ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А.Ф. ИОФФЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

Отделение физики твердого тела

Лаборатория физики ферроиков

Кузикова Анна Васильевна

Лазерно-индуцированные спин-переориентационный фазовый переход и переход Вервея в магнетите.

Научный доклад

Направление: 03.06.01 – Физика и астрономия

Специальность: 1.3.8 Физика конденсированного состояния

Санкт-Петербург 2024

Научный руководитель:	Калашникова Александра Михайловна
	PhD., в.н.с., зав. лабораторией физики
	ферроиков
	ФТИ им.А.Ф. Иоффе
	Подпись:
Рецензенты:	Павлов Виктор Владимирович
	д.фм.н., г.н.с. зав. лабораторией
	оптических явлений в
	сегнетоэлектрических и магнитных
	кристаллах
	ФТИ им.А.Ф. Иоффе
	Подпись:
	Буряков Арсений Михайлович
	к.фм.н., с.н.с. лаборатории сверхбыстрой
	динамики ферроиков
	РТУ МИРЭА.
	Подпись:

Оглавление

Введение4
I. Образец и детали эксперимента8
II. Полученные результаты 12
III. Обсуждение
Частота прецессии как признак лазерно-индуцированного СП перехода 19
Три режима СП перехода при различных плотностях энергии накачки20
Три режима СП перехода при различных начальных температурах образца
Заключение
Список литературы

Введение

Фазовые переходы в твердых телах могут приводить к значительным изменениям отдельных параметров материала при умеренных воздействиях. Электронные, структурные, магнитные и сегнетоэлектрические фазовые переходы и связанные с ними изменения электронной проводимости, кристаллической структуры, магнитного И сегнетоэлектрического упорядочения открывают возможность создания функциональных элементов для памяти [1], нейроморфных вычислений [2], наноактюаторов [3], умных окон [4,5], полевые транзисторов [6-8] и датчиков [9]. В связи с таким разнообразием потенциальных применений выявление механизмов для переключения материалов фазами с наибольшей между разными эффективностью с точки зрения энергопотребления и времени является важной задачей. Очевидно, что пико- и фемтосекундные лазерные импульсы оптического, инфракрасного терагерцового И диапазонов являются уникальными для возбуждения фазовых переходов, позволяющими как переключаться между различными состояниями за короткие временные рамки, так и изучать динамику различных подсистем среды при таком преобразовании. Задача выявления механизмов фотоиндуцированных фазовых переходов затруднена крайне неравновесным характером состояния вещества, возникающего во время и непосредственно после возбуждения и зачастую с участием скрытых и метастабильных фаз, неизвестных в равновесии [10-12].

Среди многочисленных материалов с фазовыми переходами магнетит Fe_3O_4 занимает уникальное место, обладая связанными электронными и структурными переходами Вервея [16] и спин-переориентационными (СП) переходами [17,18]. Уже было показано, что фотоиндуцированный переход Вервея из моноклинной изолирующей фазы в кубическую металлическую фазу в Fe_3O_4 на ранней, субпикосекундной стадии является нетепловым [12], а роль лазерно-индуцированного нагрева состоит в стабилизации последней

фазы. С другой стороны, фотоиндуцированный СП переход при изменении магнитной анизотропии с одноосной на кубическую и переориентации осей анизотропии на 55° еще предстоит продемонстрировать. Если связь между переходами Вервея и СП все еще сохраняется для фотоиндуцированных переходов, такое изменение магнитной анизотропии также будет происходить в субпикосекундном масштабе времени. Последнее будет отличать фотоиндуцированный переход СП в магнетите от тех, что наблюдались в группе редкоземельных ортоферритов [21–23], причем время СП перехода превышает несколько пикосекунд из-за медленной реакции редкоземельной подсистемы на возбуждение [24].

Данный научный доклад основан на одной из глав будущей диссертации, посвященной лазерно-индуцированным спинпереориентационным переходам в оксидах железа.

Целью данной работы является экспериментальное исследование лазерно-индуцированного сверхбыстрого спин-переориентационного перехода в магнетите Fe₃O₄ в широком диапазоне температур выше и ниже равновесной температуры перехода.

Для достижения поставленной цели было необходимо решить следующие задачи:

- Создание экспериментальной установки для исследования лазерноиндуцированных фазовых переходов в магнетите в широком диапазоне температур;
- 2. Проведение экспериментального исследования в заявленном материале;
- Определение механизмов и особенностей возбуждения сверхбыстрого лазерно-индуцированного спин переориентационного фазового перехода в магнетите (Fe₃O₄) в широком диапазоне температур.

Научная новизна. Все результаты, полученные в ходе выполнения исследования, являются новыми. Проведенный анализ позволил установить связь между лазерно-индуцированным сверхбыстрым спинпереориентационным переходом в магнетите Fe₃O₄ в широком диапазоне температур выше и ниже равновесной температуры перехода с структурноэлектронным фазовым переходом Вервея первого рода.

Практическая значимость. Работа носит преимущественно фундаментальный характер. Однако, полученные результаты определяют направление для поиска материалов для сверхбыстрого оптического переключения намагниченности, основанного на фазовых переходах.

Методология и методы исследования. В данной экспериментальной работе использован метод магнитооптической фемтосекундной накачкизондирования в широком интервале температур от 77 до 180 К, охватывающем температуры фазовых переходов. Все измерения проводились лично соискателем в ФТИ им. А. Ф. Иоффе.

Достоверность исследований представленных результатов обусловлена применением экспериментальных современных методик, воспроизводимостью результатов измерений, подкреплением результатов экспериментальных анализом на основе современных представлений физики конденсированного состояния.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались соискателем на всероссийских и международных научных конференциях и симпозиумах, а также на семинаре лаборатории физики ферроиков ФТИ им. А. Ф. Иоффе.

Личный вклад автора заключается в создании экспериментальной экспериментов, результаты установки И проведении всех которых представлены в данной работе, а также обработке экспериментальных результатов. Постановка результатов измерений задач И анализ

осуществлялись совместно с научным руководителем. Автор также принимал активное участие в написании работ для публикации, подготовке докладов и выступлений на научных конференциях.

Публикации. Основные результаты по теме научного доклада изложены в 10 печатных изданиях, 9 — тезисы докладов, 1 — статья, опубликованная в журнале Physical Review В в 2023 году, приведена в общем списке литературы как [59].

Объем и структура работы. Научный доклад состоит из введения, трех глав и заключения. Полный объем работы составляет 33 страницы, включая 5 рисунков. Список литературы содержит 59 наименований.

I. Образец и детали эксперимента

Магнетит Fe₃O₄ при комнатной температуре имеет кубическую кристаллическую структуру типа шпинели с числом молекулярных единиц в кристаллографической элементарной ячейке Z = 8 [25]. Магнетит представляет собой ферримагнетик с высокой температурой Кюри $T_C = 860$ К. Характерной особенностью магнетита является наличие в элементарной ячейке тетраэдрических и октаэдрических позиций, которые могут быть заняты как катионами Fe³⁺(3d⁵), так и Fe²⁺(3d⁶). Фактически, возможность магнитных ионов занимать оба типа позиций меняется с температурой, что определяет многие свойства магнетита, а также наличие структурных и магнитных фазовых переходов [16, 19, 26].

Ниже комнатной температуры Fe_3O_4 имеет два фазовых перехода. Структурный переход первого рода диэлектрик-металл из моноклинной (пр. гр. *P2/c*) в кубическую (пр. гр. *Fd3m*) фазу, известный как переход Вервея, происходит при температуре $T_V = 123$ К [16]. Важным следствием этого процесса является резкое увеличение проводимости примерно на два порядка, что позволяет измерить равновесный и сверхбыстрый переход Вервея путем измерения статических и лазерно-индуцированных переходных изменений отражения [12, 27, 28].

Магнитокристаллическая анизотропия неразрывно связана с симметрией кристаллической структуры. Ниже T_V, в моноклинной фазе, магнетит обладает одноосной анизотропией с осью легкого намагничивания, лежащей вдоль кристаллографического направления с, как показано на рис. 1(a). $T_{\rm V}$ характеризуется кубической Выше магнетит магнитной кристаллической анизотропией. Энергия анизотропии выражается как [29]

$$U_{uni} = K_a \alpha_a^2 + K_b \alpha_b^2 + K_{aa} \alpha_a^4 + K_{bb} \alpha_b^4 + K_{ab} \alpha_a^2 \alpha_b^2, \quad T < T_V$$

$$U_c = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2), \quad T > T_V$$
(1)

где $K_{a,b,aa,bb,ab}$ – параметры одноосной, $K_{1,2}$ – кубической анизотропии, $\alpha_{a(b)}$ и $\alpha_{1,2,3}$ – направляющие косинусы вектора намагниченности относительно моноклинной a(b) и кубической <100> осей соответственно. В интервале температур 123–130 К параметры K_1 и K_2 положительны, а легкие оси ориентированы вдоль <100> кристаллографических направлений [30]. При $T_{SR} = 130$ К константы анизотропии меняют знак, что приводит к СП переходу, отмеченному переориентацией легких осей на диагонали куба <111> [31], как показано на рис. 1(а). Таким образом, равновесные и лазерно-индуцированные СП переходы можно обнаружить, отслеживая ориентацию намагниченности с помощью магнитооптических эффектов.



Рисунок 1 - (а) Кристаллографическая элементарная ячейка и направления легкого намагничивания ниже $T_V = 123$ К (вверху), при T = 123 -130 К (в центре) и выше $T_{SR} = 130$ К (внизу). Плоскость образца (110) окрашена в серый цвет. Показаны ориентации намагниченности вдоль легкой оси соответствующей фазы. (b) Вращение θ плоскости поляризации зондирующих импульсов в зависимости от внешнего магнитного поля, измеренное при различных температурах без возбуждения импульсами накачки.

Объемный монокристалл Fe₃O₄ был выращен методом зонной плавки [32]. Плоскопараллельная пластина толщиной 1 мм была вырезана перпендикулярно кристаллографической оси [110] (в кубической фазе) и отполирована до оптического качества. Такая ориентация образца была выбрана потому что в кубической фазе плоскость (110) содержит две оси <111> и ось [001], а также ось с в моноклинной фазе, т.е. СП переход [001] \rightarrow <111> происходит в этой плоскости, учитывая наличие размагничивающего поля **H**_d, как показано на рис. 1(а).

Лазерно-индуцированные фазовые переходы в объемном образце использованием фемтосекундной магнетита исследованы с метода двухцветной магнитооптической накачки-зондирования. Импульсы накачки зондирования длительностью 170 фс излучались И регенеративным усилителем Yb³⁺:KGd(WO₄)₂ с частотой следования 100 кГц. Импульсы накачки с энергией фотонов 1,2 эВ фокусировались перпендикулярно поверхности образца в область диаметром 80 мкм. Зондирующие импульсы с удвоенной энергией фотонов фокусировались в пятно диаметром 25 мкм под углом падения 45°. Плотность энергии накачки F варьировалась в диапазоне 0,7-11 мДж/см², превышая плотность энергии зондирующего импульса до 50 раз. Изменение отражения R, индуцированное импульсами накачки, и магнитооптическое вращение поляризации зондирующих импульсов θ были измерены как функция временной задержки Δt между импульсами накачки и зондирования для мониторинга лазерно-индуцированных переходов Вервея и СП соответственно.

Эксперименты проводились при начальной температуре образца T_0 в диапазоне 80–180 К. Внешнее магнитное поле μ_0 H = 50 – 250 мTл прикладывалось в плоскости образца вдоль кубической кристаллографической оси [001] и вблизи моноклинной оси *с*. Охлаждение образца ниже T_{SR} и T_V осуществлялось во внешнем поле μ_0 H = 250 мTл,

приложенном в том же направлении, что подавляет появление структурных доменов в моноклинной фазе с ортогональными ориентациями осей *с* [17].

Для характеризации магнитной анизотропии образца в равновесии измеряли вращение поляризации зондирующего импульса θ при различных температурах T₀ в зависимости от внешнего магнитного поля **H** без возбуждения накачки (рис. 1(б)]. В данной экспериментальной геометрии с равновесной плоскостной ориентацией намагниченности θ определялась компонентой намагниченности вдоль продольного поля посредством магнитооптического эффекта Керра [33]. Петли гистерезиса, измеренные при $T_0 = 80$ К и 145 К, соответствуют легкой оси намагниченности, направленной вдоль оси с в моноклинной фазе и вдоль [111] в кубической фазе соответственно [рис. 1(б)]. Примечательно, что при промежуточных температурах зависимость θ от μ_0 Н представляет собой суперпозицию этих двух типов гистерезиса. Это указывает на сосуществование фаз с одноосной и кубической анизотропией в широком диапазоне температур в соответствии с фазовыми переходами первого рода [34].

П. Полученные результаты

Для начала было проверено, что переход Вервея может быть индуцирован импульсами накачки в исследуемом образце. На рис. 2(a) показано характерное лазерно-индуцированное изменение коэффициента отражения R, измеренное как функция временной задержки Δt между импульсами накачки и зондирования для трех значений плотности энергии накачки F при начальной температуре образца $T_0 = 80$ K, значительно ниже T_v. Резкое изменение отражения с последующей медленной релаксацией типично сверхбыстрого перехода Вервея [12,38]. Лазернодля индуцированное изменение R при $\Delta t = 0.5$ нс показано в зависимости от плотности энергии накачки F на рис. 2(b). Вертикально-пунктирными линиями отмечены две особенности, на которых изменяется наклон R(F). Такое нелинейное поведение R(F) является четким указанием на лазерноиндуцированный переход диэлектрик-металл первого рода и обычно интерпретируется следующим образом. При плотностях энергии накачки ниже порога $F_{th} = 2,2$ мДж/см² в изменении отражения преобладает оптический отклик материала, который остается в низкотемпературной фазе. В диапазоне между F_{th} и значением плотности энергии насыщения $F_S = 4,7$ мДж/см² резкое увеличение указывает на то, что возрастающая доля возбужденного материала переходит в кубическую металлическую фазу, что приводит к изменению отражения [39]. Выше F_s в отклике преобладает сигнал, соответствующий сигналу от материала, испытавшего фазовый переход, индуцированный лазером. Значения F_{th} и F_S хорошо согласуются с литературными данными [40].



Рисунок 2 - Изменение отражения *R* в зависимости от времени задержки между импульсами накачки и зондирования (а) при фиксированной начальной температуре *T*₀ = 80 К для различных значений плотности энергии накачки *F* и (с) при фиксированной плотности энергии накачки *F* = 1,6 мДж/см² для разных T₀. Изменение отражения *R* при *t* = 0,5 нс в зависимости от плотности энергии накачки *F* (b) и температуры T₀ (d). Сплошные линии на панелях (b) и (d) соответствуют линейной аппроксимации.

Также было измерено лазерно-индуцированное изменение отражения R при различных начальных температурах образца T_0 при фиксированной плотности энергии накачки F = 1,6 мДж/см² [рис. 2(с)]. Температурная зависимость R также демонстрирует две особенности (рис. 2(d)]. Увеличение наклона $R(T_0)$ при $T_{th} \approx 100$ К позволяет предположить, что, начиная с этой температуры, доля материала, перешедшая в металлическую фазу, начинает вносить вклад в сигнал переходной части отражения, т.е. F_{th} уменьшается до 1,6 мДж/см² при этой температуре. Вторая особенность совпадает с $T_V = 123$ К. Когда T_0 превышает T_V , наклон $R(T_0)$ становится отрицательным.

Чтобы продемонстрировать сверхбыстрый лазерно-индуцированный СП переход в магнетите, была измерена магнитная динамика. Типичные

сигналы θ (H±; Δt), измеренные во внешнем поле μ_0 H± = ±250 мTл, показаны на рис. 3(b).



Рисунок 3 - (а) Схема экспериментальной геометрии. Внешнее магнитное поле **Н** приложено вдоль направления *c*([001]). Двойные стрелки обозначают переходные изменения намагниченности, выявленные с помощью РМОКЕ и

QMOKE. (b) Вращение поляризации θ , индуцированное лазером, в зависимости от времени задержки Δt , измеренное в магнитном поле μ_0 H = ± 250 мTл. (c) Частота колебаний f (черные символы) в зависимости от магнитного поля μ_0 H при $T_0 = 80$ K, F = 4 мДж/см² и $f_{\rm FMR}$ (открытые символы) в зависимости от магнитного поля μ_0 H при $T_0 = 130$ K. (d) Извлеченные сигналы $\theta_{\rm PP}(t)$ и $\theta_{\rm IP}(t)$ (подробности см. в тексте)

Полевая зависимость f (μ_0 H) частоты наблюдаемых колебаний свидетельствует о наличии прецессии намагничивания, индуцированной импульсами накачки (рис. 3(с)]. В данной экспериментальной геометрии измеренное изменение поляризации зондирующего импульса чувствительно к колебаниям как плоскостных (IP), так и перпендикулярных к плоскости (PP) компонент прецессирующей намагниченности через квадратичный магнитооптический эффект Керра (QMOKE) и полярный магнитооптический

эффект Керра (РМОКЕ) соответственно, как показано на рис. 3 (а). Отметим, что линейный и квадратичный магнитооптические эффекты Керра в ферримагнетике Fe₃O₄ могут быть сопоставимы [41]. Учитывая, что QMOKE и PMOKE являются четными и нечетными эффектами по отношению к перемагничиванию, соответственно, выделим вклады колебаний плоскостной IP (θ_{IP}) и перпендикулярной PP (θ_{PP}) компонент намагниченности в измеряемое вращение как $\theta_{IP(PP)}(t) = 0,5(\theta$ (H+;t) ± θ (H-; t)). Полученные таким образом $\theta_{IP(PP)}(t)$ демонстрируют колебательное поведение и соответствуют экспоненциально затухающей синусоиде [рис. 3(d)],

$$\Delta \theta_{i}(\Delta t) = \Theta_{i} \exp\left(-\Delta t/\tau_{i}\right) \sin\left(2\pi f \Delta t + \phi_{i}\right), \qquad (2)$$

где *j*, *f*, $\tau_j u \varphi_j$ — амплитуда, частота, время затухания и начальная фаза колебаний соответственно, j — PP, IP.

На рис. 4 приведены графики параметров колебаний θ_{PP} и θ_{IP} , измеренных при $T_0 = 80$ К, в зависимости от плотности энергии накачки F в диапазоне 0,7–11 мДж/см². Отметим, что во всем диапазоне плотности энергии накачки значения частоты $f_{PP} \approx f_{IP}$ (рис. 4(c)], а начальные фазы $\varphi_{PP(IP)}$ различаются на $\sim \pi/2$ (рис. 4(f)], подтверждая тем самым, что θ_{PP} и θ_{IP} обусловлены колебаниями перпендикулярной и плоскостной компонент намагниченности [рис. 3(a) и 3(d)]. Важно отметить, что существует качественное соответствие между зависимостями изменения отражения R(F)от плотности энергии накачки и некоторых параметров колебаний. Чтобы подчеркнуть это, была построена на рис. 4(b) аппроксимирующая кривая R(F) рядом с амплитудой колебаний и покажем соответствующие диапазоны $F < F_{th}$ и $F > F_S$ в зависимостях плотности энергии накачки всех параметров на рис. 4.



Рисунок 4 – (а) Типичные сигналы накачки-зондирования $\theta_{PP}(t)$ (символы), измеренные при $T_0 = 80$ К при плотностях энергии накачки $F < F_{th}$ (синий), $F_{th} < F < F_S$ (пурпурный) и $F > F_S$ (зеленый) и их аппроксимирующие (линии) с использованием уравнения (2). Зависимости плотности энергии накачки: (b) амплитуды $\Theta_{PP(IP)}$, (c) частоты $f_{PP(IP)}$, (d) отношения Θ_{PP}/Θ_{IP} , (e) времени затухания $\tau_{PP(IP)}$ и начальной фазы $\varphi_{PP(IP)}$ при $T_0 = 80$ К, полученные в результате аппроксимации сигналов $\theta_{PP(IP)}(t)$. Закрытые (открытые) символы

показывают параметры $\theta_{PP(IP)}(t)$ соответственно. Серая линия на (b) аппроксимация зависимости R(F) [рис. 2(b)]. Зеленая пунктирная линия на (c) показывает частоту ФМР, измеренную при T = 130 К.

Во-первых, когда плотность энергии накачки превышает F_S , амплитуды $\Theta_{\rm PP(IP)}$, их отношение $\Theta_{\rm PP}/\Theta_{\rm IP}$, время затухания $\tau_{\rm PP(IP)}$ и частота f не зависят от F. В диапазоне $F_{th} < F < F_S$ существует линейная зависимость роста плоскостных зависимостей амплитуды, как и R(F), тогда как частота

прецессии f меняется незначительно. Такое поведение в целом согласуется с лазерно-индуцированным СП переходом. Когда плотность энергии накачки *F* становится достаточной для СП перехода, прецессия намагниченности начинает осциллировать за счет переключения легкой оси магнитной анизотропии с оси с на кубическое направление. При этом увеличение и перпендикулярной компоненты насыщение амплитуды связано с постепенным увеличением доли возбужденного импульсами накачки материала, в которой произошел СП переход до достижения 100%. Однако в диапазоне плотности энергии накачки между F_{th} и F_S также наблюдается рост Θ_{PP}/Θ_{IP} (рис. 4(d)]. Это связано с тем, что Θ_{IP} и Θ_{PP} по-разному изменяются в зависимости от плотности энергии накачки (рис. 4(b)]. Еще более интригующий результат наблюдается при $F < F_{th}$, когда в данных об отражении преобладает оптический отклик диэлектрической фазы (рис. 2(b)]. $\Theta_{\rm IP}$ растет с ростом F гораздо быстрее, чем $\Theta_{\rm PP}$, и зависимость $\Theta_{\rm IP}(F)$ можно экстраполировать до F = 0 (рис. 4(b)], не демонстрируя порогового поведения. Кроме того, частота прецессии в этом диапазоне остается такой же, как и при более высоких плотностях энергии накачки, не проявляя никаких особенностей при прохождении F через F_{th} , в то время как начальная фаза $\phi_{PP(IP)}$ и время затухания $\tau_{PP(IP)}$ существенно изменяются [рис. 4(f) и 4(e)]. Мы также получили сигналы накачки-зондирования $\theta_{PP(IP)}(\Delta t)$ при различных T_0 с фиксированной плотностью энергии F = 1.6 мДж/см², что ниже F_{th} при T_0 = 80 К.

На рис. 5 приведены параметры колебаний в зависимости от T_0 . Как и в случае с зависимостью от плотности энергии накачки, наблюдается нетривиальное поведение амплитуд, времен затухания и начальных фаз ниже T_{th} , а $f_{PP(IP)}$ меняется слабо. Эти наблюдения естественным образом ставят вопрос о природе прецессии, возбуждаемой импульсами накачки с плотностью энергии ниже F_{th} при низких температурах, об интерпретации результатов при $F > F_{th}$ как проявлении лазерно-индуцированного СП

перехода, а также о механизме лежащем в основе возбуждения прецессии при $T_0 > T_{SR}$.



Рисунок 5 – (а) Экспериментальные сигналы накачки-зондирования $\theta_{PP}(t)$ (символы), измеренные при F = 1,6 мДж/см² при температуре образца $T_0 < T_{th}$ (синий), $T_{th} < T_0 < T_V$ (пурпурный) и $T_0 > T_V$ (красный) и их аппроксимация (линии) с помощью уравнения (2). Температурные зависимости амплитуды $\Theta_{PP(IP)}$ (b), частоты $f_{PP(IP)}$ (c), отношения Θ_{PP}/Θ_{IP} (d), времени затухания $\tau_{PP(IP)}$ (e) и начальной фазы $\varphi_{PP(IP)}$ (f) при F = 1,6 мДж/см², полученное в результате аппроксимации кривых $\theta_{PP(IP)}(t)$. Закрытые (открытые) символы показывают параметры $\theta_{PP(IP)}(t)$ соответственно. Серая линия на (b) представляет собой аппроксимацию зависимости $R(T_0)$ (рис. 2(b)]. Зеленая пунктирная линия на (c) показывает частоту ФМР, измеренную при T = 130 К.

III. Обсуждение

Частота прецессии как признак лазерно-индуцированного СП перехода

Экспериментальные результаты лазерно-индуцированного изменения отражения, в частности, наличие пороговой плотности энергии накачки и насыщения, позволяют предположить, что лазерно-индуцированный нагрев ответственен за стабилизацию лазерно-индуцированной металлической кубической фазы [12,42]. Используя литературные данные о скрытой теплоте [43] и удельной теплоемкости металлической и диэлектрической фаз магнетита [44], были рассчитаны повышение температуры Τ И результирующая температура T_h [45] в зависимости от F при $T_0 = 80$ K. Согласно этому, плотности энергии накачки, превышающей $F_S = 4,7$ мДж/см², достаточно для стабилизации кубической металлической фазы, возникшей В лазерно-индуцированного перехода результате Вервея. Медленная релаксация $R(\Delta t)$ указывает на то, что образец остается в лазерноиндуцированной фазе более 1 нс. Таким образом, можно использовать частоту возбужденной прецессии для идентификации конкретного магнитного фазового состояния образца в этом временном диапазоне после возбуждения.

Как показано на рис. 4(с) и 5(с), частота прецессии в экспериментах во всем диапазоне плотности энергии накачки и температуры близка к значениям частоты ферромагнитного резонанса для магнетита в кубической фазе. Важно, что соответствующая частота в моноклинной фазе, как ожидается, будет вдвое выше, как было рассчитано с использованием параметров анизотропии из [30,46]. При μ_0 H = 250 мTл и T_0 = 80 K она превышает 20 ГГц. Таким образом, частота наблюдаемой прецессии ясно указывает на то, что СП переход имеет место даже при возбуждении образца при T_0 = 80 K импульсами малой плотности энергии накачки, недостаточными для нагрева выше температур перехода. С другой стороны, экспериментальные данные по отношению $\Theta_{PP/IP}$, времени затухания $\tau_{PP(IP)}$ и начальным фазам $\varphi_{PP(IP)}$ (рис. 4(d) и 4(f)] показывают, что существует разница между прецессией, возбуждаемой при $F > F_S$ и $F < F_{th}$, несмотря на схожую частоту прецессии, наблюдаемую во всем диапазоне плотности энергии лазера.

Отсутствие частотой, лазерно-индуцированной прецессии с соответствующей низкотемпературному одноосному состоянию, можно соображений. следующих Направление понять оси ИЗ легкого намагничивания в низкотемпературной фазе совпадает с приложенным Это, наряду с сильной одноосной анизотропией, внешним полем. импульсы возбуждают гарантирует, что лазерные не прецессию намагниченности, если только не индуцируется СП переход. Таким образом, наличие осцилляций в сигнале МОКЕ позволяет предположить, что прецессия возбуждается только в той части материала, которая подвергается лазерно-индуцированному СП переходу.

Три режима СП перехода при различных плотностях энергии накачки.

Было экспериментальные наблюдения показано, что являются проявлением особенностей лазерно-индуцированного СП перехода первого рода в равновесии. При $T_0 = 80$ К и $F > F_S$ возбуждение прецессии можно описать следующим образом. До возбуждения ориентация намагниченности определяется эффективным полем $\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_{a} + \mathbf{H}_{d}$, направленным вблизи оси *c*, где $\mathbf{H}_{a} = -\partial U_{uni}(K_{a}, K_{b})/\partial \mathbf{M}$ — поле одноосной анизотропии. Лазерный импульс вызывает сверхбыстрый переход Вервея и, таким образом, переключает кристаллическую структуру в кубическую фазу, которая стабилизируется лазерно-индуцированным нагревом выше T_V [12,40]. Структурный переход сопровождается сменой магнитной анизотропии на кубическую. Поскольку $T_{\rm SR}$ всего на несколько кельвинов выше $T_{\rm V}$, $K_{1,2}$

меняет знак, и поле анизотропии переориентируется на одну из <111> осей, лежащих в плоскости образца, например, на [111]. В результате возникает $\mathbf{T}_{PP} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H'}_{eff}$. Крутящий момент запускает прецессию момент намагниченности вокруг $\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_{a} + \mathbf{H}_{d}$, где $\mathbf{H}_{a} = -\partial U_{c}(\mathbf{K}_{1},\mathbf{K}_{2})/\partial \mathbf{M}$. Начальные фазы колебаний компонент в плоскости и из плоскости равны 0 и π/2 соответственно, что согласуется с экспериментальными наблюдениями (рис. 6(а)]. Даже при $T_0 < T_{SR}$ внутри матрицы присутствуют стабильные домены с кубической магнитной анизотропией, о чем свидетельствуют статические петли гистерезиса [рис. 1(b)]. Это позволяет предположить, что предпороговое возбуждение все же может приводить к появлению доменов матрицы, кубической фазы внутри моноклинной хотя лазерноиндуцированный нагрев $T_0 + \Delta T(F) < T_{\text{th}}$. Ожидается, что эти домены будут изолированы друг от друга и, таким образом, будут иметь оси легкого намагничивания вдоль любой из четырех кубических осей <111> в плоскости образца или под углом к ней. Таким образом, лазерно-индуцированная прецессия в разных доменах запускается с разной начальной фазой:

$$\binom{M_{PP,i}(\Delta t)}{M_{IP,i}(\Delta t)} = \binom{\varepsilon M_0 \sin(2\pi f \Delta t + N \pi/2)}{M_0 \sin(2\pi f \Delta t + (N+1) \pi/2)},$$
(3)

где є — эллиптичность прецессии, *i* — конкретная область, а M_0 — амплитуда прецессии, определяемая углом, на который переориентируется полное эффективное поле в результате СП перехода. Целое число *N* зависит от конкретной кубической оси, которая задает $\mathbf{H'}_{a}$. N = 0, 2(1, 3) для доменов с кубической осью, ориентированной в плоскости образца (под углом к ней) с соответствующим лазерно-индуцированным моментом $\mathbf{T}_{PP}(\mathbf{T}_{IP})$, как показано на рис. 6(а) и 6(b).

В эксперименте измеренный сигнал $\theta_{PP(IP)}$ интегрируется по большой площади образца. Прецессия с разными начальными фазами в разных областях способствует $\theta_{PP} \sim \sum M_{PP,i}$, что дает очень низкое значение Θ_{PP} и промежуточную начальную фазу колебаний $\varphi_{PP} = 0$, $\pi/2$. Вклады прецессии в

разных областях в $\theta_{\rm IP} \sim \sum M^2_{\rm IP,i}$ суммируются, что приводит к ненулевой величине $\Theta_{\rm IP} > \Theta_{\rm PP}$, наблюдаемой даже при низких значениях *F* (рис. 4(a)] и к промежуточной начальной фазе колебаний. Такое усреднение также объясняет более быстрое затухание при *F* < *F*_{th}, являющееся результатом дефазировки прецессии в разных областях и усиленного затухания внутри них [47,48].

Начало роста т и $\Theta_{PP/IP}$ при плотности энергии накачки $F > F_{th}$ (рис. 4(d) и 4(e)] и изменение $\varphi_{PP(IP)}$ до ~0($\pi/2$) [рис. 4(f)] предполагает, что постоянно увеличивающиеся области, где происходит СП переход, начинают вносить вклад в магнитооптический отклик вместо изолированных доменов [49,50]. Это приводит к увеличению времени затухания прецессии т в диапазоне $F_{th} < F < F_S$. Увеличение Θ_{PP} при переключении $\varphi_{PP(IP)}$ близкого к 0 ($\pi/2$) показывает, что прецессия намагниченности внутри зондируемого пятна преимущественно синфазна, а ось лазерно-индуцированной магнитной анизотропии расположена вдоль одной конкретной <111> оси в плоскости образца [рис. 6(a)]. При любом из исследованных во всем возбужденном и зондируемом объеме происходит лазерно-индуцированный СП переход, приводящий к насыщению параметров переходных процессов $\theta_{PP(IP)}$. Тогда Θ_{PP}/Θ_{IP} определяется эллиптичностью прецессии ε и магнитооптическими параметрами, ответственными за РМОКЕ и QMOKE.

Три режима СП перехода при различных начальных температурах образца

Совместный анализ эволюции параметров переходных процессов с начальной температурой T_0 позволяет выделить три режима лазерноиндуцированной динамики. При фиксированной плотности энергии лазера F= 1,6 мДж/см² температурные диапазоны $T_0 < T_{\text{th}}$ и $T_{\text{th}} < T_0 < T_{\text{SR}}$ соответствуют тем же режимам лазерно-индуцированного СП перехода, что и наблюдаемые при фиксированном T_0 при $F < F_{th}$ и $F_{th} < F < F_S$. Интересно, что эти данные свидетельствуют о том, что даже при $T_0 > T_{SR}$ прецессия возбуждается за счет лазерно-индуцированного СП перехода. Действительно, наряду с лазерно-индуцированным СП переходом, прецессия может быть вызвана лазерно-индуцированным тепловым изменением параметров магнитной анизотропии, пока материал остается в той же фазе [51]. Ниже T_V лазерно-индуцированные изменения параметров одноосной анизотропии как механизм возбуждения прецессии можно исключить, поскольку частота прецессии соответствует кубической фазе. Однако возникает вопрос о механизме возбуждения прецессии при $T_0 > T_{SR}$.

В $T_{\rm SR} < T_0 < 230 {\rm K}$ диапазоне абсолютное значение константы магнитокристаллической анизотропии K_1 увеличивается с температурой [46]. Поскольку лазерный нагрев не превышает 40 К при любой плотности энергии накачки F, использованной в эксперименте, увеличение K₁ при лазерном возбуждении имеет место для измерений во всем диапазоне начальных температур. В результате переориентация **H**_{eff} за счет лазерноиндуцированного изменения K_1 и СП перехода будет происходить одинаковым образом, что приводит к одной и той же фазе прецессии, возбуждаемой этими двумя механизмами. Однако простой геометрический анализ показывает, что температурные зависимости амплитуды прецессии, возбуждаемой этими двумя механизмами, должны быть существенно разными. Действительно, амплитуда прецессии задается углом между направлением эффективного поля **H**_{eff} до и после возбуждения. Благодаря почти линейной зависимости K_1 от температуры в диапазоне $T_{SR} < T_0 < 230$ К, угол между H'_{a} и H_{a} также должен быть почти независим от T_{0} . Таким образом, амплитуда прецессии, возбуждаемой выше $T_{\rm SR}$ за счет лазерноиндуцированного изменения K_1 , должна слабо изменяться с температурой.

С другой стороны, амплитуда наблюдаемых колебаний, вызванных СП переходом $T_0 > T_{SR}$, диктуется количеством метастабильных доменов, остающихся в моноклинной фазе $N_{mc}(T_0)$, в которых возможен переход. N_{mc}

уменьшается с температурой, что приводит к уменьшению амплитуды прецессии, возбуждаемой за счет СП перехода. На рис. 5(b) видно, что амплитуда прецессии значительно уменьшается с температурой при $T_0 > T_{SR}$, что указывает на то, что основным механизмом возбуждения является лазерно-индуцированный СП переход в этих метастабильных доменах. Такой сценарий хорошо объясняет и уменьшение *R* при температуре в том же диапазоне [рис. 2(d)].

Дополнительным подтверждением СП перехода, ответственного за прецессию, наблюдаемого при T>T_{SR}, служат температурные зависимости $\Theta_{\rm PP(IP)}$, полученные при низкой $F_1 = 1,6$ мДж/см² и высокой $F_2 = 4$ мДж/см² Обе демонстрируют энергии накачки. амплитуды плотности экспоненциальное снижение, которое происходит быстрее при более высокой плотности энергии возбуждения. Возбуждение импульсом более высокой плотности энергии повлияет на количество моноклинных метастабильных доменов N_{mc}, доступных для СП перехода, следующим образом. Каждый импульс накачки приводит к циклу нагрева-охлаждения $T_0 \rightarrow T_{\rm h} \rightarrow T_0$, при этом $T_0 > T_{SR}$. На стадии нагрева СП переход происходит в некоторой области. На стадии охлаждения они остаются в кубической фазе. В результате такого цикла количество моноклинных доменов N_{mc} уменьшится. При возбуждении следующим импульсом для лазерно-индуцированного СП перехода доступно меньшее количество моноклинных доменов $N_{\rm mc}(F_1)$. При более высокой плотности энергии накачки $F_2 > F_1$ уменьшение $N_{\rm mc}(F_2)$ в каждом цикле нагрева-охлаждения еще более выражено. Следовательно, при каждом T_0 значение $N_{\rm mc}$, усредненное по многим событиям возбуждения, оказывается ниже при более высоких плотностях энергии накачки. Это может объяснить наблюдаемое более быстрое уменьшение $\Theta_{\rm PP(IP)} \sim N_{\rm mc}(F)$ с T₀ при более высоких плотностях энергии накачки. Напротив, в случае возбуждения через изменение К₁ в кубической фазе циклы нагреваохлаждения не влияют на исходное состояние системы. В результате увеличение плотности энергии накачки приведет лишь к увеличению

регистрируемой амплитуды $\Theta_{PP(IP)} \sim K_1(T)$ и не повлияет на скорость изменения $\Theta_{PP(IP)}$ с T_0 .

Стоит заметить, что ширина линии ФМР в магнетите, как сообщается, сужается, поскольку равновесный переход происходит одновременно с уменьшением частоты ФМР [52]. Однако в данных экспериментах по накачке-зондированию только время затухания изменяется с плотностью энергии накачки или температурой, что указывает на другую природу. Затухание при низких плотностях энергии накачки и температурах связано с пространственной неоднородностью лазерно-индуцированного СП перехода в таких условиях. Отметим также, что лазерная прецессия, связанная с переходом первого рода, была обнаружена в диспрозиевом ортоферрите, а показала нетривиальную зависимость затухания прецессии от также плотности энергии лазерного импульса [23]. Однако в ортоферритах было обнаружено, что затухание прецессии коррелирует с временным масштабом перехода в ортоферрите, который по сути ограничен пикосекундным диапазоном и, следовательно, может быть прослежен по прецессионной переориентации намагниченности к новой оси равновесия. В магнетите время СП перехода, по-видимому, значительно ниже разрешения данного эксперимента и явно происходит быстрее, чем половина периода прецессии, ~20 пс. Учитывая субпикосекундный масштаб переключения кристаллической и электронной структуры [12], начальное изменение магнитной анизотропии может иметь аналогичную скорость.

Заключение

В заключение была продемонстрирована лазерно-индуцированная прецессия намагниченности в объемном монокристаллическом магнетите. Основным возбуждения механизмом является переключение оси анизотропии вследствие сверхбыстрого СП перехода. Это расширяет знания о реакции этого оксида железа на сверхбыстрое оптическое возбуждение, наряду с ранее продемонстрированным диэлектриком-металлом И структурным переходом Вервея. Было показано, что переход СП может быть инициирован даже лазерным импульсом с плотностью энергии F < 1мДж/см², т.е. ниже порога лазерно-индуцированного нагрева, необходимого для преодоления материалом температуры перехода. Кроме того, признаки фотоиндуцированного СП перехода присутствуют в широком диапазоне начальных температур образца как ниже, так и выше температуры перехода. Детектирование прецессии посредством нестационарных линейных и квадратичных магнитооптических эффектов показывает, что в таких условиях фотоиндуцированный переход происходит в отдельных областях, что указывает на его характер первого рода, происходящий также за пределами теплового равновесия. Выявление такого широкого диапазона условий, поддерживающих фотоиндуцированные переходы, было невозможным при измерениях изменения отражения. Важно отметить, что было продемонстрировано, существует поразительное что сходство пороговых плотностей энергии накачки и насыщения, а также пороговых температур образца для перехода Вервея и СП перехода, что позволяет предположить их внутреннюю связь с одним и тем же движущим механизмом.

Таким образом, результаты данной работы закладывают основу для дальнейших исследований, направленных на выявление временных масштабов изменения магнитной анизотропии в Fe₃O₄. Такие исследования могли бы опираться, например, на совместное рентгеновское исследование фемтосекундной динамики спинового и орбитального моментов [53]. Исследование сверхбыстрого СП перехода в тонких и сверхтонких пленках магнетита, доступных с помощью метода импульсного лазерного осаждения [54], может обеспечить доступ к более коротким временным масштабам за счет наблюдения лазерно-индуцированных мод стоячей спиновой волны более высокого порядка [55].

Список литературы

- Wuttig M., Yamada N. Phase-change materials for rewriteable data storage //Nature materials. – 2007. – V. 6. – №. 11. – P. 824-832.
- Yi W. et al. Biological plausibility and stochasticity in scalable VO₂ active memristor neurons //Nature communications. 2018. V. 9. №. 1. P. 4661.
- Ma H. et al. Photo-driven nanoactuators based on carbon nanocoils and vanadium dioxide bimorphs //Nanoscale. 2018. V. 10. №. 23. P. 11158-11164.
- Chen S. et al. Gate-controlled VO2 phase transition for high-performance smart windows //Science advances. – 2019. – V. 5. – №. 3. – P. eaav6815.
- Z. Huang, S. Chen, C. Lv, Y. Huang, and J. Lai, Infrared characteristics of VO₂ thin films for smart window and laser protection applications, Appl. Phys. Lett. 101, 191905 (2012).
- Li W. W. et al. External electric field manipulations on structural phase transition of vanadium dioxide nanoparticles and its application in field effect transistor //The Journal of Physical Chemistry C. 2011. V. 115. №. 47. P. 23558-23563.
- Shukla N. et al. A steep-slope transistor based on abrupt electronic phase transition //Nature communications. 2015. V. 6. №. 1. P. 7812.
- Ahn C. H., Triscone J. M., Mannhart J. Electric field effect in correlated oxide systems //Nature. – 2003. – V. 424. – №. 6952. – P. 1015-1018.
- Hu B. et al. External-strain induced insulating phase transition in VO₂ nanobeam and its application as flexible strain sensor //Adv. Mater. – 2010. – V. 22. – №. 45. – P. 5134-5139.
- Wegkamp D., Stähler J. Ultrafast dynamics during the photoinduced phase transition in VO₂ //Progress in Surface Science. 2015. V. 90. №. 4. P. 464-502.

- Ichikawa H. et al. Transient photoinduced 'hidden'phase in a manganite //Nature materials. 2011. V. 10. №. 2. P. 101-105.
- 12. De Jong S. et al. Speed limit of the insulator-metal transition in magnetite
 //Nature materials. 2013. V. 12. №. 10. P. 882-886.
- Li B. et al. Viral infection and transmission in a large, well-traced outbreak caused by the SARS-CoV-2 Delta variant //Nature communications. 2022. V. 13. №. 1. P. 460.
- Dolgikh I. A. et al. Ultrafast emergence of ferromagnetism in antiferromagnetic FeRh in high magnetic fields //arXiv preprint arXiv:2202.03931. – 2022.
- 15. Ju G. et al. Ultrafast generation of ferromagnetic order via a laser-induced phase transformation in FeRh thin films //Physical review letters. 2004. V.
 93. №. 19. P. 197403.
- Verwey E. J. W. Electronic conduction of magnetite (Fe₃O₄) and its transition point at low temperatures //Nature. 1939. V. 144. №. 3642. P. 327-328.
- Bickford Jr L. R. The low temperature transformation in ferrites //Reviews of Modern Physics. – 1953. – V. 25. – №. 1. – P. 75.
- Belov K. P. et al. Spin-reorientation transitions in rare-earth magnets //Soviet Physics Uspekhi. – 1976. – V. 19. – №. 7. – P. 574.
- Lorenzo J. E. et al. Charge and orbital correlations at and above the Verwey phase transition in magnetite //Physical review letters. 2008. V. 101. №.
 22. P. 226401.
- Senn M. S., Wright J. P., Attfield J. P. Charge order and three-site distortions in the Verwey structure of magnetite //Nature. 2012. V. 481. №. 7380. P. 173-176.
- Kimel A. V. et al. Laser-induced ultrafast spin reorientation in the antiferromagnet TmFeO₃ //Nature. 2004. V. 429. №. 6994. P. 850-853.

- De Jong J. A. et al. Coherent control of the route of an ultrafast magnetic phase transition via low-amplitude spin precession //Physical Review Letters.
 2012. V. 108. №. 15. P. 157601.
- Afanasiev D. et al. Control of the ultrafast photoinduced magnetization across the Morin transition in DyFeO₃ //Physical review letters. 2016. V. 116. No. 9. P. 097401.
- 24. De Jong J. A. et al. Laser-induced ultrafast spin dynamics in ErFeO₃
 //Physical Review B. 2011. V. 84. №. 10. P. 104421.
- 25. Fleet M. E. The structure of magnetite //Acta Crystallographica Section B: Structural Crystallography and Crystal Chemistry. – 1981. – V. 37. – №. 4. – P. 917-920.
- 26. Iizumi M. et al. Structure of magnetite (Fe₃O₄) below the Verwey transition temperature //Acta Crystallographica Section B: Structural Crystallography and Crystal Chemistry. 1982. V. 38. № 8. Р. 2121-2133.
- 27. Sokoloff J. B. Phenomenological molecular-field theory of the Mott-Wigner transition in magnetite //Physical Review B. 1971. V. 3. №. 10. P. 3162.
- Rlinger M. I., Samokhvalov A. A. Electron conduction in magnetite and ferrites //physica status solidi (b). – 1977. – V. 79. – №. 1. – P. 9-48.
- 29. Calhoun B. A. Magnetic and electric properties of magnetite at low temperatures //Physical Review. 1954. V. 94. №. 6. P. 1577.
- Bickford L. R., Brownlow J. M., Penoyer R. F. Magnetocrystalline anisotropy in cobalt-substituted magnetite single crystals //Proceedings of the IEE-Part B: Radio and Electronic Engineering. – 1957. – V. 104. – №. 5S. – P. 238-244.
- 31. Muxworthy A. R., McClelland E. Review of the low-temperature magnetic properties of magnetite from a rock magnetic perspective //Geophysical Journal International. 2000. V. 140. №. 1. P. 101-114.
- 32. Balbashov A. M., Egorov S. K. Apparatus for growth of single crystals of oxide compounds by floating zone melting with radiation heating //Journal of Crystal Growth. – 1981. – V. 52. – P. 498-504.

- Zvezdin A. K., Kotov V. A. Modern magnetooptics and magnetooptical materials. – CRC Press, 1997.
- 34. Kukreja R. et al. Orbital domain dynamics in magnetite below the Verwey transition //Physical Review Letters. 2018. V. 121. №. 17. P. 177601.
- 35. Kalarickal S. S. et al. Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films: Comparison of measurement methods //Journal of Applied Physics. 2006. V. 99. №. 9.
- 36. Maksymov I. S., Kostylev M. Broadband stripline ferromagnetic resonance spectroscopy of ferromagnetic films, multilayers and nanostructures //Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. 2015. V. 69. P. 253-293.
- 37. Neudecker I. et al. Comparison of frequency, field, and time domain ferromagnetic resonance methods //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2006. V. 307. №. 1. P. 148-156.
- 38. Lysenko S. et al. Light-induced ultrafast phase transitions in VO₂ thin film
 //Applied Surface Science. 2006. V. 252. №. 15. P. 5512-5515.
- Randi F. et al. Phase separation in the nonequilibrium Verwey transition in magnetite //Physical Review B. 2016. V. 93. №. 5. P. 054305.
- 40. Pontius N. et al. Time-resolved resonant soft x-ray diffraction with freeelectron lasers: Femtosecond dynamics across the Verwey transition in magnetite //Applied physics letters. – 2011. – V. 98. – №. 18.
- Silber R. et al. Quadratic magnetooptic spectroscopy setup based on photoelastic light modulation //Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications. – 2018. – V. 31. – P. 60-65.
- Park S. K., Ishikawa T., Tokura Y. Charge-gap formation upon the Verwey transition in Fe₃O₄ //Physical Review B. 1998. V. 58. №. 7. P. 3717.
- 43. Matsui M., Todo S., Chikazumi S. Specific heat and electrical conductivity of low temperature phase of magnetite //Journal of the Physical Society of Japan.
 1977. V. 42. №. 5. P. 1517-1524.

- 44. Westrum Jr E. F., Grønvold F. Magnetite (Fe3O4) Heat capacity and thermodynamic properties from 5 to 350 K, low-temperature transition //The Journal of Chemical Thermodynamics. 1969. V. 1. №. 6. P. 543-557.
- Mogunov I. A. et al. Large non-thermal contribution to picosecond strain pulse generation using the photo-induced phase transition in VO₂ //Nature Communications. 2020. V. 11. № 1. Р. 1690.
- 46. Abe K., Miyamoto Y., Chikazumi S. Magnetocrystalline anisotropy of low temperature phase of magnetite //Journal of the Physical Society of Japan. 1976. V. 41. №. 6. P. 1894-1902.
- C. Józsa, Optical detection of the magnetization precession, Ph.D. thesis, Eindhoven University of Technology 2006.
- 48. Barman A., Barman S. Dynamic dephasing of magnetization precession in arrays of thin magnetic elements //Physical Review B. 2009. V. 79. №. 14. P. 144415.
- 49. Hilton D. J. et al. Enhanced photosusceptibility near T c for the light-induced insulator-to-metal phase transition in vanadium dioxide //Physical review letters. 2007. V. 99. №. 22. P. 226401.
- Cocker T. L. et al. Phase diagram of the ultrafast photoinduced insulatormetal transition in vanadium dioxide //Physical Review B. – 2012. – V. 85. – №. 15. – P. 155120.
- 51. Shelukhin L. A. et al. Ultrafast laser-induced changes of the magnetic anisotropy in a low-symmetry iron garnet film //Physical Review B. 2018. V. 97. №. 1. P. 014422.
- 52. Srivastava A. et al. Ferromagnetic resonance study of the Verwey phase transition of magnetite thin film on MgGa₂O₄ (001) substrate //IEEE Transactions on Magnetics. 2020. V. 56. №. 12. P. 1-6.
- 53. Boeglin C. et al. Distinguishing the ultrafast dynamics of spin and orbital moments in solids //Nature. 2010. V. 465. №. 7297. P. 458-461.
- 54. Suturin S. M. et al. Tunable polymorphism of epitaxial iron oxides in the fourin-one ferroic-on-GaN system with magnetically ordered α -, γ -, ϵ - Fe 2 O 3,

and Fe₃O₄ layers //Physical Review Materials. $-2018. - V. 2. - N_{\odot}. 7. - P.$ 073403.

- 55. Scherbakov A. V. et al. Optical excitation of single-and multimode magnetization precession in Fe-Ga nanolayers //Physical Review Applied. 2019. V. 11. №. 3. P. 031003.
- 56. Schlegel A., Alvarado S. F., Wachter P. Optical properties of magnetite (Fe₃O₄) //Journal of Physics C: Solid State Physics. 1979. V. 12. №. 6. P. 1157.
- 57. Gurevich A. G., Melkov G. A. Magnetization oscillations and waves. CRC press, 2020.
- Bickford Jr L. R. Ferromagnetic resonance absorption in magnetite single crystals //Physical Review. – 1950. – V. 78. – №. 4. – P. 449.
- 59. Kuzikova A. V. et al. Laser-driven first-order spin reorientation and Verwey phase transitions in magnetite Fe₃O₄ beyond the range of thermodynamic equilibrium //Physical Review B. 2023. V. 107. №. 2. P. 024413.