

Эффект Фарадея в FeVO_3 , обусловленный компонентой намагниченности параллельной оси C_3

В. Е. Зубов¹⁾, А. Д. Кудakov⁺, Д. А. Булатов⁺, М. Б. Стругацкий*, С. В. Ягупов*

⁺ Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

* Физико-технический институт Крымского федерального университета, 295007 Симферополь, Россия

Поступила в редакцию 23 июня 2022 г.

После переработки 16 августа 2022 г.

Принята к публикации 16 августа 2022 г.

В ромбоэдрическом слабом ферромагнетике FeVO_3 предсказан и впервые экспериментально наблюдался эффект Фарадея, обусловленный компонентой намагниченности параллельной оси C_3 кристалла, которая почти на три с половиной порядка меньше намагниченности в базисной плоскости. Величина измеренного эффекта на шесть порядков меньше эффекта Фарадея, обусловленного намагниченностью в базисной плоскости. Обсуждаются причины, приводящие к значительному различию величины эффекта Фарадея, обусловленного намагниченностью в базисной плоскости и намагниченностью параллельной оси C_3 .

DOI: 10.31857/S1234567822180082, EDN: kgeazq

Слабый ферромагнетик бората железа FeVO_3 к настоящему времени хорошо изучен, но до сих пор этот кристалл привлекает внимание исследователей как модельный объект для изучения новых магнитных свойств, проявляющихся, в частности, в экспериментах по сверхбыстрой магнитной динамике и при сверхвысоких давлениях. Кроме того, исследование магнитных свойств кристаллов FeVO_3 как модельных объектов позволяют углубить наши представления о природе магнитной анизотропии, в частности, о взаимодействии Дзялошинского–Мория. Обзор последних результатов по исследованию магнитных свойств бората железа представлен в работе [1]. Подробно изучены также магнитооптические свойства бората железа, в частности, линейные магнитооптические эффекты (см. [2, 3]). В настоящей работе сообщается о первом наблюдении эффекта Фарадея (ЭФ), обусловленном компонентой намагниченности параллельной оси C_3 кристалла FeVO_3 .

Дзялошинским показано, что появление небольшой спонтанной намагниченности (m_D) в базисной плоскости ромбоэдрических антиферромагнетиков является естественным следствием симметрии этих кристаллов [4]. Намагниченность m_D возникает при учете в разложении по компонентам намагниченности подрешеток термодинамического потенциала антиферромагнетика членов не выше второго порядка. Спонтанная намагниченность обусловлена реля-

тивистскими взаимодействиями спин-решетка кристалла. Отношение величины m_D к сумме величин намагниченностей подрешеток антиферромагнетика пропорционально квадрату отношения скорости электронов в кристалле к скорости света $(v/c)^2$ и обычно составляет $10^{-2}–10^{-5}$. При учете в термодинамическом потенциале членов четвертого порядка по компонентам намагниченности подрешеток теория предсказывает наличие спонтанной намагниченности (m_z) вдоль оси третьего порядка C_3 кристалла перпендикулярной базисной плоскости. Намагниченность m_z определяется дважды релятивистскими взаимодействиями и ее относительная величина пропорциональна $(v/c)^4$. Предсказываемая угловая зависимость m_z при повороте m_D вокруг оси C_3 описывается выражением $m_z = m_{z0} \cdot \cos 3\varphi$, где φ – угол в базисной плоскости между направлением m_D и линией пересечения базисной плоскости с зеркальной плоскостью симметрии. Существование предсказанной компоненты намагниченности было обнаружено в гематите ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$) и борате железа (FeVO_3) Фландерсом методом вращения образцов вокруг оси C_3 в постоянном магнитном поле, параллельном базисной плоскости, и измерением компоненты m_z на частоте, в три раза превышающей частоту вращения [5], а также в CoCO_3 Бажаном и Крейнесс использованием усовершенствованного вибрационного магнетометра [6]. Измеренная величина намагниченности вдоль оси C_3 была на несколько порядков меньше намагниченности в базисной плоскости. В част-

¹⁾e-mail: vizubov@mail.ru

ности, в борате железа величина m_z оказалась в две с половиной тысячи раз меньше, чем m_D [5]. Таким образом, существование компоненты m_z экспериментально установлено в нескольких ромбоэдрических антиферромагнетиках. Порядок величины и угловая зависимость m_z полностью согласуются с выводами, полученными в работе [4]. Отметим существенные отличия между m_D и m_z : 1) очень большая разница в величинах; 2) m_D лежит в базисной плоскости кристалла и ее величина не зависит от ориентации в этой плоскости; 3) m_z перпендикулярна базисной плоскости и при повороте m_D и спинов магнитных подрешеток вокруг оси C_3 на 360° компонента m_z меняет знак 6 раз. Таким образом, в образце имеются две взаимно перпендикулярные совершенно различные по своим свойствам компоненты намагниченности.

Во всех магнетиках, обладающих спонтанным магнитным моментом: ферромагнетиках, аморфных ферромагнетиках, ферримагнетиках, слабых ферромагнетиках наблюдались линейные по намагниченности магнитооптические эффекты. Поэтому естественно предположить возможность существования линейных магнитооптических эффектов в ромбоэдрических антиферромагнетиках, обусловленных компонентой намагниченности m_z , в частности, магнитооптического эффекта Фарадея (ЭФ). Основным применением магнитооптических методов в физике магнитоупорядоченных кристаллов является исследование энергетического спектра магнитоактивных ионов в ферромагнитных и антиферромагнитных диэлектриках, а также изучение электронной структуры металлов и сплавов [7]. Магнитооптическая методика – это обычная спектроскопическая методика: на кривых зависимости самих магнитооптических эффектов от энергии квантов света или лучше на определенных из них кривых недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости (ε) обнаруживают некоторые особенности, которые затем отождествляют с определенными оптическими переходами. По сравнению с обычными оптическими магнитооптические методы имеют преимущество в том, что они чувствительны к знаку спина электрона, т.е., например, для ферромагнитного металла они в принципе позволяют выяснить к какой спиновой подзоне относится данный переход. С учетом сказанного выше, исследование спектра магнитооптических эффектов, обусловленных компонентой m_z , и сравнение его со спектром магнитооптических эффектов, обусловленных компонентой m_D , может дать дополнительную информацию, способ-

ствующую расшифровке энергетического спектра данного антиферромагнитного диэлектрика. В силу большого отличия величин и симметричных свойств векторов m_D и m_z , не вызывает сомнения, что магнитооптические эффекты, обусловленные m_D и m_z , должны отличаться не только по величине, но должны быть различны их спектральные зависимости, т.е. максимумы, минимумы, области смены знака этих эффектов могут происходить в отличающихся друг от друга точках спектра. В частности, для бората железа спектр комплексной недиагональной компоненты ε в широком спектральном диапазоне, обусловленной m_D , был получен ранее [2], и представляется интересным его сравнение с аналогичной компонентой, обусловленной m_z . В настоящей работе поставлена задача поиска и измерения в случае обнаружения ЭФ в монокристаллах бората железа, обусловленного компонентой намагниченности m_z .

Монокристаллы бората железа прозрачны в видимой области спектра. Поэтому среди линейных по намагниченности магнитооптических эффектов (ЭФ, эффекты Керра и др.) ЭФ является наиболее подходящим для решения поставленной задачи, поскольку его величина обычно на несколько порядков превосходит величину других указанных эффектов. Исследованные образцы представляли собой тонкие пластинки зеленого цвета параллельные базисной плоскости кристалла с поперечными размерами ~ 3 мм. Толщина образцов составляла 5 и 8 мкм. Среди имеющихся образцов были выбраны наиболее тонкие, поскольку они обладают высокой оптической однородностью и совершенными гранями. Для уменьшения механических напряжений в образце он крепился между двумя листами бумаги с отверстиями для прохождения света. Измерения проводились в области прозрачности бората железа. Источником света служила дуговая ксеноновая лампа. Для уменьшения расходимости пучка света освещение образца производилось тонким лучом диаметром 1 мм, угловая расходимость луча была меньше, чем 10^{-2} радиана. Образец помещался во вращающееся магнитное поле, плоскость вращения которого совпадала с базисной плоскостью кристалла $FeVO_3$. Вращающееся магнитное поле создавалось двумя парами одинаковых катушек Гельмгольца, ориентированных перпендикулярно друг к другу. Фаза тока в парах катушек отличалась на 90° . Частота вращающегося магнитного составляла $f = 265$ Гц, его величина – 10 Э и на порядок превосходила поле насыщения в базисной плоскости образцов [8]. Небольшое возможное отклонение по углу плоскости вращения магнитного поля от базисной плоскости образца не мо-

жет 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. Свет был направлен вдоль оси C_3 . Измерения эффекта Фарадея производились на утроенной частоте $3f$. Сигнал с фотоэлектронного умножителя PMT поступал на селективный измерительный усилитель SA, настроенный на частоту $3f$, а затем на фазовый детектор PD, настроенный на ту же частоту.

Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Свет от источника L проходит

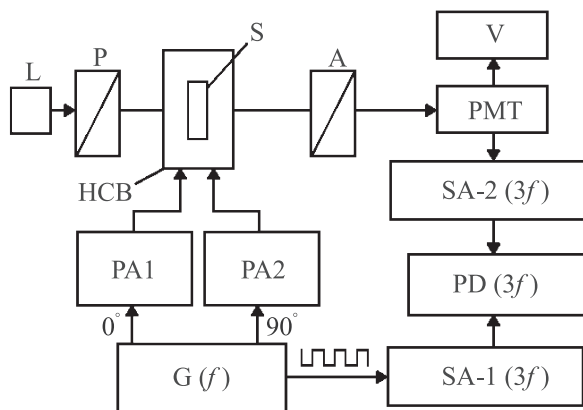


Рис. 1. Блок-схема установки

через поляризатор P, затем через образец S, размещенный в блоке катушек Гельмгольца НСВ, и далее через анализатор А, плоскость поляризации которого повернута к плоскости поляризации поляризатора на угол 45° . В результате поворот плоскости поляризации света, прошедшего через образец, после анализатора преобразуется в изменение интенсивности света. PMT регистрирует переменную и постоянную составляющие интенсивности света. С PMT постоянный сигнал поступает на вольтметр V, а переменный – на измерительный усилитель SA-1 ($3f$) и далее на фазовый детектор PD ($3f$). Используемый генератор G сигналов специальной формы имеет несколько выходов: основной сигнал с фазой 0° , дополнительный сигнал с фазой, сдвинутой на 90° по отношению к основному, а также прямоугольный сигнал, совпадающий по фазе с основным. Два синусоидальных сигнала со сдвигом фаз 90° поступают на входы двух усилителей мощности PA1 и PA2, которые питают взаимно перпендикулярно ориентированные пары катушек Гельмгольца, создающие вращающе-

ся в плоскости образца магнитное поле с частотой f . Прямоугольный сигнал в соответствии с разложением Фурье может быть представлен как сумма гармонических сигналов с частотами: $f, 3f, 5f, \dots$. Для выделения сигнала с частотой $3f$ использовался селективный усилитель SA-2 ($3f$), настроенный на эту частоту. Выходной сигнал с этого усилителя использовался как опорный сигнал в фазовом детекторе.

Образец крепился в цилиндре, который можно вращать на 360° вокруг своей оси. В цилиндре просверлен канал для прохождения света. Цилиндр расположен внутри НСВ, создающих магнитное поле в плоскости образца. Была предусмотрена тонкая настройка вращения НСВ вокруг двух взаимно перпендикулярных осей, вертикальной и горизонтальной, расположенных в плоскости образца для юстировки образца перпендикулярно падающему лучу света. Угол поворота НСВ регулируется с точностью $5 \cdot 10^{-3}$ радиана относительно каждой из осей.

ЭФ, обусловленный компонентой m_z , с периодом 120° при повороте образца вокруг оси C_3 , был обнаружен в обоих образцах толщиной 5 и 8 мкм. На рисунке 2 представлена типичная эксперименталь-

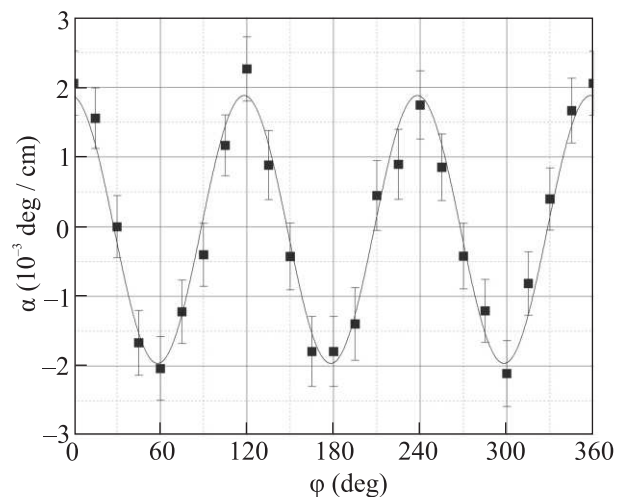


Рис. 2. Угловая зависимость эффекта Фарадея, обусловленного компонентой намагниченности параллельной оси C_3 кристалла $FeVO_3$ в образце толщиной 8 мкм

ная угловая зависимость эффекта Фарадея, измеренная в образце толщиной 8 мкм. Экспериментальные точки аппроксимированы синусоидой. Величина амплитуды синусоиды для первого образца составила $\alpha_0 = (2.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$ град/см, для второго – $\alpha_0 = (1.9 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$ град/см. Максимум эффекта наблюдается при углах $\varphi = 0^\circ, 120^\circ, 240^\circ, 360^\circ$, что согласуется с результатами работы [4]. Величина фарадеевского вращения, обусловленного компонен-

той m_D , в области максимальной прозрачности бората железа на длине волны $\lambda = 525$ нм составляет 2300 град/см [3]. Таким образом, разница между величинами $\Delta\Phi$, обусловленного компонентами намагниченности m_D и m_z , составляет шесть порядков.

Вследствие большого различия величин $\Delta\Phi$, обусловленного компонентами m_D и m_z , возникает вопрос о возможном влиянии первого $\Delta\Phi$ на результаты измерения второго. Для уменьшения этого влияния производилась юстировка ориентации образца перпендикулярно падающему лучу света, а также была минимизирована расходимость пучка света, о чем говорилось выше. Отклонение луча света от оси S_3 , а также расходимость пучка приводят во вращающемся магнитном поле частотой f к появлению в измеряемом $\Delta\Phi$ 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 искомым 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, аппаратными и другими эффектами, определяет точность приведенных выше численных результатов эксперимента.

Проведен анализ возможного влияния механических напряжений и возникающего двупреломления света под действием напряжений. Крепление образца, как указывалось, предполагало минимизацию на него механического воздействия, однако не исключало такого воздействия полностью. При наличии одноосного напряжения в образце при его вращении вокруг своей оси на 360° наблюдался бы вклад в измеряемый эффект с периодичностью 180° , при случайном распределении напряжений такой вклад в зависимость эффекта от угла имел бы случайный характер. Поскольку экспериментальная угловая зависимость $\Delta\Phi$ имела период равный 120° , то это подтверждает отсутствие влияния механических напряжений на эффект.

Еще при первых исследованиях магнитооптических свойств слабых ферромагнетиков было обращено внимание на неожиданно большую величину их линейных магнитооптических эффектов [7]. Наиболее ярко это аномальное поведение проявилось при исследовании ромбоэдрического слабого ферромагнетика гематита $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. Измеренный экваториальный эффект Керра в гематите оказался примерно

таким же, как и в ферромагнитных диэлектриках, хотя спонтанная намагниченность гематита примерно в тысячу раз меньше, чем суммарная намагниченность его подрешеток [9]. В случае бората железа экваториальный эффект Керра имеет тот же порядок величины как в гематите, а его спонтанная намагниченность в шестьдесят раз меньше суммарной намагниченности подрешеток [10]. В работе [9] было показано, что аномально большие магнитооптические эффекты в слабых ферромагнетиках обусловлены не абсолютной величиной результирующего магнитного момента и не его переориентацией, а переориентацией вектора антиферромагнетизма, сопровождающей перемагничивание слабого ферромагнетика. Был сделан вывод о том, что те же микроскопические механизмы, которые приводят к появлению поля Дзялошинского и вектора m_D , приводят также и к появлению аномально больших недиагональных компонент тензора ϵ , которые изменяют знак при переориентации вектора m_D , поля Дзялошинского и вектора антиферромагнетизма, и тем самым вызывают аномально большие линейные по величине m_D магнитооптические эффекты в слабых ферромагнетиках.

В борате железа величина m_D почти на три с половиной порядка, больше чем m_z , а соответствующие значения $\Delta\Phi$, обусловленные этими компонентами намагниченности, отличаются на 6 порядков. Естественно, что не может быть прямой пропорциональной зависимости между величиной $\Delta\Phi$ и соответствующей компонентой намагниченности в данном случае. Иными словами, $\Delta\Phi$, обусловленный m_z , не должен быть обязательно на три с половиной порядка меньше $\Delta\Phi$, обусловленного m_D . Это связано с тем, что микроскопические механизмы, приводящие к появлению m_z , отличаются от механизмов, определяющих линейные магнитооптические эффекты, в частности $\Delta\Phi$, обусловленных m_z . Аналогичные рассуждения справедливы в отношении m_D и соответствующего $\Delta\Phi$. Остается вопрос, связанный с тем, что отличие между соотношениями величин m_D и m_z и соответствующими соотношениями $\Delta\Phi$ достаточно велико: три с половиной и шесть порядков, соответственно. Для объяснения этого результата можно предположить, что аномально большая величина $\Delta\Phi$, обусловленного компонентой m_D и определяемой релятивистскими взаимодействиями в кристалле, не реализуется в случае дважды релятивистских взаимодействий, определяющих m_z и соответствующий $\Delta\Phi$. Проверка данной гипотезы может быть проведена путем измерения линейных магнитооптических эффектов, обусловленных компонентой m_z в ге-

матите, который обладает структурой аналогичной структуре бората железа.

1. С. Г. Овчинников, В. В. Руденко, Н. В. Казак, И. С. Эдельман, В. А. Гавричков, *ЖЭТФ* **158**, 184 (2020).
2. К. Г. Архипов, В. Е. Зубов, *Оптика и спектроскопия* **73**, 952 (1992).
3. R. Wolfe, A. J. Kurtzig, and R. C. Le Craw, *J. Appl. Phys.* **41**, 1218 (1970).
4. И. Е. Дзялошинский, *ЖЭТФ* **32**, 1547 (1957).
5. P. J. Flanders, *J. Appl. Phys.* **43**, 2430 (1972).
6. А. Н. Бажан, Н. М. Крейнес, *Письма в ЖЭТФ* **15**, 533 (1972).
7. Г. С. Кринчик, *Физика магнитных явлений*, Изд-во Моск. ун-та, М. (1985), 336 с.
8. В. Е. Зубов, А. Д. Кудаков, Н. Л. Левшин, М. Б. Стругацкий, *Письма в ЖЭТФ* **105**, 675 (2017).
9. Г. С. Кринчик, В. Е. Зубов, *Письма в ЖЭТФ* **20**, 307 (1974).
10. А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин, Ю. Ф. Попов, В. В. Усков, В. Н. Селезнев, *ФТТ* **14**, 214 (1972).