

## ОСОБЕННОСТИ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Максимова О. А.

научный руководитель д-р физ.-мат. наук Овчинников С. Г.

*Сибирский федеральный университет*

В последние годы серьезный интерес в физике представляет такое новое направление квантовой электроники, как спинтроника, основанное на спин-поляризованном электронном транспорте [1]. Посредством различных технологий ученые пытаются создавать для спинтроники разнообразные новые наноструктуры с необходимыми магнитными свойствами. Одним из таких новых материалов является слоистые структуры Fe/Si (ферромагнитный металл/полупроводник). В данных структурах важно уделять внимание формированию, составу и свойствам межслойных интерфейсов.

Однако интерес представляют не только свойства конечной структуры, но и возможность диагностики материалов в процессе их создания, которая позволила бы получать структуры с желаемыми характеристиками, синтезировать наноматериалы с управляемыми на атомном и субатомном уровне составом, структурой и свойствами.

Для подобной диагностики существует метод эллипсометрии, позволяющий контролировать структурные и оптические свойства материала (оптические постоянные преломления и поглощения, толщины тонких пленок). В то же время долго нерешенным оставался вопрос, каким образом контролировать магнитное состояние, например, в процессе напыления структур, содержащих железо. Для решения этой задачи в ИФ СО РАН совместно с ИФП СО РАН (г. Новосибирск) начали развивать метод магнитоэллипсометрии, сочетающей в себе возможности классической эллипсометрии и измерение магнитооптического эффекта Керра. Оптические схемы измерений методов похожи. Можно говорить о том, что они взаимно дополняют друг друга по набору измеряемых параметров.

Проблема заключается в том, что методические основы метода магнитоэллипсометрии до конца не проработаны. Ведется серьезная аналитическая работа, направленная на то, чтобы связать эллипсометрию с магнитооптикой, т.е. показать взаимосвязь эллипсометрических данных для одной и той же структуры, находящейся в магнитном поле и вне него. В результате мы сможем производить классические эллипсометрические измерения с одновременным измерением магнитооптического эффекта Керра. Таким образом, помимо структурных и оптических свойств, которые дает классическая эллипсометрия, появляется возможность по полученным данным с определенной точностью судить о поведении образца в магнитном поле, о ферромагнетизме исследуемых пленок. Новый метод можно использовать непосредственно в процессе изготовления наноструктур в высоковакуумной камере, он позволяет выполнять полную оптическую и магнитооптическую характеризацию наноструктур в рамках одной экспериментальной установки. В перспективе планируется отработка воспроизводимой технологии получения высококачественных материалов для нужд наноэлектроники.

В установках все магнитоэллипсометрические измерения, которые дают заключение о состоянии вещества в тонком приповерхностном слое, от которого происходит отражение света, наиболее часто проводятся в конфигурации экваториального эффекта Керра. Это связано с конструктивными особенностями высоковакуумных камер и электромагнитов, применяемых для перемагничивания образца. Таким образом, одним из важных моментов в данной работе является

рассмотрение решения уравнений Максвелла для случая экваториального магнитооптического эффекта Керра в оптическом диапазоне длин волн и проведение на их основе анализа влияния магнитного поля на эллипсометрические характеристики материалов для моделей отражающих систем.

Экваториальный эффект Керра состоит в изменении интенсивности и сдвиге фазы линейно-поляризованного света, отраженного магнитным кристаллом [2] и наблюдается при перпендикулярном расположении вектора намагниченности относительно плоскости падения и параллельно плоскости отражения [3].

Обратимся к решению задачи о магнитооптических эффектах в ферромагнетиках, учитывая, что на оптических частотах  $\mu \approx \mu_0 \approx 1$ . Будем решать следующие уравнения Максвелла:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t} = -\text{rot} E, \quad (1)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t} = \text{rot} H, \quad (2)$$

$$D = [\varepsilon] E, \quad (3)$$

где  $[\varepsilon]$  – тензор диэлектрической проницаемости намагниченного ферромагнитного металла. Компоненты тензора  $[\varepsilon]$  для прозрачных кристаллов – вещественные величины, а для поглощающих сред они комплексные, причем мнимая часть должна быть отрицательной [4]. Тензор диэлектрической проницаемости намагниченного ферромагнетика должен обладать цилиндрической симметрией:

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon & -i\varepsilon Q & 0 \\ i\varepsilon Q & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_0 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

где  $\varepsilon = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$  — комплексная диэлектрическая проницаемость среды,  $\varepsilon_2 = 4\pi\sigma/\omega$ ,  $Q$  - магнитооптический параметр, зависящий от намагниченности тела [5]. Диагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости ферромагнетика  $\varepsilon$  являются функциями магнитооптического параметра  $Q$ . Из опыта известно, что  $Q \ll 1$ , поэтому  $\varepsilon$  можно разложить в ряд, получив квадратичную зависимость от  $Q$ . При ограничении величинами первого порядка относительно  $Q$  имеем  $\varepsilon = \varepsilon_0 = n^2$ .

Внутри ферромагнитного металла распространяется плоская неоднородная волна, фазу которой можно привести к виду фазы однородной волны [4]:

$$\omega t = \omega \left( t - \frac{\alpha' x + \beta' y + \gamma' z - i\chi(\alpha'' x + \beta'' y + \gamma'' z)}{V} \right) = \omega \left( t - \frac{\alpha^* x + \beta^* y + \gamma^* z}{v^*} \right) \quad (5)$$

где  $\omega$  - циклическая частота,  $V$  – вещественная скорость распространения волны,  $\chi = k/n$  - величина, связанная с показателем поглощения,  $\alpha', \beta', \gamma'$  – направляющие косинусы нормали к плоскости равных фаз,  $\alpha'', \beta'', \gamma''$  – направляющие косинусы нормали к плоскости равных амплитуд,  $n^* = c/v^*$  – комплексный показатель преломления намагниченного ферромагнетика.

Решение уравнений Максвелла ищем в виде:

$$E = E_0 e^{i\omega t^*} = E_0 e^{i\omega \left( t - \frac{\alpha^* x + \beta^* y + \gamma^* z}{v^*} \right)}. \quad (6)$$

В результате получаем выражение:

$$(\varepsilon \alpha^* + i\varepsilon Q \beta^*) E_x + (\varepsilon \beta^* - i\varepsilon Q \alpha^*) E_y + \varepsilon_0 \gamma^* E_z = 0. \quad (7)$$

При рассмотрении экваториального магнитооптического эффекта Керра выберем плоскость YX в качестве плоскости падения, YZ – в качестве граничной

плоскости. Тогда для всех углов падения  $\gamma^* = 0$ ,  $\alpha^{*2} + \beta^{*2} = 1$ ,  $\beta^*_{d} = \beta/n^*_d$ , где индекс d относится к преломленным волнам, откуда следует:

$$(\alpha^* + iQ\beta^*)E_x + (\beta^* - iQ\alpha^*)E_y = 0. \quad (8)$$

Комплексная волновая нормаль в этом случае для падающей и отраженной волн имеет вид:  $s_i = \beta y + \alpha x$ ,  $s_r = \beta y - \alpha x$ . Значит,  $\tau_i = t - \frac{\beta y + \alpha x}{c} N_0$ ,

$\tau_r = t - \frac{\beta y - \alpha x}{c} N_0$ , где  $N_0$  - комплексный показатель преломления немагнитной

среды, из которой волна падает на ферромагнетик. Для каждой из двух проникающих в

намагниченную среду волн  $r_d = \beta^*_d y + \alpha^*_d x$ ,  $\tau_d = t - \frac{\beta^* y + \alpha^* x}{v^*}$ . В данном случае колебания, параллельные силовым линиям (внутри ферромагнетика), совершенно отделяются от колебаний, перпендикулярных силовым линиям.

Исходя из геометрии эффекта, можно записать компоненты вектора  $E$  в падающей, отраженной и преломленной волне, расписать граничные условия для электромагнитных волн. В результате, можно получить обобщенные формулы Френеля для случая, когда электромагнитная волна из немагнитного диэлектрика падает на ферромагнитный металл:

$$R_s = \frac{E_{ors}}{E_{ois}} = \frac{N_0 \cos \varphi_0 - n^* \cos \varphi_1}{N_0 \cos \varphi_0 + n^* \cos \varphi_1}, \quad (9)$$

$$R_p = \frac{E_{orp}}{E_{oip}} = \frac{n^* \cos \varphi_0 - N_0 \cos \varphi_1}{n^* \cos \varphi_0 + N_0 \cos \varphi_1} - i \frac{2QN_0 \sin \varphi_0 \cos \varphi_0}{(n^* \cos \varphi_0 + N_0 \cos \varphi_1)^2}, \quad (10)$$

где  $\varphi_0$  и  $\varphi_1$  - углы падения и преломления света, которые отсчитываются в плоскости падения света от нормали к отражающей поверхности,  $E_{oip}$ ,  $E_{ois}$ ,  $E_{orp}$ ,  $E_{ors}$  - составляющие комплексных амплитуд падающей и отраженной волн, лежащие в плоскости падения и перпендикулярно к ней.

Таким образом, для случая экваториального намагничивания оказывается, что намагничивание не влияет на интенсивность отраженной s-компоненты света, т.е. выражение для  $R_s$  определяется обычной формулой Френеля. Влияние намагниченности на отражение света выражается вторым слагаемым правой части формулы (10). При намагниченности равной нулю,  $Q$  также обращается в нуль (поскольку  $Q$  пропорционален намагниченности), и мы получаем обычную формулу Френеля. Именно второе слагаемое отвечает за влияние магнитного поля на эллипсометрические характеристики материалов для модели однородной полубесконечной среды.

Использование метода магнитоэллипсометрии позволит полностью определить все компоненты тензора диэлектрической проницаемости, в котором диагональные компоненты отвечают за традиционные показатели преломления ( $n$ ) и поглощения ( $k$ ), недиагональные связаны с магнитооптическими эффектами.

Свяжем решения уравнений Максвелла с эллипсометрическими измерениями.

Метод классической эллипсометрии состоит в том, что на исследуемый образец падает плоско поляризованная волна, которая после отражения становится в общем случае эллиптически поляризованной. В эксперименте измеряются эллипсометрические параметры  $\psi$  и  $\Delta$ , на основе которых рассчитывается комплексный эллипсометрический параметр  $\rho$  [6], равный отношению комплексных коэффициентов отражения или пропускания для двух типов поляризации световой волны: в плоскости падения (индекс p) и перпендикулярно к ней (индекс s):

$$\rho = \operatorname{tg} \psi \exp(i\Delta) = \frac{R_p}{R_s}. \quad (11)$$

Таким образом, имеется уравнение, связывающее экспериментальные данные и внешние свойства (угол падения света  $\varphi_0$ , комплексный показатель преломления внешней среды  $N_0$ , длину волны  $\lambda$ ) с интересующими нас свойствами отражающей поверхности, влияющими на значение коэффициентов отражения (распределением оптических постоянных в приповерхностных слоях, рельефом).

При внешнем воздействии возникают незначительные изменения эллипсометрических параметров  $\delta\psi$  и  $\delta\Delta$ , такая ситуация рассматривается в [7]. В случае магнитоэллипсометрии при перемагничивании изменения  $\delta\psi$ ,  $\delta\Delta$ ,  $\delta R_p$ ,  $\delta R_s$  можно рассматривать как младшие члены, если магнитный параметр  $|Q|=1$ .

Таким образом, вместо основного уравнения эллипсометрии для немагнитной среды (11), где  $\psi$  и  $\Delta$  – углы, измеряемые эллипсометром и используемые для определения констант  $n$  и  $k$ , входящих в коэффициенты Френеля мы имеем:

$$\operatorname{tg}(\psi + \delta\psi) \exp(i(\Delta + \delta\Delta)) = (R_p + \delta R_p) / (R_s + \delta R_s). \quad (12)$$

Исходя из (11), (12) и предположения, что  $\delta\Delta \ll \Delta$ ,  $\delta\psi \ll \psi$ , можно выразить зависимость эллипсометрических углов  $\delta\Delta$  и  $\delta\psi$  от изменений коэффициентов отражения в магнитном поле:

$$\delta\psi = \frac{R_s \delta R_p - R_p \delta R_s}{R_s (R_s + \delta R_s) \cos(\Delta) + R_s (R_p + \delta R_p) \operatorname{tg}(\psi)}, \quad (13)$$

$$\delta\Delta = - \left( \frac{R_s}{R_p} \right) * \sin(\Delta) * \delta\psi. \quad (14)$$

В то же время из обобщенных формул Френеля следует, что  $\delta R_s = 0$ , а  $\delta R_p$  – это второе слагаемое в  $R_p$ . Таким образом, мы имеем связь измеряемых эллипсометрических параметров и теории, и можем выделять вклад, вносимый ненулевой намагнитченностью. Линейная зависимость магнитооптического параметра  $Q$ , а, следовательно, и всех линейных магнитооптических эффектов, от намагнитченности образца позволяет использовать эти эффекты для измерения петель гистерезиса, кривых намагнитчивания и т.д.

### Список литературы

- 1 Жувикин Г. Спинтроника : статья из электр. журн. [Электронный ресурс] : Компьютерра – № 3. – 2005. – Режим доступа: <http://old.computerra.ru/offline/2005/575/37385/>. – Загл. с экрана. (дата обращения: 15.01.2013).
- 2 Krinchik, G.S. Physics of Magnetic Phenomena / G.S. Krinchik. – М.: MSU, 1976.
- 3 Керра эффект – Энциклопедия физики и техники [Электронный ресурс] – Режим доступа: [http://www.femto.com.ua/articles/part\\_1/1597.html](http://www.femto.com.ua/articles/part_1/1597.html). – Загл. с экрана. (дата обращения: 07.11.2011).
- 4 Sokolov, A.V. Optical Properties of Metals / A.V. Sokolov. – М.: GIFML, 1961.
- 5 Кринчик, Г. С. Задача «Линейные магнитооптические эффекты в ферромагнетиках в отраженном свете» : спецпрактикум кафедры магнетизма / Г.С. Кринчик, Е.Е. Шалыгина, В.Е. Зубов; МГУ. – М., 1997. – 14 с.
- 6 Швец, В. А. Эллипсометрия. Учебное пособие для студентов старших курсов физического факультета НГУ / В.А. Швец. – Новосибирск: Издательство НГУ. – 2002.
- 7 Аззам, Р. Эллипсометрия и поляризованный свет / Р. Аззам, Н. Башара. – М.: Мир, 1981 – Гл. 4. – С. 311–414.