

УДК 537.632

АНАЛИЗ МАГНИТНОГО ВКЛАДА В КОЭФФИЦИЕНТЫ ФРЕНЕЛЯ ПРИ МАГНИТОЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

О. А. Максимова^{1,2}, С. Г. Овчинников^{1,2}, U. Hartmann³, Н. Н. Косырев¹, С. Н. Варнаков^{1,4}

¹Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 660036, Красноярск, Академгородок, 50, стр. 38

²Сибирский федеральный университет

Россия, 660041, Красноярск, просп. Свободный, 79

³Universität des Saarlandes, Postfach 151150, D-66041 Saarbrücken, Germany

⁴Сибирский государственный аэрокосмический университет имени академика М. Ф. Решетнева
Россия, 660014, Красноярск, просп. им. газ. «Красноярский рабочий», 31

E-mail: maximo.a@mail.ru

Показаны особенности интерпретации эллипсометрических данных от ферромагнитных образцов при воздействии внешнего магнитного поля. Представлены аналитические выражения для коэффициентов Френеля с учетом магнитооптического параметра, входящего в недиагональные члены тензора диэлектрической проницаемости. Рассмотрены различные модели отражающих оптических систем при наличии магнитного поля в конфигурации магнитооптического экваториального эффекта Керра: модель однородной полубесконечной среды, однослойная модель, многослойная модель. Данные модели позволяют интерпретировать экспериментальные данные при эллипсометрических и магнитоэллипсометрических исследованиях слоистых магнитных наноструктур. Получена связь эллипсометрических параметров Ψ и Δ с пропорциональным намагниченности магнитооптическим параметром Q , впервые произведена оценка поправок $\delta\Psi$ и $\delta\Delta$ в эллипсометрические углы, обусловленных поверхностным экваториальным магнитооптическим эффектом Керра. Полученные результаты позволяют с помощью традиционной эллипсометрической аппаратуры измерять магнитные характеристики, такие как петли гистерезиса, коэрцитивную силу слоистых наноструктур.

Ключевые слова: магнитоэллипсометрия, эллипсометрические измерения, магнитооптический эффект Керра, тонкие пленки.

MAGNETIC CONTRIBUTION TO FRESNEL COEFFICIENTS AT MAGNETOELLIPSOMETRIC INVESTIGATION

O. A. Maximova^{1,2}, S. G. Ovchinnikov^{1,2}, U. Hartmann³, N. N. Kosyrev¹, S. N. Varnakov^{1,4}

¹Kirenskiy Institute of Physics of the SB RAS
50, bld. 38 Akademgorodok, Krasnoyarsk, 660036, Russia

²Siberian Federal University,

79 Svobodnyy Prospect, Krasnoyarsk, 660041, Russia

³Saarland University,

Postfach 151150, D-66041 Saarbrücken, Germany

⁴Siberian State Aerospace University named after academician M. F. Reshetnev

31 "Krasnoyarskiy Rabochiy" prospect, Krasnoyarsk, 660014, Russia.

E-mail: maximo.a@mail.ru

The ellipsometric measurement features of the ferromagnetic samples under the influence of an external magnetic field are shown. The analytical expressions for the Fresnel coefficients are presented with regard to the magneto-optical parameter in the off-diagonal elements of the dielectric permittivity. The model of a homogeneous semi-infinite medium, one-layer model, and the multilayer model of the reflective optical systems in the presence of a magnetic field in the equatorial magneto-optical Kerr effect configuration are analyzed. These models permit to interpret the experimental data of the ellipsometric and magneto-ellipsometric studies of layered magnetic nanostructures.

*Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОФН РАН № 2.4, программы Президиума РАН № 24.34, интеграционного проекта СО РАН – ДВО РАН № 85, гранта поддержки ведущей научной школы (проект НШ-1044.2012.2), «У.М.Н.И.К.» (Красноярск, Россия) и при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, Соглашение № 14.132.21.1709, Государственные контракты № 14.513.11.0016 и № 02.G25.31.0043, а также ФЦП «Кадры», Государственный контракт 16.740.11.0740.

For the first time the relationship of the ellipsometric parameters ψ and Δ with magneto-optical parameter Q is obtained, $\delta\psi$ and $\delta\Delta$ corrections in the ellipsometric angles are evaluated due to the equatorial surface magneto-optical Kerr effect. As a result, it becomes possible to measure the magnetic characteristics of the layered nanostructures, such as the hysteresis loop and coercivity with the conventional ellipsometric apparatus.

Keywords: magneto-optical ellipsometry, ellipsometric characterization, magneto-optical Kerr effect, thin films.

Синтез новых наноструктур с чередованием магнитных и немагнитных слоев чрезвычайно актуален в связи с бурным развитием нового направления электроники – спинтроники, основанном на спин-поляризованном электронном транспорте [1]. Это обуславливает актуальность разработки высокоточных и удобных в использовании методов контроля свойств получаемых структур. В контексте данной ситуации представляется перспективным развитие нового метода магнитоэллипсометрии, сочетающего в себе возможности классической эллипсометрии и измерения магнитооптического эффекта Керра.

Предлагаемый метод обладает несколькими явными преимуществами. Он обеспечивает возможность не только *ex situ* исследования оптических, структурных и магнитных свойств наноструктур, но и диагностики материалов в процессе их создания, а значит, позволяет синтезировать наноматериалы с управляемыми на атомном уровне составом, структурой и свойствами. При этом метод не изменяет свойств исследуемых объектов, является неразрушающим и обладает достаточной поверхностной чувствительностью. Магнитоэллипсометрия позволяет получать информацию также и о связи электронной структуры с магнитными свойствами исследуемого материала.

Однако, существует проблема интерпретации экспериментальных данных, особенно при магнитных измерениях, так как в этом случае требуется определенный математический аппарат, позволяющий по эллипсометрическим измерениям анализировать магнитные свойства образца. В этой связи, в данной работе была рассмотрена возможность в рамках одного эксперимента исследовать как оптические, так и магнитные свойства наноструктур.

1. Анализ основных отражающих моделей в случае проведения магнитоэллипсометрических измерений. Метод классической эллипсометрии основан на том, что при падении плоско поляризованной волны на исследуемый образец меняются ее поляризационные характеристики и после отражения волна становится в общем случае эллиптически поляризованной. В эксперименте измеряются эллипсометрические параметры ψ и Δ , на основе которых рассчитывается комплексный эллипсометрический параметр ρ [2], равный отношению комплексных коэффициентов отражения или пропускания для двух типов поляризации световой волны: в плоскости падения (индекс p) и перпендикулярно к ней (индекс s). Уравнение, связывающее экспериментальные данные и внешние параметры (угол падения света ϕ_0 , комплексный показатель преломления внешней среды N_0 , длину волны λ) с интересующими нас свойствами отражающей поверхности, влияющими на значение

коэффициентов отражения (распределением оптических постоянных в приповерхностных слоях, рельефом) получило название основного уравнения эллипсометрии [3]:

$$\rho = \operatorname{tg}\psi \exp(i\Delta) = \frac{R_p}{R_s}. \quad (1)$$

В случае проведения магнитоэллипсометрических измерений необходимо учитывать наличие магнитного поля при расчете коэффициентов отражения тонких пленок.

Изменение намагниченности исследуемой структуры приводит к изменениям эллипсометрических углов, благодаря вкладу экваториального магнитооптического эффекта Керра (экваториальная конфигурация рассматривается здесь как наиболее приемлемая с точки зрения экспериментальной реализации в условиях измерений *in situ*) в состояние поляризации. Экваториальный эффект Керра наблюдается при перпендикулярном расположении вектора намагниченности относительно плоскости падения и параллельно плоскости отражения [4] и состоит в изменении интенсивности и сдвиге фазы линейно-поляризованного света, отраженного ферромагнитным образцом [5]. В связи с этим требуется рассмотреть уравнения Максвелла для случая экваториального эффекта Керра в том диапазоне длин волн, на котором предполагается проводить измерения. В рамках данной работы мы будем рассматривать оптический видимый диапазон, поскольку большинство эллипсометров в настоящее время работают именно на этих частотах.

Ввиду того, что металлооптика формально совпадает с оптикой прозрачных тел при замене в волновых уравнениях величины действительной диэлектрической постоянной $\epsilon = n^2$ на комплексную величину

$$\epsilon = (n - ik)^2, \quad (2)$$

где n – показатель преломления; k – показатель поглощения [6], для описания магнитооптических эффектов в ферромагнетиках принято исходить из общих дифференциальных уравнений электромагнитного поля

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\operatorname{rot} \vec{E}, \quad (3)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \operatorname{rot} \vec{H}, \quad (4)$$

и тензорного уравнения

$$\vec{D} = [\epsilon] \vec{E}, \quad (5)$$

где $[\epsilon]$ – тензор диэлектрической проницаемости намагниченного ферромагнитного металла.

Решение уравнений Максвелла в данном случае рассматривают в виде плоской неоднородной волны [6]. При этом целесообразно выбрать плоскость YX в качестве плоскости падения, YZ – в качестве граничной плоскости. В данной геометрии эффекта рассматриваются выражения для комплексной амплитуды электрического вектора падающей, отраженной и преломленной волн, с учетом показателей преломления соответствующих сред, и, соответственно, коэффициентов отражения.

Тензор диэлектрической проницаемости намагниченного ферромагнитного металла строится на основе вынужденной анизотропии и выглядит следующим образом [6]:

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon & -i\varepsilon Q & 0 \\ i\varepsilon Q & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{bmatrix}, \quad (6)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$ – комплексная диэлектрическая проницаемость среды; ε_1 – действительная часть диэлектрической проницаемости среды; $\varepsilon_2 = 4\pi\sigma/\omega$ – мнимая часть диэлектрической проницаемости среды; Q – магнитооптический параметр, зависящий от намагниченности тела; σ – удельная электропроводность; ω – циклическая частота. При намагниченности равной нулю, что означает равенство нулю магнитооптического параметра Q , недиагональные компоненты тензора обращаются в нуль.

При интерпретации результатов эллипсометрического эксперимента обычно используют три основные модели отражающих систем [2]: модель полубесконечной среды, однослойная модель и многослойная модель. Рассмотрим для этих моделей влияние намагниченности на состояние поляризации в случае экваториального магнитооптического эффекта Керра.

1.1. Модель полубесконечной среды в случае экваториального магнитооптического эффекта Керра. Необходимо рассмотреть обобщенные формулы Френеля для случая, когда электромагнитная волна падает из немагнитной диэлектрической среды, характеризующейся показателем преломления N_0 , на ферромагнитный металл с показателем преломления n .

В ходе вычислений становится очевидным, что колебания, параллельные силовым линиям (внутри ферромагнетика), совершенно отделяются от колебаний, перпендикулярных силовым линиям.

В привычных обозначениях эллипсометрии (φ_0 и φ_1 – углы падения и преломления света, измеряемые в плоскости падения света от нормали к отражающей поверхности) отношения амплитуд электрического вектора отраженной и падающей волн принимают вид:

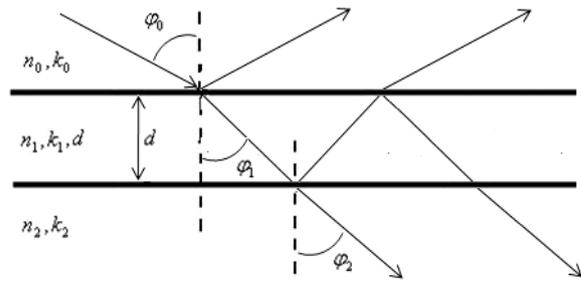
$$R_S = \frac{N_0 \cos \varphi_0 - n \cos \varphi_1}{N_0 \cos \varphi_0 + n \cos \varphi_1}, \quad (7)$$

$$R_p = \frac{n \cos \varphi_0 - N_0 \cos \varphi_1 - i \frac{2QN_0^2 \sin \varphi_0 \cos \varphi_0}{(n \cos \varphi_0 + N_0 \cos \varphi_1)^2}}{n \cos \varphi_0 + N_0 \cos \varphi_1}. \quad (8)$$

Очевидно, что намагничивание не влияет на интенсивность отраженной s-компоненты света, т. е.

выражение для R_s определяется обычной формулой Френеля для немагнитных сред. Влияние намагниченности на отражение света выражается вторым слагаемым правой части формулы для R_p (8). При намагниченности равной нулю, Q также обращается в нуль (поскольку Q пропорционален намагниченности), и выражение (8) принимает вид формулы Френеля для немагнитного образца. Именно второе слагаемое отвечает за влияние магнитного поля на эллипсометрические характеристики материалов для модели однослойной полубесконечной среды.

1.2. Однослойная модель в случае экваториального магнитооптического эффекта Керра. Пусть на среду 1 из среды 0 (причем внешняя среда 0 и полубесконечная подложка 2 – немагнитные диэлектрики, среда 1 – ферромагнитный металл толщины d) падает электромагнитная волна (рисунок 1) и расщепляется на каждой границе раздела на две: отраженную и прошедшую [2]. В результате образуется бесконечный ряд парциальных волн, амплитуды которых уменьшаются по геометрической прогрессии.



Однослойная модель

Комплексные амплитудные коэффициенты отражения R определяются с помощью формул для бесконечной геометрической прогрессии, используемых для сложения комплексных амплитуд последовательности парциальных волн, образующих результирующую отраженную волну в среде 0, и в случае экваториального эффекта Керра имеют вид:

$$R_p = r_{01p} + \frac{t_{01p}t_{10p}r_{12p} \exp(-i2\beta)}{1 - r_{10p}r_{12p} \exp(-i2\beta)}, \quad (9)$$

$$R_s = r_{01s} + \frac{t_{01s}t_{10s}r_{12s} \exp(-i2\beta)}{1 - r_{10s}r_{12s} \exp(-i2\beta)}. \quad (10)$$

где β – это фазовая толщина плёнки:

$$\beta = k\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} N_1 \cos \varphi_1 d, \quad (11)$$

где Δ – оптическая длина пути; k – волновое число.

Коэффициенты $r_{01s,p}$ и $r_{12s,p}$ в выражениях (9) и (10) – это коэффициенты отражения для границ раздела 0-1 и 1-2 соответственно. Именно о них шла речь выше при расчете модели полубесконечной среды, где они были обозначены заглавными буквами R , так как там они характеризовали всю структуру, а не одну

границу раздела из нескольких имеющихся, как это происходит в данном случае. Таким образом, коэффициенты $r_{01s,p}$ и $r_{12s,p}$ выглядят следующим образом:

$$r_{01p} = \frac{N_1 \cos \phi_0 - N_0 \cos \phi_1}{N_1 \cos \phi_0 + N_0 \cos \phi_1} - i \frac{2QN_0^2 \sin \phi_0 \cos \phi_0}{(N_1 \cos \phi_0 + N_0 \cos \phi_1)^2}, \quad (12)$$

$$r_{12p} = \frac{N_2 \cos \phi_1 - N_1 \cos \phi_2}{N_2 \cos \phi_1 + N_1 \cos \phi_2} - i \frac{2QN_1^2 \sin \phi_1 \cos \phi_1}{(N_2 \cos \phi_1 + N_1 \cos \phi_2)^2}, \quad (13)$$

$$r_{01s} = \frac{N_0 \cos \phi_0 - N_1 \cos \phi_1}{N_0 \cos \phi_0 + N_1 \cos \phi_1}, \quad (14)$$

$$r_{12s} = \frac{N_1 \cos \phi_1 - N_2 \cos \phi_2}{N_1 \cos \phi_1 + N_2 \cos \phi_2}. \quad (15)$$

Коэффициенты t_{01} и t_{10} в выражениях (9) и (10) – это коэффициенты пропускания, которые равны:

$$t_{01p} = \frac{2N_0 \cos \phi_0}{N_1 \cos \phi_0 + N_0 \cos \phi_1} + i \frac{2QN_0^3 \sin \phi_0 \cos \phi_0}{N_1(N_1 \cos \phi_0 + N_0 \cos \phi_1)^2}, \quad (16)$$

$$t_{01s} = \frac{2N_0 \cos \phi_0}{N_0 \cos \phi_0 + N_1 \cos \phi_1}. \quad (17)$$

Коэффициент t_{01} соответствует направлению распространения волны из среды 0 в среду 1, а t_{10} – соответственно, в обратном направлении.

При рассмотрении распространения волны в обратном направлении в случае модели структуры, состоящей из немагнитных сред, френелевские коэффициенты отражения и пропускания на границе 1-0 связаны с соответствующими коэффициентами на границе 0-1 соотношениями [2]:

$$r_{10} = -r_{01}, \quad (18)$$

$$t_{10} = (1 - r_{01}^2) / t_{01}, \quad (19)$$

В случае магнитооптического эффекта Керра выражения (18) и (19) действительны только для s-поляризации. Они позволяют упростить выражение (10):

$$R_s = \frac{r_{01s} + r_{12s} \exp(-i2\beta)}{1 + r_{01s}r_{12s} \exp(-i2\beta)}, \quad (20)$$

$$r_{10s} = \frac{N_1 \cos \phi_1 - N_0 \cos \phi_0}{N_1 \cos \phi_1 + N_0 \cos \phi_0}, \quad (21)$$

$$t_{10s} = \frac{2N_1 \cos \phi_1}{N_0 \cos \phi_0 + N_1 \cos \phi_1}. \quad (22)$$

Для p-поляризации из-за наличия второго слагаемого в R_p вид коэффициентов отражения несимметричен и не позволяет использовать упрощающие вид формул выражения, таким образом:

$$r_{10p} = \frac{N_0 \cos \phi_1 - N_1 \cos \phi_0}{N_0 \cos \phi_1 + N_1 \cos \phi_0} - i \frac{2QN_1^2 \sin \phi_1 \cos \phi_1}{(N_0 \cos \phi_1 + N_1 \cos \phi_0)^2}, \quad (23)$$

$$t_{10p} = \frac{2N_1 \cos \phi_1}{N_1 \cos \phi_0 + N_0 \cos \phi_1} + i \frac{2QN_1^3 \sin \phi_1 \cos \phi_1}{N_0(N_1 \cos \phi_0 + N_0 \cos \phi_1)^2}, \quad (24)$$

Углы ϕ_0 , ϕ_1 и ϕ_2 , фигурирующие в представленных выше формулах, связаны законом Снеллиуса.

Таким образом, получены основные формулы, необходимые для анализа данной модели: коэффициенты отражения всей структуры (9, 10) и коэффициенты отражения и пропускания, соответствующие границам раздела сред (12–17, 21–24). Также можно отметить, что магнитное поле вносит вклад в коэффициенты отражения только при p-поляризации падающей волны.

1.3. Многослойная модель в случае экваториально-го магнитооптического эффекта Керра. При диагностике свойств многослойных наноструктур широкое распространение получила модель, основанная на использовании матриц рассеяния [2], описывающих каждый отдельный слой и соответствующую границу раздела.

Матрица 2×2 рассеяния слоистой структуры \hat{S} рассчитывается следующим образом:

$$\hat{S} = \hat{I}_{01} \hat{L}_1 \hat{I}_{12} \hat{L}_2 \dots \hat{L}_{(j-1)j} \hat{L}_j \dots \hat{L}_m \hat{I}_{m(m+1)}. \quad (25)$$

где \hat{I}_m – матрицы рассеяния отдельных границ раздела; \hat{L}_j – матрицы рассеяния отдельных слоев

Полный коэффициент отражения слоистой структуры для линейных поляризаций (p) и (s) равен:

$$R_p = \frac{S_{21p}}{S_{11p}}, \quad (26)$$

$$R_s = \frac{S_{21s}}{S_{11s}}. \quad (27)$$

В монографии [2] показано, что матрицы слоя \hat{L} одинаковы для p- и s-поляризаций:

$$\hat{L}_p = \hat{L}_s = \begin{bmatrix} \exp(i\beta) & 0 \\ 0 & \exp(-i\beta) \end{bmatrix}, \quad (28)$$

где β – фазовая толщина слоя,

Однако, матрицы \hat{S}_p и \hat{S}_s не равны друг другу, так как матрицы границы раздела \hat{I} различны для p- и s-поляризаций:

$$\hat{I}_{abp} = \frac{1}{t_{abp}} \begin{bmatrix} 1 & -r_{bap} \\ r_{abp} & t_{bap}t_{abp} - r_{abp}r_{bap} \end{bmatrix}, \quad (29)$$

$$\hat{I}_{abs} = \frac{1}{t_{abs}} \begin{bmatrix} 1 & r_{abs} \\ r_{abs} & 1 \end{bmatrix}. \quad (30)$$

Экваториальный магнитооптический эффект Керра дает вклад только в коэффициенты отражения структур в случае p-поляризации, поскольку именно для неё у коэффициентов отражения и пропускания

(12–17, 21–24), соответствующих границам раздела сред, определяющих элементы матриц (29, 30), возникает второе слагаемое.

Таким образом, с помощью выражений (12–17, 21–30) можно рассчитать любую многослойную изотропную структуру, чередующиеся слои которой могут носить как немагнитный, так и ферромагнитный характер.

2. Связь эллипсометрических и магнитооптических данных. При наличии магнитного поля возникают некоторые изменения эллипсометрических параметров $\delta\psi$ и $\delta\Delta$. Запишем основное уравнение эллипсометрии (1) в виде:

$$\operatorname{tg}\psi \exp(i\Delta) = \frac{R_p(Q)}{R_s} = \frac{R'_p - iQ'_p}{R'_s - iQ'_s}, \quad (31)$$

где R'_p и R'_s – действительные части комплексных коэффициентов отражения для р- и s-поляризации, Q'_p и Q'_s – мнимые части соответственно.

Выделим у коэффициентов отражения вклад, вносимый магнитным полем и обозначим его у мнимых частей Q'_{p1} и Q'_{s1} , у действительных R'_{p1} и R'_{s1} , немагнитные слагаемые обозначим R'_{p0} , R'_{s0} , Q'_{p0} и Q'_{s0} . Из выражений для коэффициентов отражения (7 и 8, 9 и 10, 26 и 27 для модели полубесконечной среды, однослойной модели и многослойной модели, соответственно) следует, что в случае экваториального магнитооптического эффекта Керра $\delta R_s = 0$, а $\delta R_p \neq 0$ – это второе слагаемое в R_p , откуда следует, что $Q'_{s1} = 0$, $R'_{s1} = 0$:

$$Q'_s = Q'_{s0} + Q'_{s1} = Q'_{s0}, \quad (32)$$

$$Q'_p = Q'_{p0} + Q'_{p1}. \quad (33)$$

$$R'_s = R'_{s0} + R'_{s1} = R'_{s0}, \quad (34)$$

$$R'_p = R'_{p0} + R'_{p1}. \quad (35)$$

Обозначим ψ_0 , Δ_0 эллипсометрические углы в отсутствие магнитного поля ($Q = 0$). Тогда при наличии магнитного поля ($Q \neq 0$) измеряемые эллипсометрические параметры будут равны $\psi = \psi_0 + \delta\psi$, $\Delta = \Delta_0 + \delta\Delta$. Выразим эллипсометрические параметры ψ , Δ и ψ_0 , Δ_0 через введенные в (31–35) обозначения. В результате получим, что значения возникающих при перемагничивании изменений эллипсометрических параметров $\delta\psi$ и $\delta\Delta$ равны:

$$\delta\psi = \psi - \psi_0 = \operatorname{arctg}(\sqrt{1+A+B \operatorname{tg}(\psi_0)}) - \psi_0, \quad (36)$$

где

$$A = \frac{(Q'_{s0}Q'_{p1})^2 + (Q'_{p1}R'_{s0})^2 + 2Q'_{p0}Q'_{p1}(R'_{s0}{}^2 + Q'_{s0}{}^2)}{(R'_{p0}R'_{s0} + Q'_{p0}Q'_{s0})^2 + (Q'_{s0}R'_{p0} - Q'_{p0}R'_{s0})^2},$$

$$B = \frac{(R'_{p1}R'_{s0})^2 + (R'_{p1}Q'_{s0})^2 + 2R'_{p0}R'_{p1}(R'_{s0}{}^2 + Q'_{s0}{}^2)}{(R'_{p0}R'_{s0} + Q'_{p0}Q'_{s0})^2 + (Q'_{s0}R'_{p0} - Q'_{p0}R'_{s0})^2},$$

$$\begin{aligned} \delta\Delta &= \Delta - \Delta_0 = \\ &= \operatorname{arctg} \frac{Q'_{s0}(R'_{p0} + R'_{p1}) - (Q'_{p0} + Q'_{p1})R'_{s0}}{(R'_{p0} + R'_{p1})R'_{s0} + (Q'_{p0} + Q'_{p1})Q'_{s0}} - \\ &\quad - \operatorname{arctg} \frac{Q'_{s0}R'_{p0} - Q'_{p0}R'_{s0}}{R'_{p0}R'_{s0} + Q'_{p0}Q'_{s0}}. \end{aligned} \quad (37)$$

Рассмотрим случай, когда вклад от магнетизма мал, то есть $Q'_{p1} \ll Q'_{p0}$, $R'_{p1} \ll R'_{p0}$. Тогда можно ввести два малых параметра $\alpha = Q'_{p1}/Q'_{p0}$ и $\beta = R'_{p1}/R'_{p0}$ и разложить по ним в ряд выражения для $\delta\psi$ и $\delta\Delta$:

$$\begin{aligned} \delta\psi &= \frac{\operatorname{tg}\psi_0 Q'_{p0}{}^2}{(R'_{p0}{}^2 + Q'_{p0}{}^2)(1 + \operatorname{tg}^2\psi_0)} \alpha + \\ &\quad + \frac{\operatorname{tg}\psi_0 R'_{p0}{}^2}{(R'_{p0}{}^2 + Q'_{p0}{}^2)(1 + \operatorname{tg}^2\psi_0)} \beta + \\ &\quad + \frac{\alpha^2 \operatorname{tg}\psi_0 Q'_{p0}{}^2 (R'_{p0}{}^2 + \operatorname{tg}^2\psi_0 (R'_{p0}{}^2 - 2Q'_{p0}{}^2))}{2 (R'_{p0}{}^2 + Q'_{p0}{}^2)^2 (1 + \operatorname{tg}^2\psi_0)^2} + \\ &\quad + \frac{\beta^2 \operatorname{tg}\psi_0 R'_{p0}{}^2 (Q'_{p0}{}^2 + \operatorname{tg}^2\psi_0 (Q'_{p0}{}^2 - 2R'_{p0}{}^2))}{2 (R'_{p0}{}^2 + Q'_{p0}{}^2)^2 (1 + \operatorname{tg}^2\psi_0)^2} + \\ &\quad + \alpha\beta \frac{\operatorname{tg}\psi_0 Q'_{p0}{}^2 R'_{p0}{}^2 (1 + 3 \operatorname{tg}^2\psi_0)}{(R'_{p0}{}^2 + Q'_{p0}{}^2)^2 (1 + \operatorname{tg}^2\psi_0)^2}. \end{aligned} \quad (38)$$

$$\begin{aligned} \delta\Delta &= -\alpha \frac{R'_{p0}Q'_{p0}}{R'_{p0}{}^2 + Q'_{p0}{}^2} + \beta \frac{R'_{p0}Q'_{p0}}{R'_{p0}{}^2 + Q'_{p0}{}^2} + \alpha^2 \frac{R'_{p0}Q'_{p0}{}^3}{(R'_{p0}{}^2 + Q'_{p0}{}^2)^2} - \\ &\quad - \beta^2 \frac{Q'_{p0}R'_{p0}{}^3}{(R'_{p0}{}^2 + Q'_{p0}{}^2)^2} + \alpha\beta \frac{Q'_{p0}R'_{p0}(R'_{p0}{}^2 - Q'_{p0}{}^2)}{(R'_{p0}{}^2 + Q'_{p0}{}^2)^2}. \end{aligned} \quad (39)$$

Очевидно, что в нулевом приближении параметры $\delta\psi$ и $\delta\Delta$ равны нулю. В первом приближении наблюдается пропорциональность $\delta\psi$ и $\delta\Delta$ первой степени магнитооптического параметра Q . При рассмотрении разложения с учетом второй степени по α и β в $\delta\Delta$, как и в $\delta\psi$, возникают слагаемые, пропорциональные квадрату Q . Линейная зависимость магнитооптического параметра Q , а, следовательно, и всех линейных магнитооптических эффектов, от намагниченности образца позволяет использовать эти эффекты для измерения петель гистерезиса и кривых намагничивания.

Таким образом, предложена методика интерпретации магнитоэллипсометрических измерений с использованием моделей отражающих слоистых магнитных структур в геометрии экваториального магнитооптического эффекта Керра. Аналитически были получены выражения, связывающие классическую эллипсометрию и магнитооптику, выделен вклад, вносимый ненулевой намагниченностью исследуемой структуры. Впервые получены поправки $\delta\psi$ и $\delta\Delta$ в эллипсометрические углы ψ и Δ , возникающие при воздействии на образец внешним магнитным полем.

Библиографические ссылки

1. Yihong Wu. Nano spintronics for data storage // Encyclopedia of nanoscience and nanotechnology / ed. Nalva S. H. ACP, USA, 2004. Vol. 10. P. 1–50.
2. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. С. 311–414.
3. Швец В. А. Эллипсометрия: учеб. пособие для студентов старших курсов физического факультета

НГУ / В. А. Швец. Новосибирск : Издательство НГУ. 2002.

4. Керра эффект – Энциклопедия физики и техники [Электронный ресурс]. URL: http://www.femto.com.ua/articles/part_1/1597.html. (дата обращения: 07.11.2011).

5. Кринчик Г. С. Физика магнитных явлений. М. : Изд-во Моск. ун-та, 1976. 367 с.

6. Соколов А. В. Оптические свойства металлов. М. : Гос. изд-во физ.-мат. лит.-ры, 1961.

References

1. Yihong Wu. Nano spintronics for data storage. *Encyclopedia of nanoscience and nanotechnology*. Ed. Nalva S. H. ACP, USA, 2004, vol. 10, p. 1–50.

2. Azzam R., Bashara N. *Jellipsometrija i poljarizovannyj svet* (Ellipsometry and polarized light). Moscow, Mir, 1981, p. 311–414.

3. Shvets V. A. *Ellipsometriya. Uchebnoe posobie dlya studentov starshikh kursov fizicheskogo fakul'teta NGU* (Ellipsometry. Study guide for senior students of the Physics department of Novosibirsk state university). Novosibirsk, Izdatel'stvo NGU, 2002.

4. *The Kerr effect – encyclopedia of physics and technology*. Available at: http://www.femto.com.ua/articles/part_1/1597.html. (accessed 07.11.2011).

5. Krinchik G. S. *Fizika magnitnyh javlenij* (Physics of Magnetic Phenomena). Moscow, MSU, 1976.

6. Sokolov A. V. *Opticheskie svojstva metallov* (Optical Properties of Metals). Moscow, GIFML, 1961.

© Максимова О. А., Овчинников С. Г., Hartmann U., Косырев Н. Н., Варнаков С. Н., 2013

УДК 629.78.002.3

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ ДЛЯ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ*

А. Е. Михеев^{1,2}, А. В. Гирн^{1,2}, С. С. Ивасев¹, И. В. Евкин³

¹Сибирский государственный аэрокосмический университет имени академика М. Ф. Решетнева Россия, 660014, Красноярск, просп. им. газ. «Красноярский рабочий», 31. E-mail: michla@mail.ru

²Институт физики им. Л. В. Киренского, Сибирское отделение Российской академии наук Россия, 660036, Красноярск, Академгородок 50, стр. 38

³ОАО «Информационные спутниковые системы» имени академика М. Ф. Решетнева» Россия, г. Железногорск Красноярского края, ул. Ленина, 52. E-mail: vah@iss-reshetnev.ru

Получены образцы покрытий микродуговым оксидированием (МДО) на алюминиевой фольге для защиты элементов космического аппарата (КА) от воздействия стационарных плазменных двигателей (СПД). Выявлены оптимальные режимы обработки, проведены исследования структуры и свойств, защитных покрытий, нанесенных микродуговым оксидированием. Проведены исследования МДО покрытий на воздействие факторов хранения и эксплуатации, измерения терморадационных характеристик, электрического сопротивления и испытания на эрозионную стойкость. Приведено описание экспериментальной установки по определению воздействия плазмы на эрозионную стойкость МДО покрытий. Исследования показали, что характеристики покрытий, полученные методом МДО, удовлетворяют требованиям и могут быть использованы в качестве защитных покрытий космических аппаратов.

Ключевые слова: космический аппарат, антиэрозионные покрытия, микродуговое оксидирование, плазма стационарных плазменных двигателей.

INVESTIGATION OF THE SPACE VEHICLES COATINGS FEATURES

A. E. Miheev^{1,2}, A. V. Girm^{1,2}, S. S. Ivasev¹, I. V. Evkin²

¹Siberian State Aerospace University named after Academician M. F. Reshetnev 31 “Krasnoyarskiy Rabochiy” prosp., Krasnoyarsk, 660014, Russia. E-mail: michla@mail.ru

²Kirenskiy Institute of Physics of the SB RAS

50, building 38 Akademgorodok, Krasnoyarsk, 660036, Russia

³JSC “Information Satellite Systems” named after Academician M. F. Reshetnev 52 Lenin str., Zheleznogorsk, Krasnoyarsk region, Russia. E-mail: vah@iss-reshetnev.ru

Samples of micro-arc oxidation coatings (MAO) on aluminum foil for the protection of the elements of spacecrafts (SC) against the stationary plasma thrusters (SPT) were obtained.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, государственные контракты № 14.513.11.0024 и № 02.G25.31.0043.