

537.632.4

ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНАЯ КОРРЕЛЯЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ДИНАМИКИ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ

© 2014 г. А. И. Мусорин, П. В. Перепелкин, М. И. Шарипова,
А. В. Четвертухин, Т. В. Долгова, А. А. Федянин

*Федеральное государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
E-mail: musorin@nanolab.phys.msu.ru*

Экспериментально изучается фемтосекундная динамика эффекта Фарадея в тонких магнитных пленках методом поляризационно-чувствительной корреляционной спектроскопии.

DOI: 10.7868/S0367676514010141

В последнее десятилетие проводится большое количество исследований в области сверхбыстрых процессов в магнитных материалах с использованием фемтосекундных лазеров. Благодаря как ряду серьезных фундаментальных задач, так и перспектив в развитии практических приложений, в частности, возможности развития более быстрой и компактной магнитной записи данных, эта область превратилась в один из наиболее динамично развивающихся разделов физики магнетизма, при этом не ограничиваясь оптическим диапазоном. Другое многообещающее направление – получение усиления магнитооптических эффектов, например в фотонных кристаллах. Благодаря наличию структурной дисперсии материала в фотонных кристаллах возможно наблюдение ряда различных оптических эффектов: гигантской оптической дисперсии и аномальной групповой скорости, эффекта замедления света, подавления спонтанного излучения атомов [1–3] и др. В магнитофотонных кристаллах и микрорезонаторах исследуются нелинейная магнитооптическая дифракция, нелинейный магнитооптический эффект Керра при генерации второй и третьей оптических гармоник, усиление эффекта Фарадея и магнитооптического эффекта Керра [4–6]. Эффект Фарадея может быть значительно усилен за счет многолучевой интерференции, в силу того, что эффект является невзаимным и накапливается при многократном прохождении через среду. Кроме того, ведутся активные работы по поиску новых технологий, в которых носителем информации являлся бы свет и которые давали бы возможность полностью контролировать его распространение в оптических устройствах. При помощи магнитооптических эффектов можно управлять распространением света через многослойные структуры [7, 8].

Фемтосекундные лазерные импульсы широко применяются при изучении различных магнитных явлений [9–12]. Взаимодействие субпикосекунд-

ных импульсов с магнитными материалами позволяет исследовать сверхбыстрое изменение намагниченности веществ, переориентацию спинов внутри среды, прецессию магнитного момента. Импульсы сверхкороткой длительности позволяют экспериментально изучать сверхбыстрые фазовые переходы между магнитными состояниями. Кроме того, применение фемтосекундных лазеров дает возможность управлять магнитным порядком и осуществлять сверхбыстрое размагничивание среды. Сверхбыстрое изменение намагниченности веществ детектируется при помощи магнитооптических эффектов [13].

Кроме изменения намагниченности среды модуляция амплитуды и фазы электрического поля сверхкороткого импульса в пространстве и времени может быть достигнута в слоистых образцах при когерентном сложении прошедшей и переотраженных волн. Предельно упрощенным случаем таких структур являются тонкие магнитные пленки с высоким показателем преломления. Благодаря многолучевой интерференции в них можно наблюдать временную зависимость фарадеевского поворота плоскости поляризации излучения в течение одного фемтосекундного импульса [14], т.е. фемтосекундную динамику эффекта Фарадея. Если длительность короткого светового импульса сравнима с временем прохождения импульса через структуру, то стационарное значение фарадеевского вращения не успевает установиться, поэтому его величина меняется в течение длительности одного импульса. Значения угла поворота плоскости поляризации на переднем фронте импульса и на заднем могут заметно различаться. Таким образом, представляет интерес задача экспериментального детектирования фемтосекундной динамики эффекта Фарадея, связанной с многолучевой интерференцией короткого лазерного импульса в резонаторных структурах.

Цель данной работы – экспериментальное изучение фемтосекундной динамики эффекта Фарадея в тонкой магнитной пленке.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ

В данной работе сверхбыстрая динамика эффекта Фарадея исследуется с помощью поляризационно-чувствительной методики с фемтосекундным временным разрешением. Для проведения экспериментов с изучением состояния поляризации используется фотоупругий модулятор, позволяющий значительно повысить точность измерения [15].

Схема экспериментальной установки для измерения угла поворота плоскости поляризации, использующая в качестве анализатора фотоупругий модулятор, показана на рис. 1. Оптические оси фотоупругого модулятора и первого поляризатора установлены параллельно. В такой конфигурации при отсутствии образца в детектируемом сигнале не будет переменной составляющей на кратных частотах фотоупругого модулятора. Если в схему вставить образец, это приведет к повороту плоскости поляризации проходящего света, и на удвоенной частоте модулятора фотодетектор будет регистрировать сигнал, который пропорционален величине вращения плоскости поляризации.

Анализируемое состояние поляризации удобно рассчитать, используя формализм матриц Мюллера [16]. Пусть на призму Глана, установленную под углом 0 градусов, т.е. пропускающую горизонтальную поляризацию, падает излучение, вектор Стокса которого есть:

$$S_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Матрица Мюллера для такого поляризатора может быть записана в виде

$$M_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

После прохождения света через него вектор состояния поляризации S_0 становится равным

$$S_1 = M_1 S_0 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

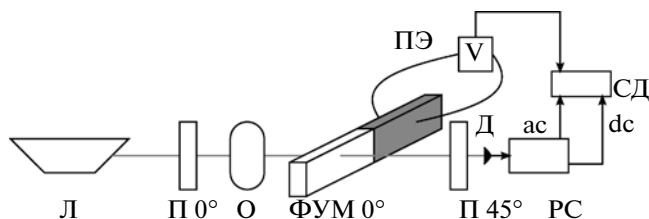


Рис. 1. Схема измерения стационарного фарадеевского вращения. Л – лазер, П – поляризаторы, О – образец, ФУМ – фотоупругий модулятор, РС – разделитель сигналов, СД – синхронный детектор, ПЭ – пьезоэлемент, Д – диод.

После поляризатора установлен прозрачный намагниченный образец, который поворачивает плоскость поляризации на угол θ . Его матрица Мюллера представляет собой выражение

$$M_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ 0 & -\sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Вектор состояния поляризации после образца запишется в виде

$$S_2 = M_2 S_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ 0 & -\sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\theta \\ -\sin 2\theta \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Далее излучение проходит фотоупругий модулятор, установленный соосно поляризатору, матрица Мюллера которого записывается как

$$M_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos A & -\sin A \\ 0 & 0 & -\sin A & \cos A \end{pmatrix}.$$

Здесь $A = A(t) = A_0 \sin(2\pi ft)$ – зависящая от времени задержка, вносимая модулятором, A_0 – максимальное значение задержки фотоупругого модулятора в радианах, f – частота модуляции. После

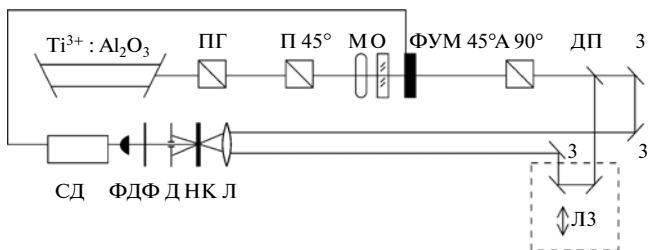


Рис. 2. Схема экспериментальной установки поляризационно-чувствительного автокоррелятора для измерения временной динамики эффекта Фарадея. ПГ – призма Глана, П – поляризатор, М – магнит, О – образец, ФУМ – фотоупругий модулятор, А – анализатор, ДП – светоделительная пластина, З – зеркала, ЛЗ – линия задержки, Л – линза, НК – нелинейный кристалл, Д – диафрагма, Ф – фильтр, ФД – фотодиод, СД – синхронный детектор.

модулятора вектор состояния поляризации излучения становится:

$$S_3 = M_3 S_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos A & -\sin A \\ 0 & 0 & -\sin A & \cos A \end{pmatrix} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\theta \\ -\sin 2\theta \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\theta \\ -\sin 2\theta \cos A \\ \sin 2\theta \sin A \end{pmatrix}.$$

Далее излучение проходит призму Глана, установленную под углом 45 градусов к оси поляризатора. Матрица Мюллера данного элемента может быть записана как

$$M_4 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

поэтому детектор регистрирует излучение, состояние поляризации которого

$$S_4 = M_4 S_3 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\theta \\ -\sin 2\theta \cos A \\ \sin 2\theta \sin A \end{pmatrix} =$$

$$= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 - \sin 2\theta \cos A \\ 0 \\ 1 - \sin 2\theta \cos A \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Интенсивность детектируемого сигнала будет зависеть от угла поворота θ и вносимой фотоупругим модулятором задержки A : $I(t) = \frac{1}{2}[1 - \sin 2\theta \cos A]$. Если выразить создаваемое фотоупругим модулятором изменение задержки во времени через разложение Якоби–Энгера, то детектируемая интенсивность будет:

$$I(t) = \frac{1}{2}[1 - J_0(A_0) \sin 2\theta + 2J_2(A_0) \times$$

$$\times \cos(2\pi 2ft) \sin 2\theta + \dots],$$

где J_0, J_2 – функции Бесселя нулевого и второго порядков соответственно. Первые два слагаемых в скобках отвечают за постоянную составляющую сигнала, а третье – за переменную на удвоенной частоте модулятора. Таким образом, можно выразить величину постоянного сигнала как $V_{dc} =$

$$= \frac{K}{2[1 - J_0(A_0) \sin 2\theta]},$$

а амплитуду переменного сигнала как $V_{ac} = V_{2f} = \frac{K}{2} J_2(A_0) \sin(2\theta)$, где K – константа пропорциональности. Обычно задержка A_0 устанавливается равной 2.405 радиан, так как при этой величине функция Бесселя нулевого порядка равна нулю: $J_0(A_0 = 2.405) = 0$, и постоянная составляющая сигнала V_{dc} становится нечувствительной к поляризационному повороту. При помощи разделителя сигналов можно отдельно получить значения амплитуды постоянной и переменной составляющих сигнала. Их отношение пропорционально углу поворота плоскости поляризации $\frac{V_{ac}}{V_{dc}} = \sqrt{2} J_2(A_0) =$

$= 2.405 \sin 2\theta$. Угол поворота выражается как

$$\theta(\text{рад}) = \frac{1}{2} \arcsin \left[\frac{V_{ac}/V_{dc}}{\sqrt{2} J_2(A_0 = 2.405)} \right].$$

Учитывая, что угол θ мал, справедливо приближение $\sin 2\theta \approx 2\theta$, таким образом, подставляя значение $J_2(A_0 = 2.405) = 0.4318$ и преобразуя радианы в углы, можно получить окончательное выражение для угла поворота плоскости поляризации:

$$\theta(\text{град}) = 46.91 \frac{V_{ac}}{V_{dc}}.$$

Данная формула обеспечивает погрешность 1% при углах θ , лежащих в диапазоне от 0° до 15° . Для больших углов используется полученная выше формула $\theta(\text{рад})$.

Для регистрации фемтосекундных импульсов необходимо применять специальные методы, использующие, например, нелинейные оптические эффекты, величина которых зависит от интенсивности излучения. В автокорреляционной схеме измерения длительности фемтосекундных импульсов используется генерация неколлинеарной второй гармоники при пересечении двух световых пучков [17]. На рис. 2 показана схема экспериментальной

установки для измерения фемтосекундной динамики эффекта Фарадея. Обозначим интенсивность сигнала, проходящего через неподвижную систему зеркал, как $I(t)$, а следующего через линию задержки – как $I(t - \tau)$, где τ – время задержки одного сигнала относительно другого. Интенсивность сигнала, прошедшего через фотоупругий модулятор, записывается в виде $\tilde{I} = I(t)[1 + 4J_2\theta(t)\cos(2\pi 2fT)]$, где T – характерный временной масштаб. Тогда автокорреляционная функция будет иметь вид $u(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{I}(t)\tilde{I}(t - \tau)dt$. Величина сигнала, регистрируемого детектором, может быть записана в виде:

$$u(\tau) = u_{dc}(\tau)\cos(0) + u_2(\tau)\cos(2\pi 2fT),$$

где $u_{dc}(\tau) = \int_{-\tau/2}^{\tau/2} I(t)I(t - \tau)dt$, $u_2(\tau) = 8J_2(\tau) \times \int_{-\tau/2}^{\tau/2} I(t)I(t - \tau)dt \equiv 8J_2\theta(\tau)u_{dc}(\tau)$; величина,

пропорциональная $\theta(\tau)\theta(t - \tau)$, второго порядка малости, поэтому ею можно пренебречь. Также сделана замена $\theta(t) = \theta(\tau)$, $\theta(t - \tau) = \theta(\tau)$, которая справедлива, если характерный временной масштаб изменения фарадеевского вращения больше длительности импульса, следующего через линию задержки, следовательно, можно записать

$$\theta(\tau) \approx \frac{u_2(\tau)}{8J_2u_{dc}(\tau)}.$$

Получаемое таким образом значение фарадеевского вращения – усредненная по длительности импульса величина, характеризующая изменение угла поворота плоскости поляризации, сглаженное по временной протяженности импульса.

Для проведения экспериментов по изучению динамики эффекта Фарадея была модифицирована поляризационно-чувствительная корреляционная схема, предложенная в [18]. Можно выделить две основные части установки (рис. 2): поляризационную (до светоделителя) и корреляционную (после него). Источником излучения служит титан–сапфировый лазер, генерирующий импульсы, центральную длину волны которых можно перестраивать в диапазоне от 680 до 1080 нм. При этом средняя мощность излучения изменяется от 0.9 Вт при $\lambda = 680$ нм, достигает максимума в 3.5 Вт при 800 нм и снижается до 0.3 Вт при 1080 нм. Параметр M^2 используемого лазера <1.1 , что позволяет считать форму импульса гауссовой, мода TEM₀₀. Необходимо, чтобы поляризация входящего в схему излучения была линейной с точностью порядка измеряемых величин поворотов. Для улучшения состояния поляризации использована призма Глана, обозначенная на рисунке ПГ. Лазерное излучение поляризуется второй призмой Глана под углом 45° (0° соответствует горизонтальной поляризации) и следует через образец, помещенный в магнитное поле величиной 1 кГс. Далее оно про-

ходит через фотоупругий модулятор, установленный соосно с поляризатором и вращающий фазу одной из компонент поляризации с частотой $f = 47$ кГц и амплитудой задержки 2.405 радиан, а затем анализируется с помощью призмы Глана, установленной под углом 90°. Поляризатор и анализатор установлены в механизированные вращательные оправы, что позволяет поворачивать их с шагом 0.02°. Приведенная схема для детектирования фарадеевского вращения отличается от рассмотренной выше, потому что в описанной ранее схеме излучение, попадающее на детектор, поляризовано под 45°. Однако такая конфигурация поляризационных элементов не может быть использована при изучении динамики сверхбыстрых процессов, поскольку для корреляционных измерений в схеме требуется делитель пучка, который вносит сложно контролируемые изменения в смешанное состояние поляризации, не являющееся базисным, поэтому поляризационные элементы повернуты на 45°. После такого преобразования на светоделитель будет падать излучение, состояние поляризации которого является для него одним из собственных, а следовательно, меняться не будет и через последующие элементы схемы пройдет без искажений.

После призмы Глана, установленной под 90°, излучение разделяется при помощи пятидесятипроцентного светоделителя на два канала. Часть излучения следует через линию задержки, минимальный шаг которой составляет 80 нм, что соответствует временной задержке в 0.3 фс, другая – через неподвижную систему зеркал. Параллельные лучи двух плечей фокусируются собирающей линзой с фокусным расстоянием 50 мм в одну область на оптическом кристалле бета-бората бария с квадратичной нелинейностью. В кристалле происходит генерация второй гармоники по направлению биссектрисы между падающими лучами, которая после прохождения фильтра BG39 регистрируется фотодетектором. Диафрагма перекрывает лучи коллинеарной второй гармоники от каждого из пучков, которые не несут в себе полезный сигнал. Регистрация сигнала происходит методом синхронного детектирования на удвоенной частоте фотоупругого модулятора. Одновременно фиксируется постоянная компонента сигнала. В качестве детектора использован фотоэлектронный умножитель Hamamatsu H9307-03.

ИССЛЕДУЕМЫЙ ОБРАЗЕЦ

Образец представляет собой пленку феррит-граната толщиной 16 мкм с химическим составом $(\text{Di, Lu, Eu, Tm})_3(\text{Fe, Ga, Al})_5\text{O}_{12}$, выращенную методом жидкофазной эпитаксии на сегменте монокристаллической подложки из гадолиний-галлиевого граната $\text{Gd}_3\text{Ga}_2(\text{GaO}_4)_3$ толщиной около 500 мкм. На рисунке 3 показаны оптический и магнитооптический спектры образца. Коэффи-

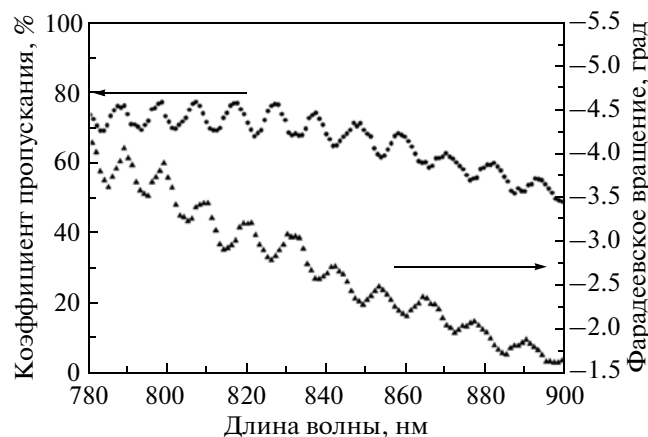


Рис. 3. Оптический (точки) и магнитооптический (треугольники) спектры образца магнитной пленки толщиной 16 мкм.

коэффициент пропускания для представленных длин волн изменяется в пределах 40–80%. С увеличением длины волны контраст между максимальным и минимальным значениями осцилляций в оптическом и магнитооптическом спектрах уменьшается. Из-за многократных переотражений внутри пленки происходит многолучевая интерференция, тонкая пленка выступает аналогом интерферометра Фабри–Перо, поэтому в спектре пропускания присутствуют осцилляции, контраст которых позволяет оценить коэффициент отражения по полю.

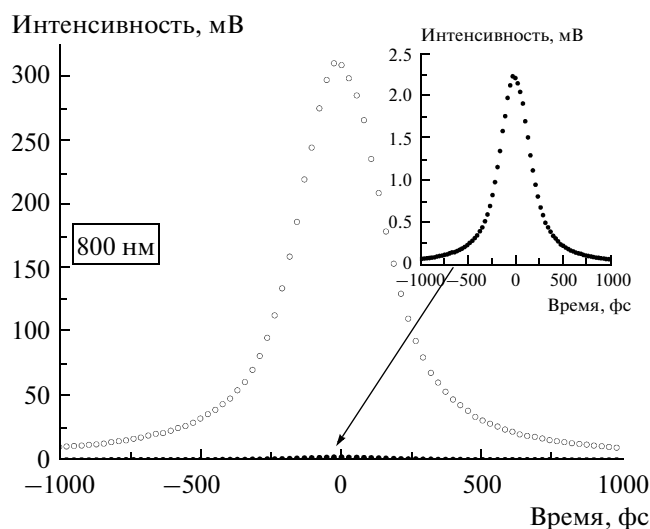


Рис. 4. Автокорреляционные функции лазерного излучения, прошедшего через образец магнитной пленки толщиной 16 мкм, для центральной длины волны лазера 800 нм. Незаполненные круги для постоянной компоненты сигнала. Заполненные — для переменной на удвоенной частоте модулятора компоненты сигнала.

На границе раздела пленка–подложка эта величина составила 12%, а на границе раздела воздух–пленка — 40%. С возрастанием длины волны период осцилляций увеличивается от 7 до 12 нм. Для экспериментальных исследований динамики эффекта Фарадея были выбраны точки спектра 800 и 806 нм, так как им соответствует наибольший контраст между максимальным и минимальным стационарными значениями угла поворота плоскости поляризации одного периода, а также промежуточное значение 803 нм.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Исходные данные для вычисления фарадеевского вращения — автокорреляционные функции импульса на частотах 0 кГц и 94 кГц — показаны на рис. 4. Отношение значений этих кривых в каждой точке по времени есть величина, пропорциональная фарадеевскому вращению. На рис. 5 представлены результаты эксперимента по изучению динамики эффекта Фарадея в тонкой магнитной пленке для различных длин волн. При длине волны излучения 800 нм (квадраты), при которой наблюдается максимальное стационарное значение угла поворота плоскости поляризации, временная зависимость носит монотонно возрастающий характер и за 300 фс увеличивается на 0.1° , от -3.7° приближаясь к стационарному значению для этой длины волны -3.8° (штриховая линия). При длине волны источника 806 нм (треугольники), при которой

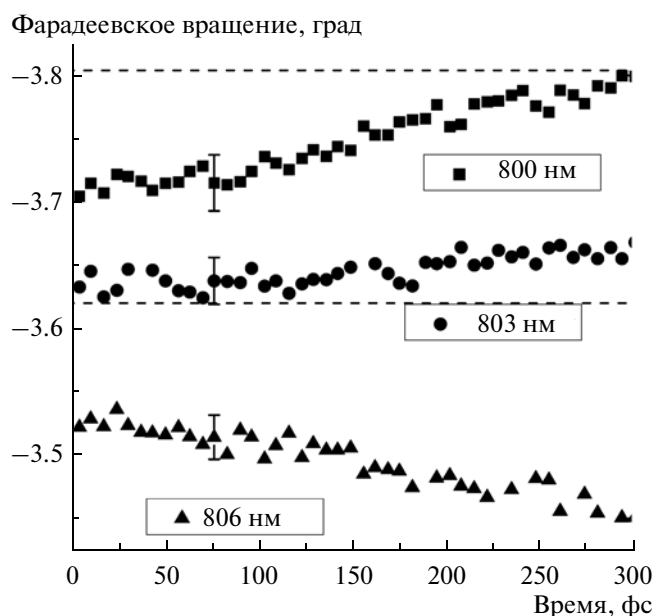


Рис. 5. Временные зависимости фарадеевского вращения, измеренные для трех длин волн: 800 нм (квадраты), 803 нм (круги), 806 нм (треугольники). Штрихами показаны стационарные значения угла поворота плоскости поляризации для длин волн 800 и 803 нм.

наблюдается минимальное стационарное значение угла поворота плоскости поляризации, зависимость является убывающей и за то же время, 300 фс, уменьшается на величину 0.1° от -3.5° до -3.4° , стремясь к стационарному значению -3.2° для данной длины волны. Если источник генерирует излучение на промежуточной длине волны — 803 нм (круги), где в спектральной зависимости фарадеевского вращения наблюдается отрицательное значение производной, то за 300 фс не происходит поворот поляризационной плоскости, а значение угла поворота равно -3.64° , что совпадает в пределах погрешности со стационарным значением -3.62° для данной длины волны (штриховая линия). Для других длин волн временная зависимость также является возрастающей, убывающей или постоянной в зависимости от того, будет это максимум, минимум или промежуточное значение фарадеевского вращения на спектральной характеристике. Такое поведение фарадеевского вращения можно объяснить явлением интерференции: в зависимости от разности фаз между интерферирующими импульсами напряженности полей могут либо складываться, что приведет к усилению эффекта и увеличению угла поворота плоскости поляризации, либо вычитаться, что приведет к ослаблению эффекта и уменьшению фарадеевского вращения. При разности фаз, равной $\pi/2$, изменение угла поворота плоскости поляризации во времени не происходит, что соответствует ситуации, когда образец облучается лазерным импульсом с длиной волны 803 нм. Таким образом, конкретный вид динамики эффекта Фарадея (возрастание, убывание) определяется фазовыми соотношениями при интерференции двух импульсов и имеет периодическую зависимость от спектрального положения центральной длины волны импульса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована фемтосекундная динамика эффекта Фарадея в тонкой магнитной пленке методом поляризационно-чувствительной корреляционной спектроскопии. Продемонстрировано качественное изменение характера временной зависимости фарадеевского вращения при конструктивной и деструктивной многолучевой интерференции для различных спектральных положений центральной длины волны лазерного импульса. Экспериментальная временная зависимость угла поворота плоскости поляризации для длины волны 800 нм (локальный максимум

спектра пропускания) имеет монотонно возрастающий характер и увеличивается на 0.1° с -3.7° до -3.8° за 300 фс; для длины волны 803 нм (промежуточная точка в спектре) эта зависимость — константа, равная -3.64° ; для длины волны 806 нм (локальный минимум спектра пропускания) зависимость носит монотонно убывающий характер и угол поворота плоскости поляризации уменьшается на 0.1° от -3.5° до -3.4° за 300 фс. Удельное вращение составляет $6.25 \cdot 10^{-3}$ град \cdot мкм $^{-1}$ за 300 фс.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ, а также грантов РФФИ № 13-02-01190-а и № 13-02-01336-а. Авторы работы выражают благодарность А.Н. Шапошникову (Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Украина) за предоставленные образцы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Baba T.* // Nature Phot. 2008. V. 2. P. 465.
2. *Jorgensen M.R., Butler E.S., Bartl M.H.* // SPIE Proc. 2012. 8339, 83390Z.
3. *Imhof A., Vos W.L., Sprik R., Lagendijk A.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 2942.
4. *Dolgova T.V., Fedyanin A.A., Aktsipetrov O.A. et al.* // J. Appl. Phys. 2004. V. 95. P. 11.
5. *Inoue M., Fujii T., Abe M.* // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. P. 5768.
6. *Fedyanin A.A., Aktsipetrov O.A., Kobayashi D. et al.* // J. Magn. Magn. Mater. 2004. V. 282. P. 256.
7. *Inoue M., Fujikawa R., Baryshev A. et al.* // J. Phys. D. 2006. V. 39. R151.
8. *Chung K.H., Kato T., Mito S., Takagi H., Inoue M.* // J. Appl. Phys. 2010. V. 107. 09A930.
9. *Kimel A.V., Kirilyuk A., Usachev P.A. et al.* // Nature. 2005. V. 435. P. 655.
10. *Stanciu C.D., Hansteen F., Kimel A.V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 47601.
11. *Bigot J.Y., Vomir M., Beaurepaire E.* // Nat. Phys. 2009. V. 5. P. 515.
12. *Kirilyuk A., Kimel A.V., Rasing T.* // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82. P. 2731.
13. *Zhang G.P., Hu bner W., Lefkidis G. et al.* // Nat. Phys. 2009. V. 5. P. 499.
14. *Chetvertukhin A.V., Sharipova M.I., Zhdanov A.G. et al.* // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. 07A944.
15. *Hipps K.W., Crosby G.A.* // J. Phys. Chem. 1979. V. 83. P. 555.
16. *Шерклифф У., Хан-Магомедова Ш.Д., Жевандров Н.Д.* Поляризованный свет: получение и использование. М.: Мир, 1965. С. 159.
17. *Armstrong J.A.* // Appl. Phys. Lett. 1967. V. 10. P. 16.
18. *Shcherbakov M.R., Vabishchevich P.P., Komarova V.V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. 253903.