

Генерация магнитоиндуцированной третьей гармоники в наноструктурах и тонких пленках

© Т.В. Мурзина, Е.М. Ким, Р.В. Капра, О.А. Акципетров, М.В. Иванченко*, В.Г. Лифшиц*, С.В. Кузнецова**, А.Ф. Кравец***

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992 Москва, Россия

* Институт автоматки и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук,
690041 Владивосток, Россия

** Институт физики и информационных технологий Дальневосточного государственного университета,
690600 Владивосток, Россия

*** Институт магнетизма Национальной академии наук Украины,
03680 Киев, Украина

E-mail: mur@shr.shg.ru, aktsip@shg.ru

Рассматриваются магнитные системы пониженной размерности, которые в последнее время являются объектом интенсивных исследований благодаря обнаружению в них новых эффектов, отсутствующих в объемных магнитных материалах. Обнаружен нелинейно-оптический аналог магнитооптического эффекта Керра при генерации третьей оптической гармоники в тонких магнитных металлических пленках и наногранулярных структурах. Показано, что величина магнитного нелинейно оптического эффекта Керра в третьей гармонике превосходит магнитооптический аналог более чем на порядок.

Работа выполнена при поддержке грантов INTAS N 03-51-3784 и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 04-02-17059).

Магнитные наноструктуры привлекают внимание исследователей благодаря наблюдению в них новых физических явлений (таких как спин-зависящее рассеяние и туннелирование, гигантское магнитосопротивление, осцилляция магнитного взаимодействия между магнитными слоями и др. [1,2], отсутствующих в случае объемных магнетиков. Было показано, что в магнитных наноструктурах возможно наблюдение новых нелинейных оптических и магнитооптических эффектов. Так, для мультислойных магнитных структур и магнитных наночастиц в последние годы был обнаружен гигантский нелинейный магнитооптический эффект Керра при генерации второй оптической гармоники (ВГ), являющийся нелинейно-оптическим аналогом магнитооптического эффекта Керра [3,4], причем величины эффектов превосходили магнитооптические аналоги по меньшей мере на порядок. В то же время исследование магнитных нелинейно-оптических эффектов до сих пор ограничивалось только процессами второго порядка, и генерации магнитоиндуцированной третьей оптической гармоники (ТГ) в наноструктурах не наблюдалось.

В настоящей работе обнаружена генерация магнитоиндуцированной ТГ — нелинейный магнитооптический эффект Керра при генерации ТГ в магнитных наночастицах и тонких пленках. Экспериментально показано, что величина магнитного эффекта в ТГ имеет тот же порядок величины, что и в ВГ, и по крайней мере на порядок превосходит аналогичный линейный магнитооптический эффект.

Были исследованы образцы эпитаксиальных пленок железа и кобальта толщиной 200 nm, а также магнитные наногранулярные пленки. Пленки железа напылялись в вакууме $(1-2) \cdot 10^{-9}$ Torr на установке

LAS-600 фирмы „Riber“, оборудованной для диагностики с помощью дифракции медленных электронов и электронной Оже-спектроскопии. В качестве подложек использовался монокристаллический кремний *n*-типа ориентации (111) с сопротивлением $4.5 \Omega \cdot \text{cm}$. Гранулярные пленки $\text{Co}_x\text{Ag}_{1-x}$ были получены методом электронно-лучевого испарения двух источников в условиях высокого вакуума. Средний размер гранул кобальта составлял единицы нанометров для диапазона атомных концентраций кобальта в пленках $x < 0.5$. Генерация магнитоиндуцированной ТГ наблюдалась при воздействии на поверхность образцов излучения YAG:Nd³⁺-лазера с длиной волны 1064 nm, длительностью импульса 15 ns и пиковой мощностью $\approx 1 \text{ MW/cm}^2$. Отражение излучения на частоте ТГ или ВГ выделялось соответствующими интерференционными и цветными светофильтрами и фиксировалось ФЭУ и электронной стробируемой системой регистрации. Магнитоиндуцированные изменения фазы волн ВГ или ТГ измерялись методом интерферометрии ВГ/ТГ, в котором используется интерференция между волнами ВГ/ТГ от эталонного нелинейного источника (пленка ИТО толщиной 30 nm) и от образца. Интерференционная картина определяется разностью фаз между сигналами ВГ от образца и эталона и поэтому является периодической функцией расстояния между этими источниками ВГ/ТГ (из-за дисперсии воздуха).

Для всех исследованных образцов обнаружена генерация магнитоиндуцированной ТГ, проявляющаяся в изменении интенсивности и фазы, а также поляризации волны ТГ при наложении на образец статического магнитного поля. Основные измерения проводились для экваториального магнитооптического эффекта Керра, при котором магнитное поле лежит в плоскости поверхности

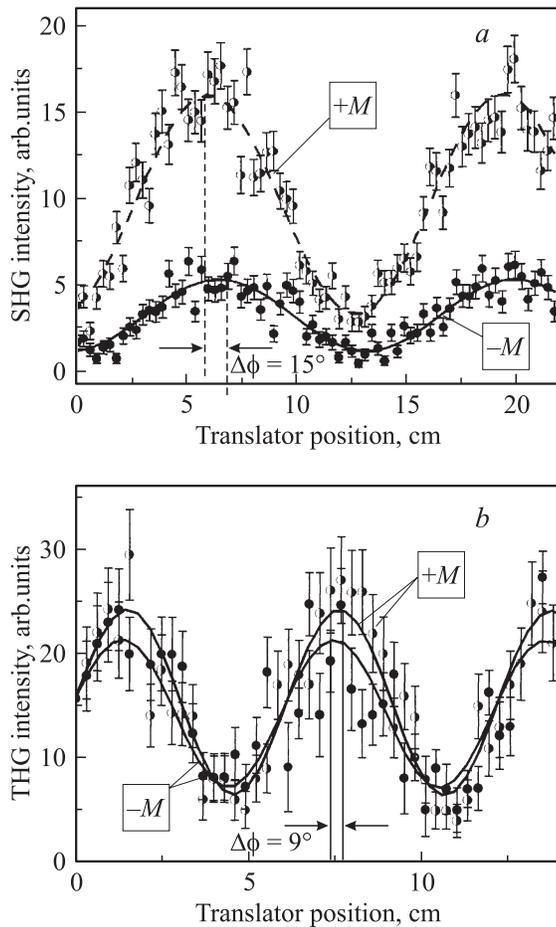


Рис. 1. Интерферограммы интенсивности второй (а) и третьей (б) гармоник от пленок железа.

образца и перпендикулярно плоскости падения зондирующего излучения. В этом случае как для линейного, так и для нелинейного магнитооптического эффекта Керра ожидаются магнитоиндуцированные изменения интенсивности и фазы волн ВГ и ТГ, в то время как поворота плоскости поляризации не должно быть [5]. Поэтому проводились измерения как магнитного контраста интенсивности ВГ или ТГ, так и интерференции ВГ и ТГ во внешнем магнитном поле, что позволило оценить относительную величину эффективных магнитоиндуцированных компонент кубической восприимчивости.

На рис. 1 *a, b* приведены интерферограммы интенсивности ВГ и ТГ, отраженных от пленки железа, измеренные для противоположных направлений магнитного поля, приложенного в схеме экваториального магнитооптического эффекта Керра. Из предоставленных зависимостей видно, что смена направления магнитного поля приводит к заметному изменению как интенсивности, так и фазы волн ВГ и ТГ.

Для анализа наблюдающихся эффектов представим квадратичную и кубическую нелинейную восприимчивость в виде суммы четной (не зависящей от направления приложенного магнитного поля) χ^{even} и нечетной (меняющей знак при смене направления магнитного поля)

χ^{odd} составляющих: $\hat{\chi} = e^{i\varphi}\hat{\chi}^{\text{odd}}(\mathbf{M}) + \chi^{\text{even}}$, где φ — сдвиг фаз между ними, \mathbf{M} — намагниченность среды. Тогда при изменении направления магнитного поля могут наблюдаться нечетные по магнитному полю изменения интенсивности ВГ и ТГ за счет интерференции четных и нечетных по намагниченности полей ВГ или ТГ

$$I \propto (e^{i\varphi}E^{\text{odd}} + E^{\text{even}})^2 \approx (\chi^{\text{even}})^2 \pm 2e^{i\varphi}\chi^{\text{odd}}(\pm M)\chi^{\text{even}}.$$

Мерой магнитоиндуцированного изменения интенсивности ВГ или ТГ может служить магнитный контраст

$$\rho = (I(M) - I(-M)) / (I(M) + I(-M)) \approx 2\chi^{\text{odd}} \cos \varphi / \chi^{\text{even}},$$

величина которого определяется относительной величиной нечетной по намагниченности компоненты нелинейной восприимчивости и сдвигом фаз φ . На основании измерений магнитного контраста и полученных интерферограмм можно оценить относительную величину нечетной и четной по магнитному полю компонент восприимчивости кобальта: с учетом магнитоиндуцированного сдвига фаз для квадратичной восприимчивости можно получить $\hat{\chi}^{(2)\text{odd}}(M) / \hat{\chi}^{(2)\text{even}} \approx 0.18$, а для кубической $\hat{\chi}^{(3)\text{odd}}(M) / \hat{\chi}^{(3)\text{even}} \approx 0.09$. Для сравнения максимальные аналогичные значения для линейного магнитооптического эффекта Керра не превышают 1%.

Магнитоиндуцированные эффекты при генерации ТГ были исследованы в наногранулярных пленках состава

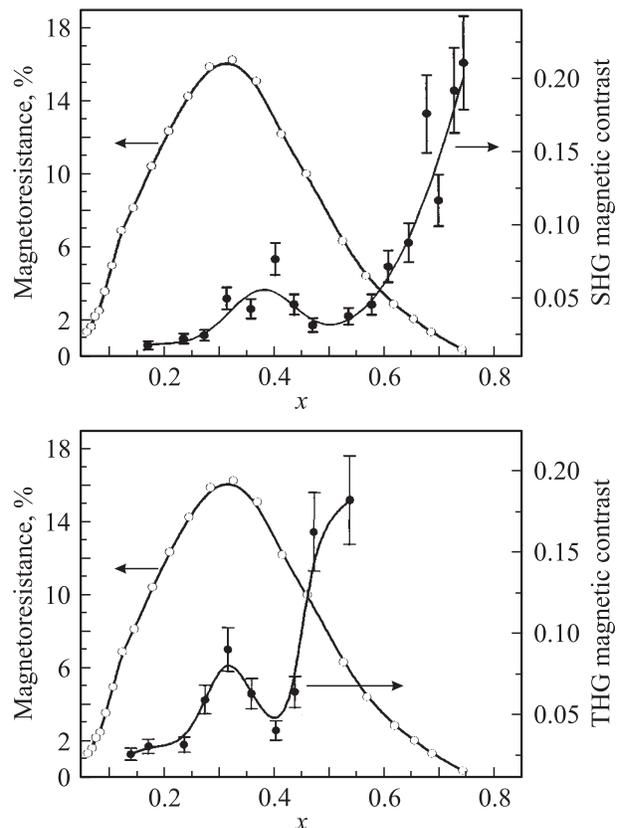


Рис. 2. Зависимости магнитного контраста второй и третьей гармоник и магнитосопротивления от концентрации кобальта. x в гранулярных пленках $\text{Co}_x\text{Ag}_{1-x}$.

$\text{Co}_x\text{Ag}_{1-x}$. Пленки данного состава проявляют эффект гигантского магнитосопротивления (до 20% в магнитном поле $\sim 8\text{ kOe}$ при комнатной температуре). Зависимость магнитосопротивления от композиционного состава пленок представлена на рис. 2. В геометрии экваториального эффекта Керра обнаружено индуцированное магнитным полем изменение интенсивности как ВГ, так и ТГ. Интерферометрия ВГ и ТГ показала, что магнитоиндуцированный сдвиг фаз волн ВГ и ТГ в наногранулярных пленках незначителен (не более 15°), поэтому величина магнитного контраста с хорошей точностью определяется отношением $\hat{\chi}^{(2,3)\text{odd}}(M)/\hat{\chi}^{(2,3)\text{even}}$.

Обнаруженный магнитный контраст интенсивности ТГ имеет тот же порядок величины, что и для ВГ, и, как в случае однородных тонких пленок, превышает контраст магнитооптического эффекта Керра по крайней мере на порядок. Возрастание магнитного контраста для $x > 0.5$ связано с увеличением концентрации кобальта и образованием ферромагнитного упорядочения в пленках. В то же время для $x < 0.5$ наблюдается немонотонная зависимость магнитного контраста ВГ и ТГ, причем максимум магнитного контраста наблюдается для той же области концентраций магнитного материала x , что и максимум магнитосопротивления. В этой области концентраций в пленках существует наногранулярная структура, поэтому возрастание магнитного контраста как в ВГ, так и в ТГ связано, по-видимому, с усилением магнитной составляющей нелинейной восприимчивости в магнитных наночастицах. Вторым возможным механизмом увеличения магнитного контраста ВГ и ТГ в пленках $\text{Co}_x\text{Ag}_{1-x}$ может быть возбуждение локальных поверхностных плазмонов в металлических наночастицах и связанное с ним уменьшение немагнитной составляющей нелинейной восприимчивости для пленок определенного состава.

Таким образом, обнаружены магнитоиндуцированные эффекты при генерации ТГ в тонких пленках металла и наногранулярных структурах. Показано, что величина магнитного нелинейно-оптического эффекта Керра в ТГ превосходит магнитооптический аналог более чем на порядок.

Список литературы

- [1] S.S. Parkin, R. Bhadra, K.P. Roche. *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2152 (1991).
- [2] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuset, A. Freiederich, J. Chazellas. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [3] H.A. Wierenga, W. de Jong, M.W.J. Prins, Th. Rasing, R. Vollmer, A. Kirilyuk, H. Schwabe, J. Kirshner. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1462 (1995).
- [4] T.V. Murzina, A.A. Nikulin, O.A. Aktsipetrov, J.W. Ostrander, A.A. Mamedov, N.A. Kotov, M.A.C. Devillers, J. Roark. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1309 (2001).
- [5] Т.В. Мурзина, Р.В. Капра, А.А. Рассудов, О.А. Акципетров, К. Нишимура, Х. Учида, М. Иноуэ. *Письма в ЖЭТФ* **77**, 639 (2003).