

ДИФРАКЦИОННАЯ ОПТИКА

РЕЗОНАНСНЫЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТКАХ С НАМАГНИЧЕННЫМ СЛОЕМ

Л.Л. Досколович^{1,2}, Е.А. Безус^{1,2}, Д.А. Быков^{1,2}, В.И. Белотелов³, А.К. Звездин⁴

¹Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия,

²Самарский государственный аэрокосмический университет им. С.П. Королева, Самара, Россия,

³Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия,

⁴Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова, Москва, Россия

Аннотация

Рассмотрены магнитооптические эффекты, возникающие при прохождении электромагнитной волны через двух- и трехслойные структуры, состоящие из двумерной золотой дифракционной решетки и намагниченного диэлектрического слоя. На основе строгого решения задачи дифракции света на структурах показано, что они обладают резонансами угла Фарадея и коэффициента пропускания. Предложено объяснение возникающих эффектов, связанное с волноводным распространением излучения в намагниченном слое.

Введение

В настоящее время большое внимание уделяется эффекту экстраординарного пропускания (extraordinary optical transmission), состоящему в резонансном увеличении интенсивности света, проходящего через дифракционную решетку. Данным эффектом обладают дифракционные решетки, изготовленные из материалов с высокой проводимостью (серебро, золото) [1-5].

Целью данной работы является исследование магнитооптических свойств двумерных структур, содержащих одну или две дифракционные решетки, обладающие эффектом экстраординарного пропускания, и равномерно намагниченный слой. Мотивом для данного исследования явилось следующее. Дифракционные решетки традиционно используются для возбуждения мод в плоскопараллельном волноводе. Волноводное распространение излучения в намагниченном слое может привести к усилению эффектов Фарадея и Керра, состоящих в повороте плоскости поляризации в прошедшей и отраженной волнах. Таким образом, указанные структуры могут обладать как свойством резонансного пропускания, так и эффектом резонансного вращения плоскости поляризации.

В работах [6, 7] рассмотрены решетки из ферромагнитного материала, однако усиления эффектов Фарадея и Керра в них не обнаружено. В работах [8, 9] рассмотрена двухслойная структура, содержащая трехмерную бинарную дифракционную решетку из золота и намагниченный слой. В [8, 9] показано, что такая структура позволяет при коэффициенте пропускания в 35-40% увеличить на порядок угол вращения плоскости поляризации в прошедшей волне (угол Фарадея) по сравнению с однородным намагниченным слоем.

В данной работе впервые исследована двухслойная система, содержащая двумерную дифракционную решетку и намагниченный слой. Показано, что система с двумерной решеткой также обладает резонансами пропускания и позволяет при коэффици-

енте пропускания в 40% увеличить угол Фарадея в 5 раз. В качестве обобщения рассмотрена симметричная трехслойная структура, получаемая путем добавления второй дифракционной решетки под магнитный слой. Показано, что переход к трехслойной структуре позволяет при коэффициенте пропускания в 46% увеличить угол Фарадея в 17 раз.

Геометрия системы и параметры задачи дифракции для двухслойной структуры

Геометрия исследуемой двухслойной структуры показана на рис. 1. Верхний слой представляет собой бинарную дифракционную решетку из золота. Нижний слой – это равномерно намагниченная пластинка, вектор намагниченности которой направлен по нормали к поверхности.

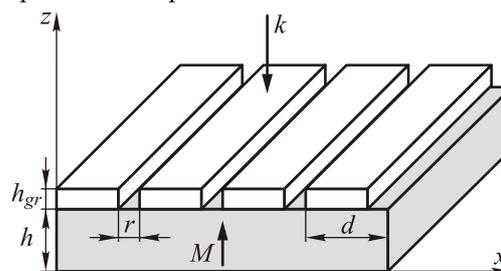


Рис. 1. Геометрия двухслойной системы, содержащей бинарную дифракционную решетку и магнитный слой

Для моделирования дифракции электромагнитной волны на данной структуре использовался метод связанных волн (rigorous coupled-wave analysis) [10-15]. Данный метод решения уравнений Максвелла является разновидностью дифференциального метода и занимает лидирующие позиции по функциональным возможностям и широте использования. Решение задачи дифракции было основано на устойчивом алгоритме, предложенном в [11]. Дополнительно, при определении поля в каждом слое, использовались специальные правила для разложе-

ния в ряд Фурье произведения функций [12-15]. Применение этих правил позволяет достичь лучшей точности представления компонент электромагнитного поля отрезками рядов Фурье и является особенно актуальным при решении задачи дифракции на решетках, изготовленных из материалов с высокой проводимостью.

В области решетки диэлектрическая проницаемость является периодической функцией

$$\varepsilon(x) = \begin{cases} 1, & x \in [0, r), \\ \varepsilon_{gr}, & x \in [r, d), \end{cases} \quad (1)$$

где d – период решетки, r – размер отверстия. Диэлектрическая проницаемость магнитной пластинки описывается тензором [16]

$$\varepsilon_m = \begin{bmatrix} \varepsilon & ig \cos \theta & -ig \sin \theta \sin \phi \\ -ig \cos \theta & \varepsilon & ig \sin \theta \cos \phi \\ ig \sin \theta \sin \phi & -ig \sin \theta \cos \phi & \varepsilon \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где ε – главная диэлектрическая проницаемость среды, g – величина, характеризующая намагниченность среды, θ и ϕ – углы сферической системы координат, описывающие направление вектора намагниченности. В случае, когда вектор намагниченности направлен по нормали к поверхности (полярная геометрия), $\theta = 0$, $\phi = \pi/2$ и формула (2) принимает вид:

$$\varepsilon_m = \begin{bmatrix} \varepsilon & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Магнитная проницаемость считалась везде равной единице [16].

Результаты исследования двухслойной структуры

На рис. 2 представлены расчетные графики коэффициента пропускания и угла Фарадея в зависимости от длины волны. Угол Фарадея соответствует углу между большой осью эллипса поляризации для волны в нулевом прошедшем порядке дифракции и осью OX .

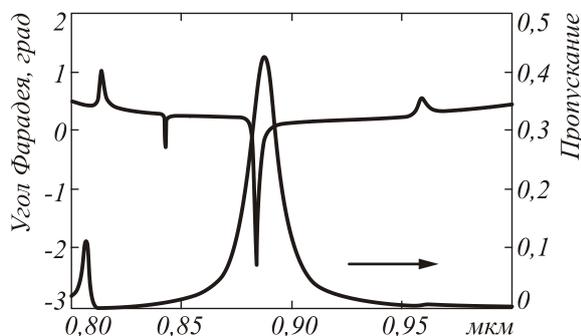


Рис. 2. Пропускание (точечная линия) и угол Фарадея (сплошная линия) в зависимости от длины волны

Графики на рис. 2 получены при нормальном падении волны с ТМ-поляризацией (вектор H параллелен штрихам решетки) при следующих геометрических параметрах: период $d = 750$ нм, ширина отверстия $r = 75$ нм, толщина решетки $h_{gr} = 75$ нм, толщина магнитного слоя $h = 537$ нм. В качестве диэлектрической проницаемости материала решетки $\varepsilon_{gr} = (1)$ использовались справочные данные для золота [17]. В частности, при $\lambda = 883,7$ нм $\varepsilon_{gr} = -31,17 + 1,94i$. Для магнитного слоя использовались параметры $e = 5,5 + 0,0025i$, $g = (1 - 0,15i) \times 10^{-2}$. Эти параметры соответствуют материалу $Bi:YIG$ (железоиттриевый гранат, допированный висмутом), который является одним из наиболее распространенных материалов магнитооптики [18]. График пропускания на рис. 2 имеет резкий пик в 40% при длине волны $\lambda = 883,7$ нм, который совпадает с отрицательным пиком угла Фарадея. Значение угла Фарадея в пике составляет $-2,25$ градуса, что почти в 5 раз больше, чем просто для магнитной пластинки, помещенной в оптически согласованную среду (в среду с такой же диэлектрической проницаемостью $e = 5,5 + 0,0025i$). Отметим, что параметр эллиптичности составляет всего $0,53$ градуса.

На рис. 3 представлены расчетные графики пропускания и угла Фарадея от толщины пластинки при длине волны $\lambda = 883,7$ нм и вышеуказанных параметрах. Графики на рис. 3 показывают ряд пиков пропускания и ряд отрицательных и положительных пиков угла Фарадея. Пики пропускания на рис. 2, 3 по-видимому связаны с явлением экстремального пропускания, свойственного решеткам из хороших проводников.

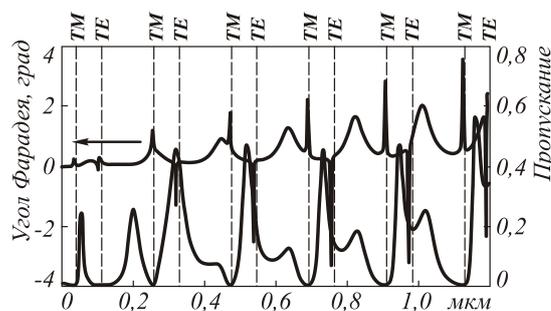


Рис. 3. Пропускание и угол Фарадея в зависимости от толщины намагниченного слоя при нормальном падении волны. Вертикальные линии обозначают толщины возбуждения мод

Пики угла Фарадея могут быть обусловлены увеличением оптического пути света в намагниченном слое вследствие возбуждения дифракционной решеткой мод и волноводного распространения излучения в слое. Для проверки гипотезы о связи резонансов угла Фарадея с волноводным распространением излучения в слое найдем оценки толщин магнитного слоя, при которых в нем будут возбуждаться моды. Для простоты расчетов пренебрежем

магнитной составляющей, и будем считать $g=0$. Возможные направления распространения мод в слое будем считать совпадающими с направлениями распространяющихся дифракционных порядков решетки. При этом возможные углы между направлениями мод в пластинке и нормалью к пластинке определяются по формуле решетки

$$\theta_i = \arcsin(i\lambda/n_f d), \tag{4}$$

где $n_f = \sqrt{\epsilon}$ – показатель преломления слоя. Условие возбуждения моды имеет вид [19]:

$$2k_0 n_f \cos(\theta_i) h_m - \phi_c - \phi_s = 2\pi m, \tag{5}$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$, h_m – толщина пленки, $m \in Z$ – порядок моды, ϕ_c и ϕ_s – набеги фаз, возникающие при отражении моды от верхней и нижней границ слоя, соответственно. Значения ϕ_s зависят от поляризации и находятся из формул Френеля на границе диэлектрик-воздух. Поскольку размер отверстий в решетке составляет всего 10% от величины периода, то оценка значений ϕ_s также может быть получена из формул Френеля на границе диэлектрик-золото.

При указанных параметрах решетки распространяющимися порядками, способными возбудить моды, являются ± 1 порядки дифракции. Поэтому в качестве угла распространения в (5) выберем угол $\theta_1 = 30,16^\circ$, соответствующий ± 1 порядкам. В этом случае толщины определяются по формуле

$$h_m = \frac{2\pi m + \phi_c + \phi_s}{2k_0 n_f \cos(\theta_1)}. \tag{6}$$

Расчетные значения толщин (6), при которых в слое распространяются ТЕ- и ТМ-моды, приведены в таблице 1.

Таблица 1. Толщины, при которых в слое распространяются моды

Порядок моды m	h_m для ТЕ мод (нм)	h_m для ТМ-мод (нм)
0	111,9	39,9
1	329,8	257,8
2	547,7	475,8
3	765,6	693,7
4	983,5	911,6
5	1201,4	1129,5

Полученные значения отмечены на рис. 3 вертикальными пунктирными линиями. Из рисунка 3 видно, что толщины h_m^{TE} хорошо совпадают с положением отрицательных пиков угла Фарадея, а толщины h_m^{TM} – с положением положительных пиков. При этом положительные максимумы угла Фарадея также совпадают с минимумами пропускания. Интересно сравнить распределение поля в области намагниченного слоя с полем ТЕ-моды соответствующего диэлектрического волновода. Для ТЕ-моды электрическое поле содержит только компо-

ненту $E_y(x, z)$. На рис. 4 сверху приведено распределение поля $|E_y(x, z)|$, рассчитанное в намагниченном слое при толщине слоя 974 нм. Указанное значение толщины слоя соответствует отрицательному пику угла Фарадея на рис. 3 и близко к оценке $h_4 = 983,5$ нм, полученной по формуле (6).

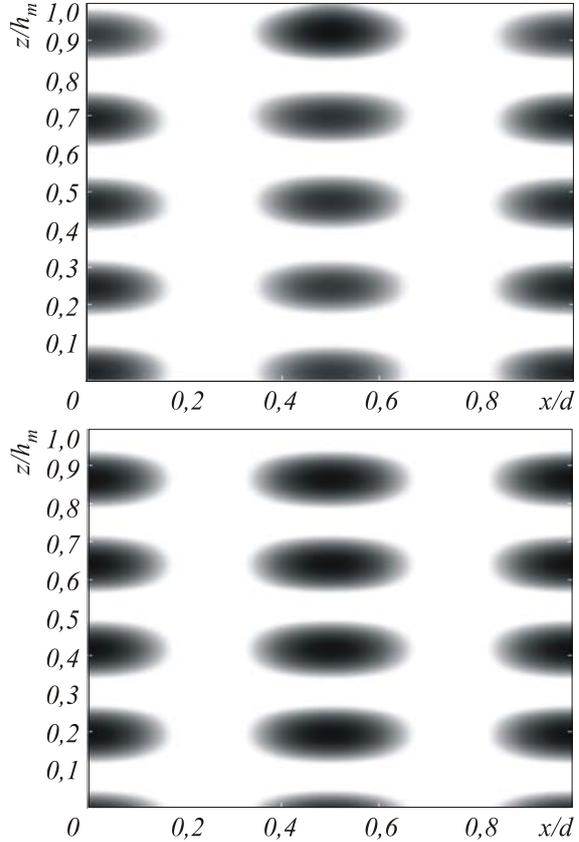


Рис. 4. Распределение поля $|E_y(x, z)|$

в намагниченном слое с толщиной 974 нм (сверху) и в идеальном диэлектрическом волноводе (снизу)

Для сравнения на рис. 4 снизу показано распределение поля в волноводе [19]

$$|E_y(x, z)| \sim \left| \cos(\beta x) \cdot \left(\cos(k_f z) - \frac{\gamma_c}{k_f} \sin(k_f z) \right) \right|, \tag{7}$$

где $\beta = k_0 n_f \sin \theta_1$, $\gamma_c = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_{gr}}$,

$k_f = \sqrt{k_0^2 n_f^2 - \beta^2}$. Поле (7) соответствует суперпозиции двух мод, распространяющихся в направлениях $+1$ и -1 порядков решетки. Рисунок 4 показывает, что компонента поля $E_y(x, z)$ в намагниченном слое имеет выраженный модовый характер и близка, с точностью до сдвига по оси z , к оценке поля в волноводе (7). Аналогичную модовую структуру компонента поля $E_y(x, z)$ имеет и при других толщинах, соответствующих отрицательным пикам угла Фарадея. Для положительных пиков углов Фара-

дея выраженную модовую структуру имеет компонента поля $H_y(x, z)$. При этом модовая структура компонента $E_y(x, z)$, $H_y(x, z)$ быстро пропадает при удалении от пиков угла Фарадея. Таким образом, проведенные расчеты подтверждают связь пиков углов Фарадея с волноводным распространением излучения в намагниченном слое.

Предлагается следующее качественное объяснение резонансов угла Фарадея. При падающей волне с ТМ-поляризацией вращение плоскости поляризации и появление ТЕ-компоненты обусловлено наличием намагниченного слоя в рассматриваемой двухслойной системе. Максимальное вращение плоскости поляризации и появление резонанса угла Фарадея достигается при максимальной конверсии волны с ТМ-поляризацией в волну с ТЕ-поляризацией, которая происходит при возбуждении ТЕ-моды в намагниченном слое. В свою очередь формирование резонансов угла Фарадея при толщинах намагниченного слоя, соответствующих ТМ-модам, происходит из-за конверсии волны с ТЕ-поляризацией в волну с ТМ-поляризацией.

Отметим, что при толщинах, соответствующих возбуждению в пленке ТМ-мод, наблюдаются минимумы пропускания. Качественное объяснение этих минимумов состоит в том, что золотая решетка работает как поляризатор, пропускающий волны с ТМ-поляризацией из слоя наружу и отражающий волны с ТЕ-поляризацией. На рис. 5 представлены расчетные графики коэффициента отражения и угла Керра от толщины пластинки ($\lambda = 883,7$ нм).

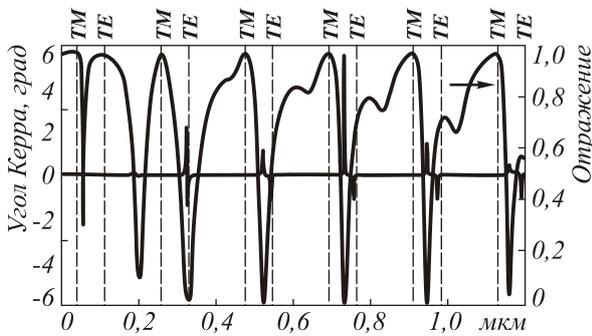


Рис. 5. Отражение и угол Керра в зависимости от толщины намагниченного слоя при нормальном падении волны. Вертикальные линии обозначают толщины возбуждения мод

Угол Керра соответствует углу между большой осью эллипса поляризации для волны в нулевом отраженном порядке дифракции и осью Ox . График пропускания на рис. 5 имеет минимумы отражения при толщинах возбуждения ТЕ-мод и максимумы — при толщинах возбуждения ТМ-мод, что подтверждает сделанное предположение. График угла Керра имеет пики при толщинах возбуждения ТЕ-мод. Пики угла Керра объясняются следующим образом. Вследствие неидеальности волноводного распространения имеет место частичная диффузия волны с

ТЕ поляризацией из слоя в область над решеткой. В результате отраженная от решетки волна приобретает ТЕ-компоненту, что и приводит к формированию пиков угла Керра.

Исследование трёхслойной структуры

В работе [20] показано, что трёхслойная система, содержащая две субволновые серебряные решетки, разделенные диэлектрическим слоем, позволяет увеличить коэффициент пропускания по сравнению с одной дифракционной решеткой, обладающей эффектом экстраординарного пропускания.

В связи с этим были также исследованы магнитооптические свойства трёхслойной структуры, содержащей две одинаковые золотые дифракционные решетки, разделенные намагниченным диэлектрическим слоем из Bi:YIG (рис. 6).

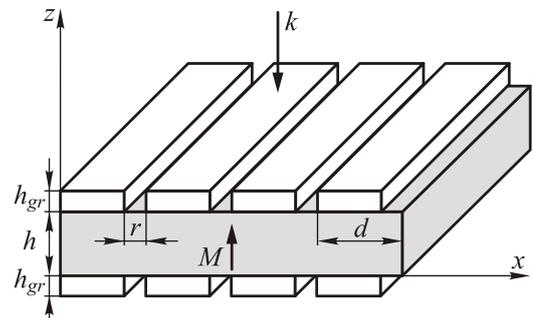


Рис. 6. Геометрия исследуемой трёхслойной структуры

Расчет параметров трёхслойной структуры производился с использованием оптимизационной процедуры. В качестве целевой функции было выбрано отношение произведения коэффициента пропускания и угла Фарадея для нулевого прошедшего порядка к аналогичному произведению для магнитного слоя в оптически согласованной среде:

$$T_0 |\varphi_0| / \tilde{T}_0 |\tilde{\varphi}_0| \rightarrow \max, \quad (8)$$

где T_0 и φ_0 — коэффициент пропускания и угол Фарадея для трёхслойной структуры, \tilde{T}_0 и $\tilde{\varphi}_0$ — коэффициент пропускания и угол Фарадея для магнитного слоя в оптически согласованной среде. Оптимизация проводилась по 4-м параметрам: толщина дифракционной решетки, толщина магнитного слоя, период решетки, размер отверстия. Как и для двухслойной структуры, рассматривалось нормальное падение ТМ-поляризованной волны. В результате оптимизации была получена следующая структура: период $d = 832,19$ нм, ширина отверстий $r = 362$ нм, толщина решеток $h_{gr} = 194,23$ нм, толщина магнитного слоя $h = 832,11$ нм.

На рис. 7 и рис. 8 представлены зависимости пропускания и угла Фарадея от толщины намагниченного слоя и длины волны.

Для толщины намагниченного слоя 832,1 нм при длине волны 883,7 нм имеем увеличение угла Фарадея по сравнению с магнитным слоем в оптически

согласованной среде в 17 раз при пропускании 46%. Отметим, что добавление дополнительных параметров оптимизации, таких, как различная толщина и размер отверстий в решётках, приводит к дальнейшему увеличению значения угла Фарадея на 6-7% при увеличении пропускания на 3-5%. Переход от двухслойной структуры к трёхслойной позволил увеличить наилучшее значение целевой функции (8) более чем в 2 раза.

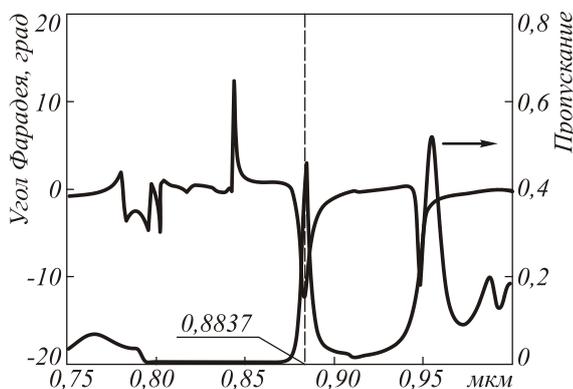


Рис. 7. Пропускание и угол Фарадея в зависимости от толщины намагниченного слоя при нормальном падении волн

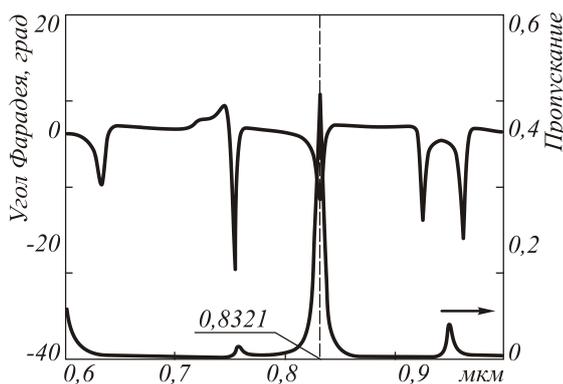


Рис. 8 Пропускание и угол Фарадея в зависимости от длины волны при нормальном падении

Заключение

Исследованы магнитооптические свойства двухслойной структуры, состоящей из золотой бинарной дифракционной решетки и намагниченного слоя. Показано, что система обладает как резонансами пропускания, так и резонансами углов Фарадея и Керра. Представлено качественное объяснение углов Фарадея и Керра и показана их связь с волноводным распространением излучения в магнитном слое.

Рассмотрена трехслойная структура, состоящая из золотых дифракционных решеток, разделенных намагниченным слоем. Показано, что переход к трехслойной структуре позволяет получить дальнейшее увеличение значений резонансов угла Фарадея до 17 раз.

Наличие двух типов резонансов (пропускания и углов Фарадея и Керра) делает перспективным использование рассмотренных систем в оптических датчиках, использующих изменение значений резо-

нансов при изменении физических или геометрических параметров структуры.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №07-07-97601-р_офи, 07-01-96602-р_поволжье_a, 07-07-91580-АСП_a, а также при поддержке российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (грант CRDF RUX0-014-SA-06).

Литература

1. Ebbesen T.W., Lezec H.J., Ghaemi H.F., Thio T., Wolff P.A. Extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays // Nature, 1998. 391. P.667-669.
2. Ghaemi H.F., Thio T., Grupp D.E., Ebbesen T.W., Lezec H.J. Surface plasmon enhance optical transmission through subwavelength holes // Phys. Rev. B, 1998. 58. P. 6779-6782.
3. Degiron A., Lezec H.J., Barnes W.L., Ebbesen T.W. Effects of hole depth on enhanced light transmission through subwavelength apertures // Appl. Phys. Lett. 2002. 81. P. 4327-4329.
4. Barnes W.L., Murray W.A., Dintinger J., Devaux E., Ebbesen T.W. Surface Plasmon Polaritons and their role in the enhanced transmission of light through periodic arrays of subwavelength holes in a metal film // Phys. Rev. Lett., 2004. 92. P. 107-401.
5. Porto J.A., García-Vidal F.J., Pendry J.B. Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits // Phys. Rev. Lett., 1999. 83. P. 2845-2848.
6. Belotelov V.I., Zvezdin A.K., Magneto-optics and extraordinary transmission of the perforated metallic films magnetized in polar geometry // JMMM, 2005. 300 (1). P. 260-263.
7. Bergman D.J., Streltner Y.M. Strong-field magnetotransport of conducting composites with a columnar microstructure // Phys. Rev. B, 1999. 59. P. 2180-2198.
8. Belotelov V.I., Doskolovich L.L., Kotov V.A., Zvezdin A.K. Magneto-optical properties of perforated metallic films // JMMM, 2007. 310 (2). P. e843-e845.
9. Belotelov V.I., Doskolovich L.L., Kotov V.A., Zvezdin A.K. Extraordinary Magneto-Optical Effects and Transmission through Metal-Dielectric Plasmonic Systems // Phys. Rev. Lett., 2007. 98 (7). P. 077401-4.
10. Electromagnetic Theory of Gratings: Topics in current physics, Ed. by Petit R. // N.Y.: Springer-Verlag, 1980.
11. Moharam M., Pommet D., Grann E. Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach // J. Opt. Soc. Am. A., 1995. 12 (5). P. 1077-1086.
12. Li L. Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures // J. of Opt. Soc. Am. A., 1996. 13 (9). P. 1870-1876.
13. Peng S., Morris G.M. Efficient implementation of rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings // J. Opt. Soc. Am. A, 1995, 12 (5). Pp. 1087-1096.
14. Li L. Fourier modal method for crossed anisotropic gratings with arbitrary permittivity and permeability tensors // J. Opt. A: Pure Appl. Opt., 2003, 5. Pp. 345-355.
15. Li L. New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings // J. Opt. Soc. Am. A, 1997, 14 (10). P. 2758-2767.
16. Visnovsky S., Postava K., Yamaguchi T., Lopusnik R. Magneto-optic ellipsometry in exchange-coupled films // Appl. Opt., 2002, 41 (19). Pp. 3950-3960.

17. Zvezdin A.K., Kotov V.A. Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials // IOP Publishing, Bristol and Philadelphia, 1997.
18. Palik D. Handbook of optical constants of solids. Edward Academic press, Inc., Orlando, Florida, 1985.
19. Lifante G. Integrated photonics: fundamentals. John Wiley & Sons Ltd., West Sussex, England, 2003.
20. Yong-Hong Ye, Jia-Yu Zhang Enhanced light transmission through cascaded metal films perforated with periodic hole arrays // Opt. Lett., 2005. 30 120. P. 1521-1523.

RESONANT MAGNETO-OPTICAL EFFECTS IN DIFFRACTION GRATINGS WITH A MAGNETIZED LAYER

L.L. Doskolovich^{1,2}, E.A. Bezus^{1,2}, D.A. Bykov^{1,2}, V.I. Belotelov³, A.K. Zvezdin^{3,4}

¹Image Processing Systems Institute of the RAS, Samara, Russia,

²Samara State Aerospace University (SSAU), Samara, Russia,

³Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia,

⁴A.M. Prokhorov General Physics Institute of the RAS, Moscow, Russia

Abstract

This paper presents magneto-optical effects during propagation of electromagnetic waves through two- and three-layer structures consisting of a two-dimensional gold diffraction grating and a magnetized dielectric layer. Based on strict solution of the light diffraction problem, the structures are shown to have Faraday rotation and transmittance resonances. We present explanation of the effects resulted from waveguide propagation of radiation in the magnetized layer.

Keywords: Magneto-optics, diffraction grating, resonance

Citation: Doskolovich LL, Bezus EA, Bykov DA, Belotelov VI, Zvezdin AK. Resonant magneto-optical effects in diffraction gratings with a magnetized layer. Computer Optics 2007; 31(1): 4-8.

Acknowledgements: The work was partly supported by the Russian Foundation for Basic Research (RFBR) grants Nos. 07-07-97601-r_ofi, 07-01-96602-r_povoljie_a, 07-07-91580-ASP_a, and under the Russian-American Basic Research and Higher Education Program (grant CRDF RUX0-014-SA-06).

References:

- [1] Ebbesen TW, Lezec HJ, Ghaemi HF, Thio T, Wolff PA. Extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays. Nature 1998; 391: 667-669.
- [2] Ghaemi HF, Thio T, Grupp DE, Ebbesen TW, Lezec HJ. Surface plasmon enhance optical transmission through subwavelength holes. Phys. Rev. B 1998; 58: 6779-6782.
- [3] Degiron A, Lezec HJ, Barnes WL, Ebbesen TW. Effects of hole depth on enhanced light transmission through subwavelength apertures. Appl. Phys. Lett. 2002; 81: 4327-4329.
- [4] Barnes WL, Murray WA, Dintinger J, Devaux E, Ebbesen TW. Surface Plasmon Polaritons and their role in the enhanced transmission of light through periodic arrays of subwavelength holes in a metal film. Phys. Rev. Lett. 2004; 92: 107-401.
- [5] Porto JA, García-Vidal FJ, Pendry JB. Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits. Phys. Rev. Lett. 1999; 83: 2845-2848.
- [6] Belotelov VI, Zvezdin AK. Magneto-optics and extraordinary transmission of the perforated metallic films magnetized in polar geometry. JMMM 2005; 300(1): 260-263.
- [7] Bergman DJ, Strel'niker YM. Strong-field magnetotransport of conducting composites with a columnar microstructure. Phys. Rev. B 1999; 59: 2180-2198.
- [8] Belotelov VI, Doskolovich LL, Kotov VA, Zvezdin AK. Magneto-optical properties of perforated metallic films. JMMM 2007; 310(2): e843-e845.
- [9] Belotelov VI, Doskolovich LL, Kotov VA, Zvezdin AK. Extraordinary Magneto-Optical Effects and Transmission through Metal-Dielectric Plasmonic Systems. Phys. Rev. Lett. 2007; 98(7): 077401-077404.
- [10] Electromagnetic Theory of Gratings: Topics in current physics. Ed. by Petit R. N.Y.: Springer-Verlag, 1980.
- [11] Moharam M, Pommert D, Grann E. Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach. J. Opt. Soc. Am. A 1995; 12(5): 1077-1086.
- [12] Li L. Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures. J. of Opt. Soc. Am. A 1996; 13(9): 1870-1876.
- [13] Peng S, Morris GM. Efficient implementation of rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings. J. Opt. Soc. Am. A 1995; 12(5): 1087-1096.
- [14] Li L. Fourier modal method for crossed anisotropic gratings with arbitrary permittivity and permeability tensors. J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2003; 5: 345-355.
- [15] Li L. New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings. J. Opt. Soc. Am. A 1997; 14(10): 2758-2767.
- [16] Visnovsky S, Postava K, Yamaguchi T, Lopusnik R. Magneto-optic ellipsometry in exchange-coupled films. Appl. Opt. 2002; 41(19): 3950-3960.
- [17] Zvezdin AK, Kotov VA. Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials. IOP Publishing, Bristol and Philadelphia, 1997.
- [18] Palik D. Handbook of optical constants of solids. Edward Academic press, Inc., Orlando, Florida, 1985.
- [19] Lifante G. Integrated photonics: fundamentals. John Wiley & Sons Ltd., West Sussex, England, 2003.
- [20] Yong-Hong Ye, Jia-Yu Zhang Enhanced light transmission through cascaded metal films perforated with periodic hole arrays. Opt. Lett. 2005; 30(120): 1521-1523.