 17, p. 743.
12. В.Е.Зубов, А.Д.Кудаков, Н.Л.Левшин, И.А.Белов, М.Б.Стругацкий. Влияние обратимой адсорбции молекул воды на магнитную восприимчивость бората железа. ЖЭТФ, 2017, т. 105, стр. 675.
13. Кадомцева А.М. Магнитные и магнитоупругие свойства монокристалла FeVO₃. ФТТ, 1972, т. 14, стр. 214.

14. S. Yagupov, M. Strugatsky, K. Seleznyova, E. Maksimova, I. Nauhatsky, et al. Fe-x Ga-(1-x)BO-3 single crystals: synthesis and characterization. Applied physics. A, Materials science & processing, 2015, 121 (1), pp.179-185.
15. Прокопов А.Р., Селезнев В.Н., Стругацкий М.Б., Усков В.В., Ягупов С.В. Тезисы 2-го Семинара по функциональной электронике. – Красноярск, 1986, стр. 39.
16. Б.К. Вайнштейн, А.А. Чернов, Л.А. Шувалов. Современная кристаллография. В 4 т. Том 3. Образование кристаллов. Москва, 1980.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю профессору Зубову Виктору Евгеньевичу за поставленную задачу и полученные в процессе обучения знания. Автор крайне признателен Кудakovу Андрею Дмитриевичу за помощь в проведении экспериментов. Автор благодарен Стругацкому Марку Борисовичу за предоставленные образцы бората железа. Автор искренне признателен всем преподавателям кафедры магнетизма за неоценимый опыт учебной и научной работы.