

## Оптическое детектирование в ферромагнетике

Р. М. Мартиросян, А. О. Макарян<sup>1)</sup>, В. М. Мыхитарян<sup>+</sup>, В. Р. Татевосян

Ереванский государственный университет, 0025 Ереван, Армения

<sup>+</sup> Институт физических исследований им. Тер-Микаеляна НАН Армении, 0203 Аштарак-2, Армения

Поступила в редакцию 11 марта 2014 г.

Экспериментально осуществлено детектирование линейно поляризованного амплитудно-модулированного лазерного излучения инфракрасного (ИК) диапазона в прозрачном ферромагнетике ЖИГ (железо-иттриевый гранат) при комнатной температуре. Предложен механизм нелинейного взаимодействия. Результаты измерений показывают, что величина и знак детектируемого сигнала существенно зависят от внешнего постоянного намагничивающего магнитного поля. Сигнал наблюдается, когда намагниченность ферромагнетика приближается к намагниченности насыщения. Измерения зависимости амплитуды детектируемого сигнала от угла поляризации лазерного излучения относительно вектора намагниченности ферромагнитного образца подтверждают предложенный механизм возникновения нелинейности. Наиболее эффективная нелинейность проявляется в том случае, когда магнитное поле линейно поляризованного лазерного излучения лежит в плоскости, параллельной магнитному моменту намагниченного ферромагнетика.

DOI: 10.7868/S0370274X14080037

**Введение.** Нелинейные свойства ферромагнитных материалов в полях низких частот и радиодиапазона хорошо исследованы. Они широко применяются в науке и технике для записи и хранения информации, детектирования сигналов, ограничения мощности, преобразования частоты, управления излучением и т.д. [1, 2]. Впервые нелинейные явления в никель-ферритовом порошке в поле излучения магнетрона в сверхвысокочастотной (СВЧ) области ( $f \approx 9$  ГГц) были обнаружены Бломбергом и Деймоном [3]. В дальнейшем было опубликовано множество работ по генерации, детектированию, преобразованию частоты и усилению СВЧ-излучения с помощью ферромагнетиков [4, 5].

На протяжении многих десятилетий ферромагнетики широко используются как один из основных материалов для записи и хранения информации. Однако традиционные методы записи и воспроизведения информации уже не могут удовлетворить все возрастающим требованиям к скорости обмена информацией. Возникает необходимость поиска новых методов для решения этой проблемы.

После появления фемтосекундных лазеров одним из перспективных методов решения указанной проблемы стало управление намагниченностью ферромагнитной среды лазерным излучением.

Для этой цели могут использоваться магнитные гранаты, которые являются одним из самых популярных видов магнитных диэлектриков как для исследований, так и для практических приложений. Их физические свойства хорошо известны, а их параметры могут варьироваться в широком диапазоне путем изменения химического состава и условий роста. Эти материалы являются ферримагнетиками. Ширина линии их ферримагнитного резонанса может быть очень узкой, что предполагает очень низкое затухание магнитного возбуждения. По этим причинам они представляются хорошими кандидатами для изучения сверхбыстрых магнитных процессов. В частности, железоиттриевые гранаты – диэлектрические материалы, прозрачные в инфракрасной области, – известны своими особо сильными магнитооптическими свойствами [1, 2, 6].

В работах [7–13] была продемонстрирована возможность использования оптически прозрачных ферромагнетиков для быстрой записи и воспроизведения информации. Исследовались явления переориентации магнитного момента в ферромагнетиках при воздействии циркулярно поляризованного лазерного излучения.

Основной причиной магнитной переориентации считаются локальный нагрев образца или обратный эффект Фарадея [10, 13]. При возбуждении магнитоупорядоченных материалов сверхкороткими лазерными импульсами были получены размагни-

<sup>1)</sup> e-mail: armenm@ysu.am

чивание и спин-переориентация в течение пикосекунд [9].

В работе [10] было показано, что намагниченность может управляться циркулярно поляризованным импульсом фемтосекундного лазера без приложения постоянного магнитного поля. Авторы объясняют это тем, что возникшее из-за обратного эффекта Фарадея магнитное поле может переориентировать магнитный момент или вызвать магнитный фазовый переход гораздо быстрее, чем вышеупомянутый тепловой эффект. В работе [14] сообщалось о наблюдении нелинейного взаимодействия излучения импульсного неодимового лазера с ферромагнетиком, в результате чего было получено оптическое выпрямление.

В [15] было обнаружено, что намагниченностью можно намного эффективнее управлять линейно поляризованным ультракоротким лазерным импульсом. Предполагается [13], что наблюдаемое во время действия сверхкороткого лазерного импульса сверхбыстрое изменение магнитооптического сигнала может быть объяснено нелинейной оптической восприимчивостью. Однако возникновение нелинейной оптической восприимчивости ферромагнетика во внешнем магнитном поле физически не обосновано. Такое описание носит чисто феноменологический характер. Интерпретация сверхбыстрого магнитооптического отклика ферромагнитных материалов по-прежнему является предметом дискуссии. Анализ динамики индуцированной намагниченности показывает, что ее механизм не основан на лазерно-индуцированном нагреве [16].

Во всех экспериментах проявление нелинейности ферромагнетика существенно зависит от взаимной ориентации магнитного поля лазерного излучения и внешнего магнитного поля. Следовательно, можно предположить, что возникновение оптической нелинейности ферромагнетика обусловлено нелинейностью его магнитной восприимчивости. Вместе с тем считается, что в инфракрасном и видимом диапазонах магнитная проницаемость среды равна единице. Поэтому среда не проявляет никаких нелинейных магнитных свойств в поле электромагнитной волны [17, 18].

В настоящей работе проведено детектирование инфракрасного лазерного излучения в ферромагнитном кристалле ЖИГ и исследованы его результаты. Предложен новый механизм нелинейного взаимодействия лазерного излучения с оптически прозрачным ферромагнетиком.

**Уравнение движения магнитного момента в переменном магнитном поле.** Магнитная по-

ляризуемость среды описывается уравнениями, основанными на уравнении движения магнитного момента в постоянном магнитном поле [19] (теорема Лармора):

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}], \quad (1)$$

где  $\omega_L = \gamma\mathbf{H} = (q/2mc)\mathbf{H}$  – ларморовская угловая скорость вращения.

Для описания свойств ферромагнетиков в переменном магнитном поле используется уравнение движения магнитного момента в постоянном магнитном поле (1) с различными диссипативными членами [20, 21], которые существенно нелинейны. Часть уравнений представляет собой модифицированное уравнение Ландау–Лифшица [20]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}] - \gamma \frac{\alpha}{|\mathbf{M}|} [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{H}]], \quad (2)$$

остальные – модифицированное уравнение Блоха [21]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}] - \frac{\mathbf{M} - \mathbf{M}_0}{\tau}. \quad (3)$$

Так, например, модифицированное Джилбертом [22] уравнение Ландау–Лифшица:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}] + \frac{\alpha}{|\mathbf{M}|} \left[ \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right], \quad (4)$$

получается заменой выражения  $-\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}]$  на  $d\mathbf{M}/dt$  в последнем члене (2). Модифицированное же Калленом [23] уравнение Ландау–Лифшица:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}] - \chi\mathbf{M} - \lambda[\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{H}]], \quad (5)$$

в сущности, отличается от уравнения (2) только добавкой линейного релаксационного члена вида  $-\chi\mathbf{M}$ .

Модифицированное Бломбергом уравнение Блоха [24] имеет следующий вид:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}] - \frac{\chi_0\mathbf{H} - \mathbf{M}_0}{\tau}, \quad (6)$$

где  $\mathbf{M}$  в последнем члене в (3) представлен зависимостью от приложенного магнитного поля вида  $\mathbf{M} = \chi_0\mathbf{H}$ .

Вместе с тем приведенные уравнения (2)–(6) неприменимы для описания движения магнитного момента в переменном во времени магнитном поле  $\mathbf{H}$ , т.к. они составлены на основе уравнения (1) для случая постоянного магнитного поля. Скалярно умножив уравнение (1) на  $M$ , получим  $M^2 = \text{const}$ . Таким образом, становится очевидным, что данное

уравнение никак не описывает возбуждение момента в переменном магнитном поле.

В работе [25] было предложено уравнение движения магнитного момента в переменном магнитном поле, в котором фигурирует возбуждение магнитного момента  $\mathbf{M}$  индукцией магнитного поля  $\mathbf{H}$ :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}] - \gamma^2 I \frac{d\mathbf{H}}{dt}, \quad (7)$$

где  $I$  – момент инерции. Умножив его скалярно на  $\mathbf{M}$ , получим выражение

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\mathbf{M}^2}{2} \right) = -\gamma^2 I \mathbf{M} \frac{d\mathbf{H}}{dt}. \quad (8)$$

Отсюда видно, почему и как меняется магнитный момент  $\mathbf{M}$  системы, а вместе с ним и кинетическая энергия в переменном магнитном поле. В случае переменного магнитного поля в уравнениях типа (2) отсутствует именно член, отвечающий за возбуждение магнитного момента переменным магнитным полем.

Поскольку же при увеличении внешнего магнитного поля ферромагнитные материалы насыщаются, при изменении магнитного поля вблизи насыщения магнитный момент ферромагнетика будет выполнять принудительное движение с ярко выраженной нелинейной зависимостью.

Нами было проведено детектирование лазерного излучения в прозрачном ферромагнетике посредством возбуждения магнитного момента намагниченного ферромагнетика индукцией магнитного поля лазерного излучения и исследованы полученные результаты.

**Экспериментальная установка и измерения.** В качестве источника модулированного излучения нами был использован титан-сапфировый фемтосекундный лазер Mai-Tai производства Spectra-Physics. Средняя мощность линейно поляризованного лазерного излучения составляла 1.1–1.8 Вт (в зависимости от длины волны излучения) при длительности импульсов  $\sim 100$  пс и частоте повторения  $\sim 80$  МГц. Диапазон перестройки длины волны излучения лазера составлял 710–950 нм.

Для исследования взаимодействия оптического излучения с ферромагнетиком необходимо, чтобы исследуемый материал был достаточно прозрачным для данного диапазона. В качестве такого материала нами был использован ферромагнитный кристалл железо-иттриевого граната (ЖИГ), который имеет окно прозрачности в ИК-диапазоне.

Кристалл ЖИГ (химическая формула  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ) – идеальный двухподрешеточный ферромагнетик, прототип феррогранатов. Он имеет

следующие электрические и магнитные характеристики: намагниченность насыщения  $4\pi M_0 \approx 1750$  Гс, поле кристаллической анизотропии  $H_A = 42$  Э, температура Кюри  $T_C = 556$  К, удельное сопротивление  $\rho = 10^{14}$  Ом·см. При температуре 300 К теплопроводность кристалла ЖИГ в направлениях [110], [211], [111], [100] равна 8.0, 7.2, 7.8, 6.7 Вт·м·К соответственно. Его удельная теплоемкость 432.41 Дж·моль·К.

Оптические свойства данного кристалла таковы. Полоса прозрачности 1.1–5.5 мкм. Показатель преломления в полосе прозрачности 1.4–5.5 мкм изменяется от 2.209 до 2.103, а в полосе 0.6–1.0 мкм – от 2.2 до 2.4. Эффект Фарадея в окне прозрачности 1.08 рад·см $^{-1}$ . Коэффициент поглощения в полосе прозрачности  $\gamma = (0.03–0.1)$  см $^{-1}$  [1, 6].

Удельные коэффициенты поглощения в частотной области, граничащей с окном прозрачности, для разных образцов могут существенно отличаться друг от друга. Поэтому нами были измерены коэффициенты поглощения используемых в эксперименте образцов в области перестройки лазера. Зависимости коэффициента пропускания (и, соответственно, удельного коэффициента поглощения) от длины волны для образца ЖИГ толщиной 0.4 мм приведены на рис. 1.

Из рис. 1 видно, что в полосе перестройки излучения лазера в области длин волн 750–950 нм данный образец ЖИГ относительно прозрачен. При  $\lambda \approx 780$  нм удельный коэффициент поглощения в этой области достигает минимального значения ( $\sim 15$  см $^{-1}$ ). Поэтому указанный образец хорошо подходит для наших исследований.

Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис. 2. Ферромагнитный образец располагался на пути лазерного излучения таким образом, чтобы направление магнитного момента намагниченного ферромагнетика во внешнем поле  $\mathbf{H}_0$  совпадало с направлением магнитного поля  $\mathbf{H}$  линейно поляризованного лазерного излучения (рис. 2b). Как следует из уравнения движения магнитного момента (7), такое расположение может привести к нелинейному изменению магнитного момента намагниченного ферромагнетика под действием электромагнитной волны. В частности, в случае, когда ферромагнетик намагничен до насыщения, возбуждение среды электромагнитной волной (см. уравнение (7)) способно вызвать только уменьшение магнитного момента ферромагнетика из-за частичной переориентации магнитного момента в обратном направлении относительно  $\mathbf{H}_0$ . В итоге среднее значение магнитного момента уменьшается.

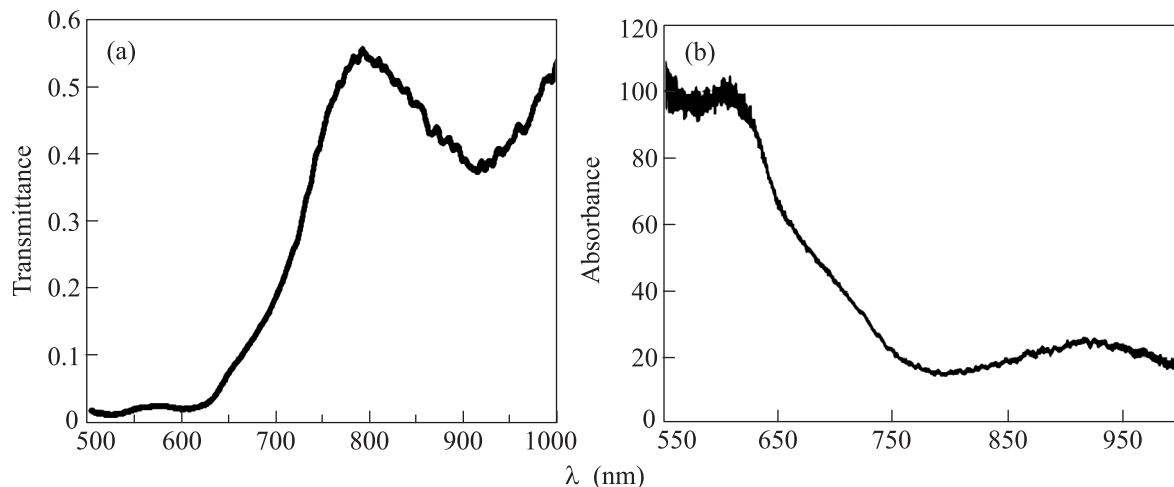


Рис. 1. Зависимости от длины волны коэффициента пропускания (а) и удельного коэффициента поглощения (б) для образца ЖИГ толщиной 0.4 мм

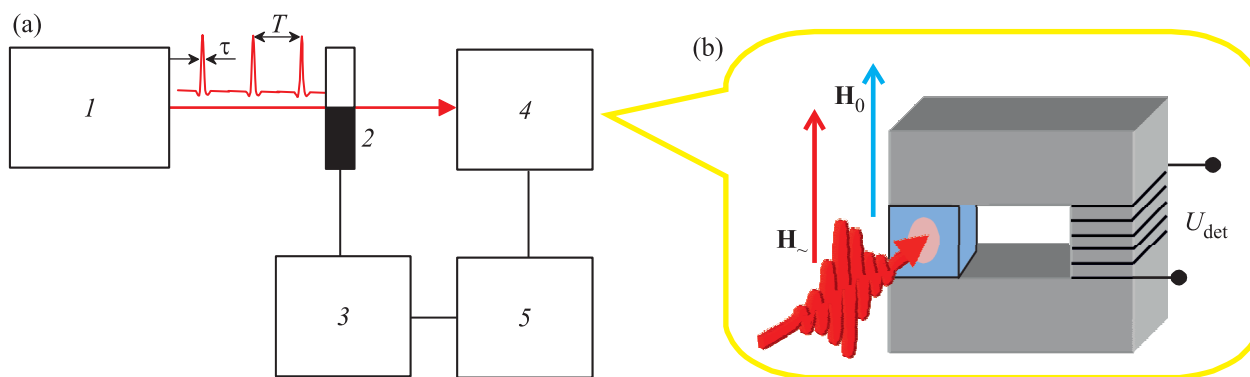


Рис. 2. Схема экспериментальной установки (а) и ориентация намагниченного образца ЖИГ с магнитным датчиком относительно пучка линейно поляризованного лазерного излучения (б)

Для регистрации изменения среднего значения магнитного момента образца был использован магнитный датчик 4 в виде подковообразного феррита с намотанной на него катушкой индуктивности. Датчик прилагается к намагниченному образцу ЖИГ (см. рис. 2b).

Изменение магнитного момента в кристалле ЖИГ под действием лазерного излучения приводит к изменению магнитного потока в магнитном датчике, который индуцирует ЭДС в катушке индуктивности. Напряжение на концах катушки индуктивности  $U_{det}$  (детектируемый сигнал) регистрировался осциллографом Agilent Technologies DSO7012B. Частота повторения лазерных импульсов достаточно высока ( $\sim 80$  МГц). В результате без дополнительной низкочастотной модуляции лазерного излучения описанный выше датчик 4 с ферритовым сердечником не мог регистрировать детектируемый сигнал. Поэтому для регистрации

изменения магнитного момента в ЖИГ лазерное излучение модулировалось с помощью механического прерывателя 2 частотой 1 КГц (см. рис. 2a).

Кривая намагниченности образца ЖИГ (вместе с магнитным датчиком) представлена на рис. 3a. Зависимость амплитуды детектируемого сигнала от величины внешнего магнитного поля приведена на рис. 3b. В отсутствие внешнего магнитного поля сигнал также отсутствует. Сигнал достигает максимального значения при величине внешнего магнитного поля  $H \approx 70$  Э, т.е. в области максимального изменения крутизны кривой намагниченности ферромагнитного образца. Изменение направления внешнего магнитного поля на противоположное приводит к смене знака детектируемого сигнала (см. рис. 3b).

Нами также исследовалась зависимость амплитуды детектируемого сигнала от угла  $\theta$  между поляризацией лазерного излучения и вектором намагниченности ферромагнитного образца (см. рис. 4a). Эта

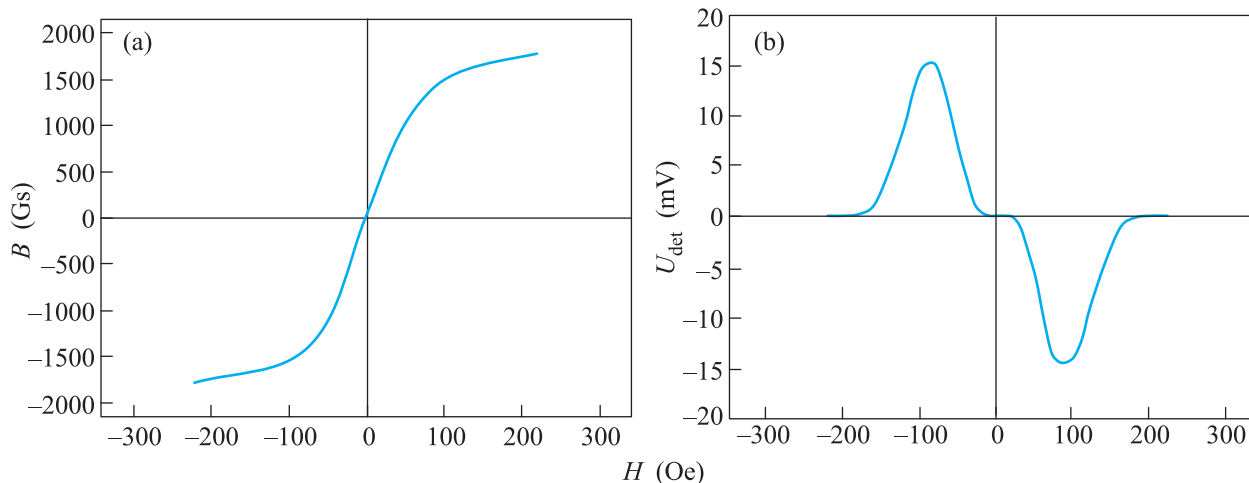


Рис. 3. Кривая намагниченности (а) и зависимость амплитуды детектируемого сигнала от величины внешнего магнитного поля (б)

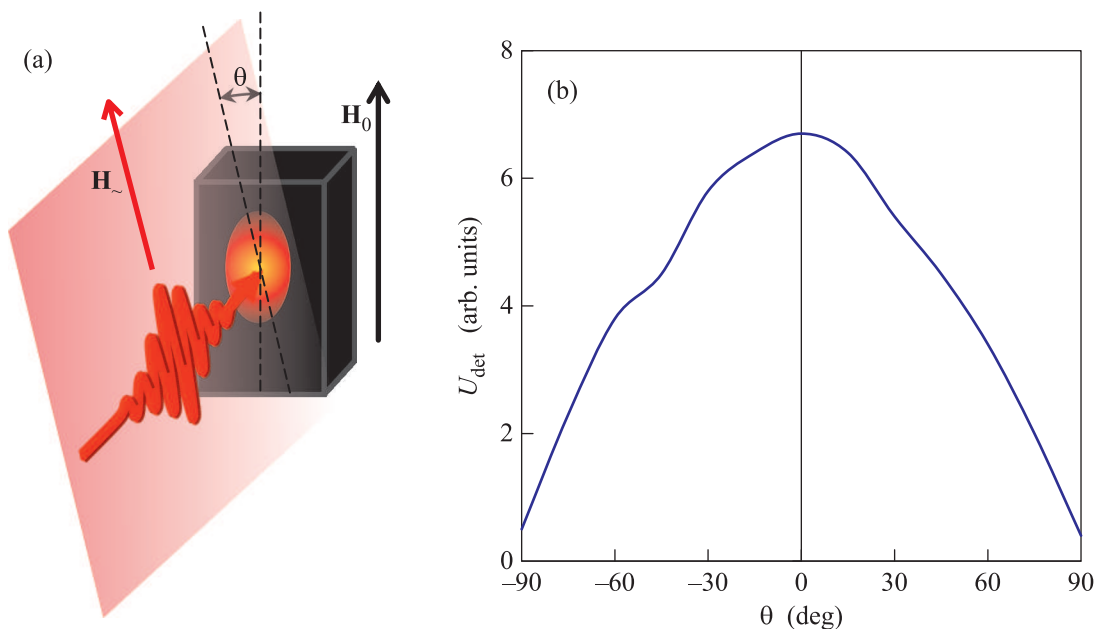


Рис. 4. Взаимная ориентация линейно поляризованного лазерного пучка и ферромагнитного образца (а) и зависимость амплитуды детектируемого сигнала от угла  $\theta$  между направлением внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  и плоскостью поляризации лазерного излучения (магнитного поля  $\mathbf{H}_\sim$ ) (б)

зависимость приведена на рис. 4б. Видно, что максимальный детектируемый сигнал получается тогда, когда магнитное поле линейно поляризованного лазерного излучения лежит в плоскости, параллельной вектору намагниченности ( $\theta = 0$ ). При увеличении  $\theta$  детектируемый сигнал уменьшается до минимума при  $\theta = 90^\circ$ , но не доходит до нуля.

Такое поведение намагниченности связано с частичной переориентацией магнитного момента образца по направлению магнитного поля лазерного излу-

чения при любом значении угла  $\theta$ , которая приводит к изменению среднего значения магнитного момента. Наибольшее его изменение происходит при  $\theta = 0$ .

**Обсуждение результатов и выводы.** Итак, нами экспериментально проведено детектирование линейно поляризованного амплитудно-модулированного лазерного излучения ИК-диапазона в прозрачном ферромагнетике ЖИГ при комнатной температуре. Оно проявляется как изменение намагниченности ферромагнитно-

го образца при изменении амплитуды лазерного излучения. Изменение намагниченности образца регистрируется катушкой индуктивности. Результаты измерений показывают, что величина и знак детектируемого сигнала существенно зависят от внешнего постоянного намагничивающего магнитного поля. Наличие максимумов детектируемого сигнала, а также изменение его знака в зависимости от внешнего магнитного поля  $H_0$  (см. рис. 3b) хорошо коррелируются с кривой намагничивания используемого образца кристалла ЖИГ (см. рис. 3a).

Из анализа графиков, представленных на рис. 3, следует, что в отсутствие внешнего магнитного поля под действием лазерного излучения магнитный момент осциллирует вокруг нулевого значения и, следовательно, его среднее значение не меняется (детектируемый сигнал отсутствует). При приложении внешнего намагничивающего поля детектируемый сигнал отсутствует до тех пор, пока кривая намагниченности линейна (намагничивание образца далеко от насыщения). Сигнал наблюдается тогда, когда намагниченность ферромагнетика приближается к насыщению. В этом случае частичная переориентация магнитного момента при воздействии лазерного излучения происходит преимущественно в сторону уменьшения. Таким образом, среднее значение магнитного момента также уменьшается, возбуждая ЭДС в регистрирующей катушке. При полном насыщении переориентация магнитного момента под действием лазерного излучения практически не происходит. Это приводит к уменьшению амплитуды детектируемого сигнала.

В пользу указанного механизма говорит также и зависимость детектируемого сигнала от угла поляризации лазерного излучения: наиболее эффективная нелинейность проявляется в том случае, когда магнитное поле линейно поляризованного лазерного излучения лежит в плоскости, параллельной магнитному моменту намагниченного ферромагнетика (см. рис. 4).

В заключение отметим, что полученные в данной работе результаты могут найти широкое практическое применение при преобразовании частот лазерного излучения, для оптической записи, хранения и обработке информации и т.д.

---

1. Ю. М. Яковлев, С. Ш. Генделев, *Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике*, Советское радио, М. 1975.

2. С. Тикадзуми, *Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практическое применение*, Мир, М. (1987).

3. N. Bloembergen and R. W. Damon, *Phys. Rev.* **85**, 699 (1952).

4. *Ферриты в нелинейных СВЧ-устройствах*, Сборник статей под. ред. А. Г. Гуревича, ИИЛ, М. (1961).

5. *Нелинейные свойства ферритов в полях СВЧ*, Сборник статей под. ред. А. Л. Микаэляна, ИИЛ, М. (1963).

6. Г. С. Кринчик, М. В. Четкин, *УФН* **98**, 3 (1969).

7. А. Ф. Кабыченков, *ЖЭТФ* **100**, 1219 (1991).

8. A. V. Kimel, A. Kirilyuk, P. A. Usachev, R. V. Pisarev, A. M. Balbashov, and Th. Rasing, *Nature* **435**, 655 (2005).

9. W. A. Challener, T. W. McDaniel, C. D. Mihalcea, K. R. Mountfield, K. Pelhos, and I. K. Sendur, *Jpn. J. Appl. Phys.* **42**, 981 (2003).

10. B. Koopmans, M. van Kampen, J. T. Kohlheppand, and W. J. M. de Jonge, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 844 (2000).

11. A. Kirilyuk, *Journal of Science and Arts* **3**, 353 (2011).

12. A. V. Kimel, A. Kirilyuk, F. Hansteen, R. V. Pisarev, and Th. Rasing, *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 043201 (2007).

13. A. V. Kimel, F. Bentivegna, V. N. Gridnev, V. V. Pavlov, R. V. Pisarev, and Th. Rasing, *Phys. Rev. B* **63**, 123520 (2001).

14. А. О. Макарян, Молодой научный сотрудник ЕГУ **2**, 134 (1982).

15. F. Hansteen, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. B* **73**, 014421 (2006).

16. J. Wang, C. Sun, Y. Hashimoto, J. Kono, G. A. Khodaparast, L. Cywinski, L. J. Sham, G. D. Sanders, C. J. Stanton, and H. Munekata, *J. Phys.: Condens. Matter* **18**, R501 (2006).

17. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Физматлит, М. (2005).

18. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, Физматлит, М. (2004), ч. 2.

19. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Физматлит, М. (2003).

20. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Phys. Z. Sowjetunion* **8**, 153 (1935).

21. F. Bloch, *Phys. Rev.* **70**, 460 (1946).

22. T. L. Gilbert, *Phys. Rev.* **100**, 1243 (1955).

23. H. V. Callen, *J. Phys. Chem. Solids* **4**, 256 (1958).

24. N. Bloembergen, *Phys. Rev.* **78**, 572 (1950).

25. В. М. Мыхитарян, *Изв. НАН Армении – Физика* **47**, 379 (2012).