

ФИЗИКА И МАТЕМАТИКА

PHYSICS AND MATHEMATICS

Вестник Физико-технического института

Крымского федерального университета имени В. И. Вернадского

Том 1 (67–69). № 4. 2017. С. 5–24

Journal of Physics and Technology Institute of V. I. Vernadsky Crimean Federal University

Volume 1 (67–69). No. 4. 2017. P. 5–24

УДК 537.632

МАГНИТОПЛАЗМОННЫЕ СТРУКТУРЫ (ОБЗОР). ЧАСТЬ 1

Басиладзе Г. Д., Бержанский В. Н., Недвига А. С.*, Шапошников А. Н.

Физико-технический институт, Крымский федеральный университет имени В. И. Вернадского, Симферополь 295007, Россия

***E-mail: nedviga@list.ru**

В работе представлен перспективный класс наноструктур с объединенными магнитными и плазмонными функциональными возможностями – магнитоплазмонные наноструктуры. Реализация подобных наноструктур осуществляется с использованием слоев ферромагнитных металлов или магнитодиэлектриков. Магнитная активность наноструктур позволяет управлять их плазмонными свойствами с помощью внешнего магнитного поля, изменяя спектральное положение резонанса, что позволяет создавать активные плазмонные устройства для систем управления оптическими сигналами и магнитооптических сенсоров.

Ключевые слова: плазмонный резонанс, магнитоплазмоника, плёнка граната, магнитофотонный кристалл, плазмонная наноструктура.

PACS: 42.70.Qs, 71.36.+c, 78.20.Ls, 78.66.–w, 78.67.–n, 85.70.Sq.

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на успехи в разработке материалов для прикладной магнитооптики сегодня продолжают поиски методов усиления магнитооптических (МО) эффектов. Так как потенциал методов, основанных исключительно на синтезе материалов, почти исчерпан, наноструктурирование признано очень перспективным для усовершенствования оптических свойств материалов [1]. Этот подход отражает новую парадигму современной оптики, в которой оптические свойства в основном определяются геометрическими резонансами, а не электронными. Примером плодотворной МО реализации этого подхода является магнитофотонный кристалл, обеспечивающий значительное усиление эффекта Фарадея [2–4].

Существование самоподдерживаемых коллективных возбуждений электронной плазмы и электромагнитного поля, локализованного на границах металл/диэлектрик, предсказано Ричи в 50-х годах прошлого века [5]. Экспериментальное доказательство работы Ричи вскоре последовало в экспериментах по потере энергии электронов, после чего термин «поверхностный плазмон-поляритон» (ППП) был введен в научный оборот, чтобы назвать кванты этих коллективных колебаний [6]. С тех пор наблюдается значительный прогресс в исследованиях ППП, сыгравших ключевую роль во многих проблемах конденсированного вещества и физики поверхности.

Растущий интерес к плазмонным наноструктурам и наночастицам сопровождается большим количеством работ в этой области, в том числе

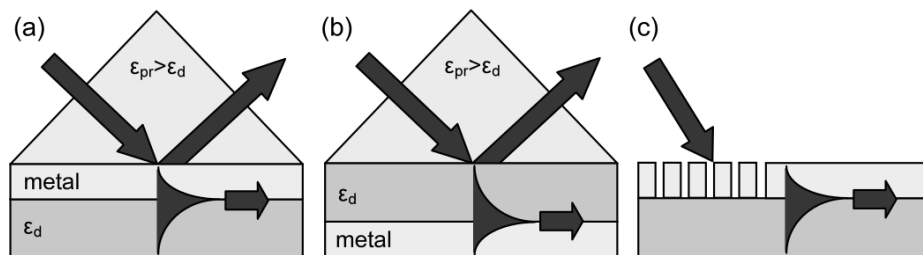
посвященных магнитоплазмонике, исследующей резонансы МО эффектов, имеющих плазмонную природу.

В свете вышеизложенного, тесный союз плазмоники и магнитооптики выглядит взаимовыгодным и перспективным [7]. С одной стороны, магнитное поле является хорошим инструментом для управления ППП, с другой стороны, ППП могут использоваться для усиления МО эффектов.

В обзоре рассмотрены одномерные магнитоплазмонные структуры, содержащие, в основном, МО эпитаксиальные пленки ферритов-гранатов (ЭПФГ) и поликристаллические пленки ферритов-гранатов, полученные методами вакуумного напыления, а также двумерные магнитоплазмонные структуры и текущее состояние разработок в этой области.

1. ОСНОВНЫЕ МЕТОДЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ

Важно знать, что волновой вектор свободной электромагнитной волны внутри диэлектрика меньше, чем волновой вектор ППП на границе металл/диэлектрик. Вследствие этого резонансная связь света с ППП не реализуется. Поэтому для возбуждения ППП были разработаны специальные экспериментальные схемы. Фотоны и ППП-волновые векторы могут быть согласованы либо туннелированием фотонов в геометрии полного отражения (конфигурации или геометрии Кретчмана и Отто), либо решёточным методом с использованием дифракционных эффектов на периодической одно- или двумерной структуре (рис. 1) [8].



а – геометрия Кретчмана, б – геометрия Отто, с – решеточный метод

Рис. 1. Основные методы возбуждения ППП, применяемые на практике

В геометрии Кретчмана (рис. 1 а) металлическая пленка освещается через диэлектрическую призму под углом θ больше критического угла полного внутреннего отражения [9, 10]. При этом происходит резонансное туннелирование света через металлическую пленку и возбуждение ППП на внешней по отношению к призме стороне металлической пленки, а в спектре отражения наблюдается резкий минимум, что указывает на эффективное взаимодействие света с ППП, а вблизи границы раздела металл/диэлектрик наблюдается значительная концентрация электромагнитной энергии, плотность которой более чем на два порядка превышает плотность энергии в падающем пучке света. Метод возбуждения ППП в геометрии

Кретчмана применим для случая не очень толстых пленок ($h_m < 80$ нм). Для более толстых пленок эффективность этого метода очень мала, и необходимо использовать иные подходы, например, метод возбуждения ППП в геометрии Отто.

В геометрии Отто ППП можно возбуждать на ближней по отношению к призме стороне металлической пленки (рис. 1 б). Призма, где происходит полное внутреннее отражение, расположена вблизи поверхности металла и туннелирование фотонов происходит через воздушный зазор между призмой и поверхностью [11].

Возбуждение ППП может осуществляться также с использованием дифракционных эффектов. Это может быть реализовано, если либо металл, либо диэлектрик периодически перфорирован системой щелей или отверстий. Свет, дифрагировавший на таких решетках, может иметь различные компоненты волнового вектора вдоль поверхности металла. Если некоторые из них совпадают с волновым вектором ППП, то существенная доля энергии данного дифракционного порядка идет на возбуждение ППП (рис. 1 с). В конфигурации решетки ППП могут возбуждаться на обеих поверхностях металлической пленки [8].

1.1. Примеры практической реализации геометрии Кретчмана

В работе [12] рассмотрена практическая реализация конфигурации Кретчмана применительно к ЭПФГ с плазмонной пленкой из золота (рис. 2).

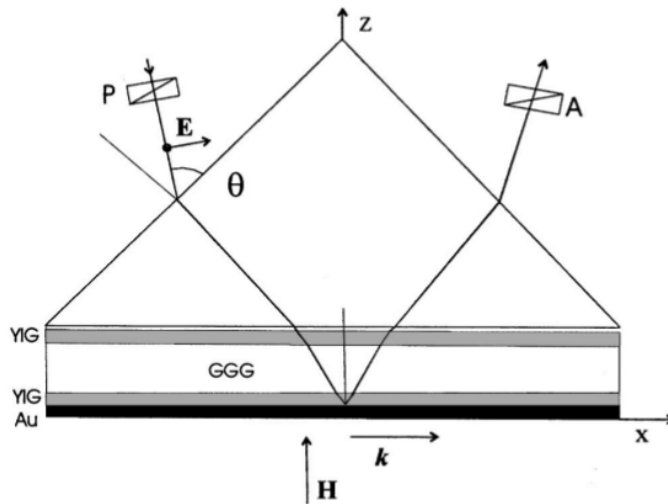
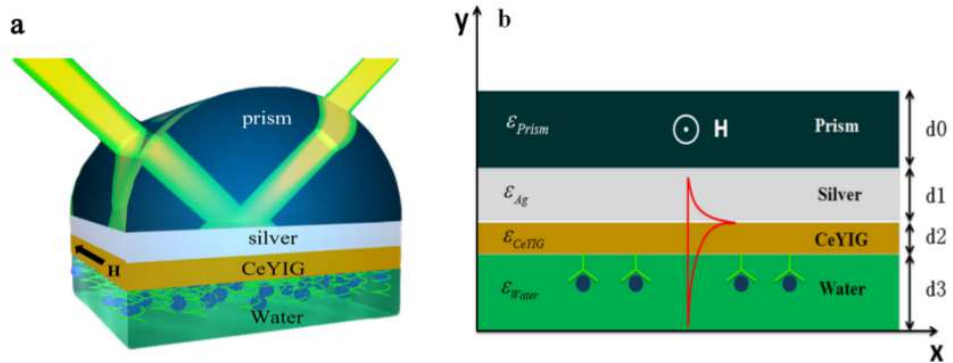


Рис. 2. Использование геометрии Кретчмана для изучения МО свойств пленок Bi:YIG

Авторы [12] использовали пленки $\text{Bi}_{1,8}\text{Y}_{1,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ толщиной 2,5 мкм с легкой осью намагниченности, перпендикулярной поверхности. Пленки выращивали методом жидкофазной эпитаксии на обеих сторонах подложки из гадолиний-галлиевого граната толщиной 0,4 мм. Поле насыщения в направлении, перпендикулярном пленке, было 150 Гс. Угол поворота Фарадея, измеренный в геометрии пропускания образца, составлял 2,0 и 0,22 °/мкм на длинах волн 633 и 1310 нм, соответственно.

Пленка из золота толщиной 41 нм, была нанесена на одну из сторон образца термическим испарением; свободная сторона образца контактировала со стеклянной призмой. Призма с образцом располагалась на вращающемся столике. Поверхностный плазмонный резонанс (ППР) исследовали при намагничивании образца перпендикулярно плоскости пленки.

Один из вариантов практической реализации геометрии Кретчмана с использованием пленки феррита-граната, представлен в работе [13] (см. рис. 3 а).



Толщина слоя d_2 (Ce:YIG) составляет 25 нм, толщина слоя d_1 (Ag) составляет 41 нм (условие максимального фактора качества)

Рис. 3. МО ППР датчик (а) и его поперечное сечение (b)

Датчик на основе МО элемента и структуры для возбуждения ППР (МО ППР датчик) изготовлен с использованием диэлектрической МО пленки $\text{Ce}_1\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (Ce:YIG) и металлической пленки Ag. На рис. 3 а показана предлагаемая схема МО ППР датчика. На рис. 3 б – вид поперечного сечения устройства с обозначением диэлектрических проницаемостей слоев, их толщин и направления магнитного поля H . Преобразователь датчика состоит из подложки, тонкого слоя Ag (41 нм) и слоя Ce:YIG (25 нм). Чувствительный интерфейс находится между пленкой Ce:YIG и зондируемой средой. Стеклянная призма используется для согласования волновых векторов падающего света и ППР на интерфейсе Ag/Ce:YIG.

Благодаря низким оптическим потерям Ag и сильному МО эффекту Ce:YIG ($\theta_F = 2 \cdot 10^4$ °/см на $\lambda = 1000$ нм), достигается высокое значение МО добротности и чувствительности. Устройство превосходит по этим показателям МО ППР датчики на основе ферромагнитного металла на той же длине волны. Это достигается, в том числе, за счет высокого показателя преломления пленок Ce:YIG ($n = 2,3$ на $\lambda = 1100$ нм) по сравнению с анализируемой средой. При помощи аналитического и численного моделирования была создана оптимизированная структура МО ППР датчика на основе Ag/Ce:YIG, максимальная чувствительность к показателю преломления которого достигается при длине волны света 1160 нм и толщине Ce:YIG и слоя серебра 25 и 41 нм, соответственно. Прилагаемое при этом поле H для магнитного насыщения пленки Ce:YIG в плоскости достигало 500 Э. Чувствительность датчика количественно характеризуется МО добротностью FoM

$$FoM = \frac{d|R(+H) - R(-H)|}{d\theta} \times \frac{d\theta}{dn} = \frac{d\Delta R}{dn}, \quad (1)$$

где R – коэффициент отражения света; H – внешнее магнитное поле; θ – угол падения для резонансного возбуждения ППР; n – показатель преломления исследуемой среды.

1.2. Пример использования геометрии Отто для целей сенсорики

В работе [14] представлена теоретическая модель структуры (подложка из стекла BK-7/Au/Fe/Au) с призмным возбуждением ППР в геометрии Отто (рис. 4).

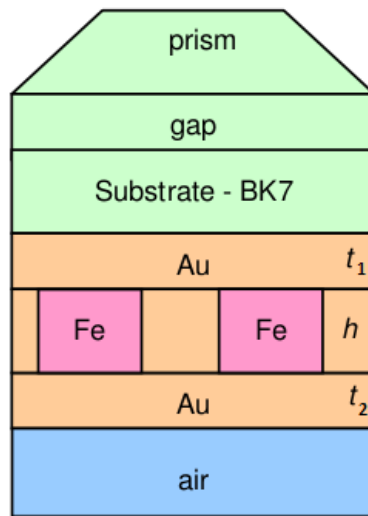


Рис. 4. МО структура ППР в геометрии Отто

Исследованы параметры отражения и эффект Керра структуры при разных периодах решетки из цилиндрических микроточек Fe и толщинах пленок золота. Высота и радиус цилиндрических микроточек Fe в матрице Au – 20 нм и 1 мкм, соответственно. Толщина металлической подструктуры $t_1 + h + t_2 = 40$ нм, где h – высота цилиндрической микроточки (табл. 1).

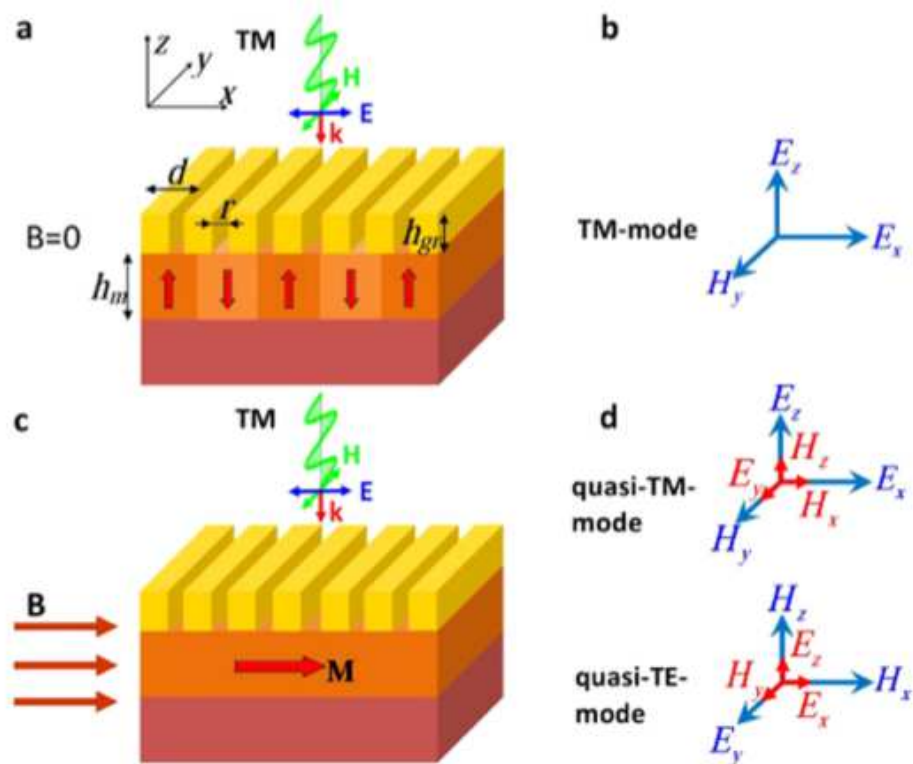
Таблица 1. Толщина слоёв в Au/Fe/Au наноструктуре

Variant	t_1	h	t_2
A	0	20	20
B	10	20	10
C	15	20	5
D	5	30	5
E	15	10	15

В зависимости от угла падения р-поляризованного света с длиной волны 632,8 нм коэффициент отражения может достигать 85 %. Влияние МО активности решетки Fe было изучено посредством меридионального эффекта Керра. Максимальный поворот плоскости колебаний света достигает $4 \cdot 10^{-3}$ град, предельное значение эллиптичности – около $3 \cdot 10^{-3}$ град. Наблюдается также влияние толщины пленки Au на параметры эффекта Керра. Полученные результаты показывают перспективность исследованной структуры для создания МО ППР чувствительных элементов для анализа исследуемых сред.

1.3. Использование дифракционных эффектов для возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов

В работе [15] представлены схема и режимы работы магнитоплазмонного кристалла (МПК) в размагниченном (многодоменном) и намагниченном в продольном направлении состояниях (рис. 5).

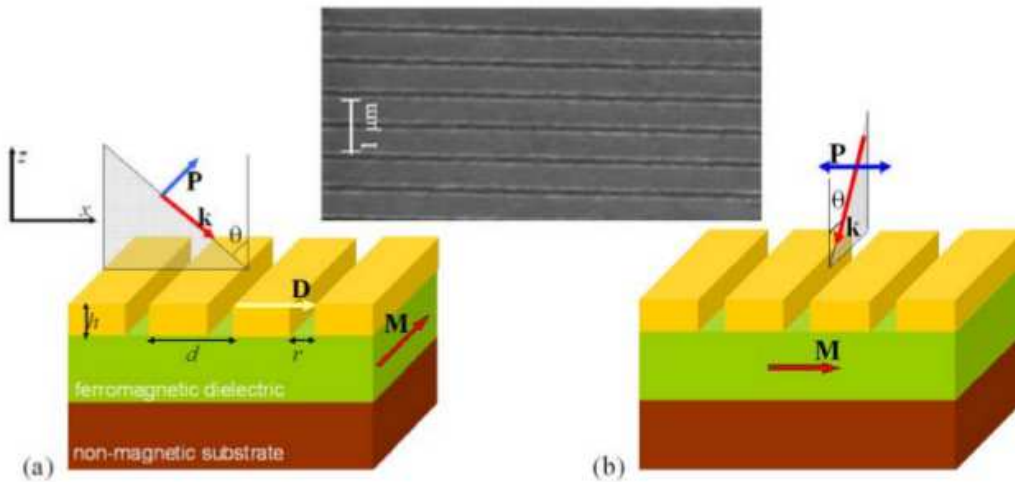


а, с – МПК в размагниченном (многодоменном) и намагниченном в продольном направлении (монодоменном) состояниях, соответственно; b, d – электромагнитные моды МПК, соответственно

Рис. 5. Схемы магнитоплазмонных кристаллов

МПК состоит из золотой решетки высотой h_{gr} и ферромагнитного диэлектрика толщиной h_m , выращенного на немагнитной подложке. Золотая решетка имеет период d и ширину щели r . Оптические моды возбуждаются падающим ТМ-поляризованным светом. Длинные стрелки представляют основные компоненты поля, связанные с режимами ТМ и ТЕ в немагнитном состоянии, а короткие – компоненты, вызванные продольной намагниченностью.

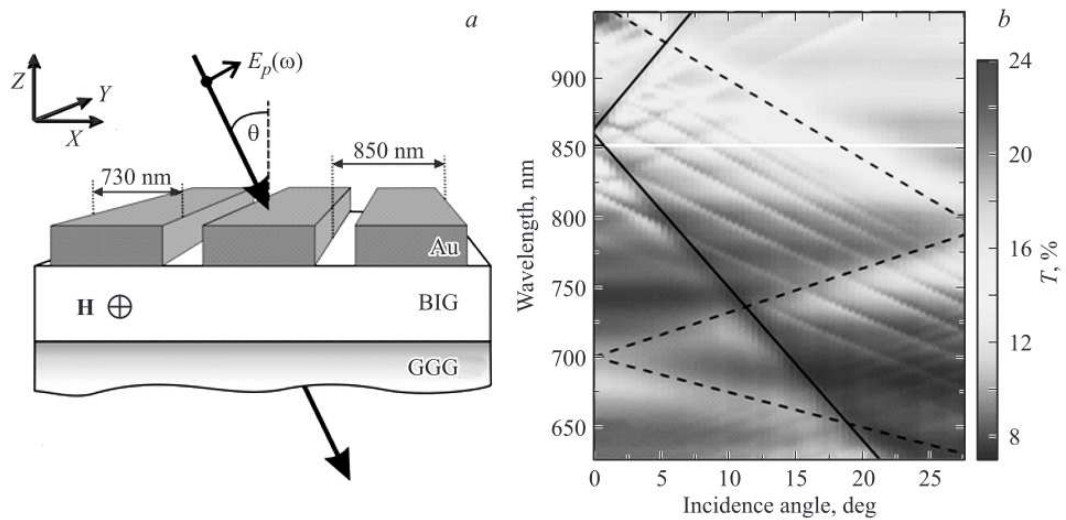
В работе [16] представлена сходная с предыдущей геометрия расположения периодической решетки из золота на поверхности магнитного диэлектрика (пленки висмут-замещенного феррита-граната, выращенной на подложке из гадолиний галлиевого граната относительно ориентации плоскостной намагниченности этого слоя (рис. 6). Параметры слоя перфорированного золота $d = 594$ нм, $r = 110$ нм и $h = 120$ нм.



ориентация намагниченности **M**: а – параллельно щелям, b – перпендикулярно щелям; вставка: РЭМ-изображение перфорированной структуры золота

Рис. 6. Магнитоплазмонная гетероструктура

Подобная магнитоплазмонная структура также приведена в [17]. В этой работе были исследованы линейные и нелинейные оптические эффекты. Схематическое изображение МПК, геометрии эксперимента и спектр пропускания структуры приведены на рис. 7.



области возбуждения ППП на границах раздела воздух/золото – сплошные линии,
на границах раздела золото/гранат – штриховые линии

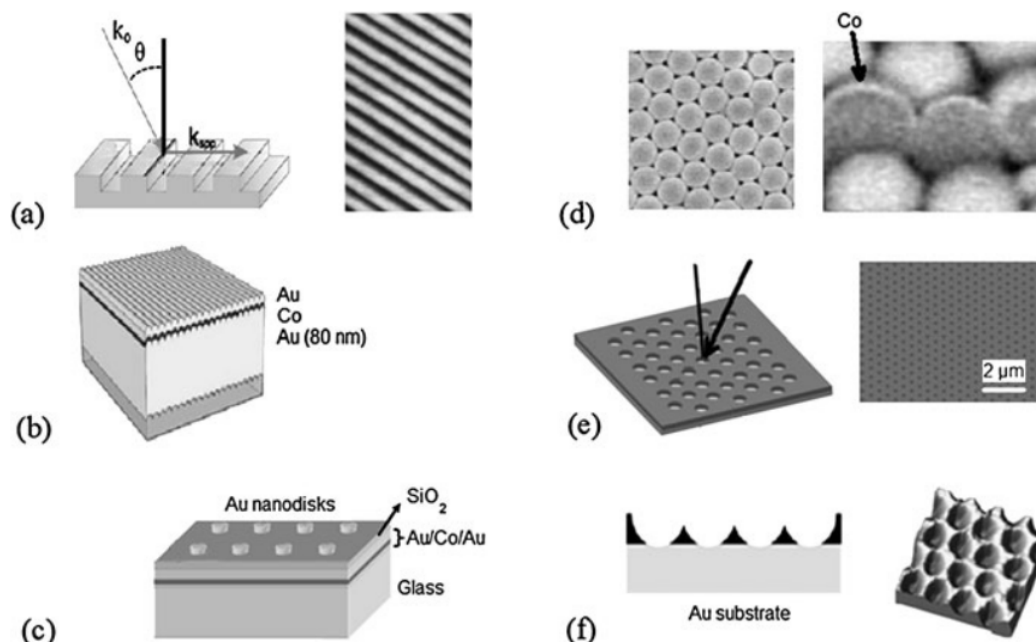
Рис. 7. Схематическое изображение структуры МПК (а), спектры пропускания МПК в зависимости от длины волны и угла падения света (б)

2. НЕКОТОРЫЕ РАЗНОВИДНОСТИ ПЛАЗМОННЫХ НАНОСТРУКТУР

2.1. Системы со структурированными металлическими магнитными компонентами

Определенный интерес представляют полученные в [18-23] образцы плазмонных кристаллов, в которых используется периодичность металлического ферромагнетика для возбуждения плазмонных мод. МО эффекты в них усиливаются в значительно большей степени, чем в случае структур с гладкими функциональными слоями. На рис. 8 (а, b, d, f) приведены изображения этих структур, полученные с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) и растрового электронного микроскопа (РЭМ).

На рис. 8 а [18] и 8 б [19] показаны плазмонные структуры в виде дифракционных решеток, где наблюдали усиление МО активности, вызванное возбуждением ППП. В работе [18] исследовалась 1D решетка из слоя никеля, толщиной 100 нм, нанесенного на полимерную решетку с глубиной штрихов около 50 нм, и периодом $\lambda/2$ (рис. 8 а). При использовании оптических частот для возбуждения плазмонного резонанса в геометрии рис. 8 а длина пробега ППП была сопоставима с периодом решетки. Взаимодействие ППП с решеткой при такой длине пробега приводило к усилению экваториального эффекта Керра (ЭЭК) почти на порядок по сравнению со случаем гладких ферромагнитных пленок. Подобный эффект наблюдали также в структуре, представляющей собой дифракционную решетку, выполненную в виде гофрированного трехслойного покрытия Au/Co/Au на поликарбонатной решетке (рис. 8 б [19]).



а – 1D-решетка никеля (справа – изображение АСМ) [18]; б – трёхслойная Au/Co/Au-решетка на поликарбонатной решетке [19]; в – золотые нанодиски на трехслойном Au/Co/Au [20]; д – двумерная наногофрированная пленка кобальта на наружной поверхности коллоидного кристалла полиметилметакрилата (слева – РЭМ-изображение, справа – микрофотография сечения частиц, выполненная фокусированным пучком ионов Ga, покрытие Co видно, как яркий слой) [21]; е – 2D-плазмонный кристалл кобальта (справа – РЭМ-изображение) [22]; ф – 2D-плазмонный кристалл из самоорганизованных полимерных монослоев, реплицированных в никеле на золотой подложке (справа – изображение АСМ) [23]

Рис. 8. Различные типы плазмонных кристаллов с магнитными компонентами

В [20] (рис. 8 в) было изучено влияние МО активности трёхслойной структуры Au/Co/Au (16 нм/10 нм/6 нм) на возбуждение локализованных плазмонных резонансов массива наноразмерных золотых дисков диаметром 110 нм, высотой 20 нм (периодичность массива варьировалась от 250 до 400 нм), нанесенных на поверхность диэлектрической прослойки SiO₂ толщиной 20, 50 или 80 нм. Изменение толщины диэлектрической прослойки позволяет контролировать связь между МО и плазмонными компонентами, в то время как плотность нанодисков позволяет контролировать поглощаемый системой свет через локализованное возбуждение плазмона.

Было показано, что эффект массива нанодисков двоякий. Во-первых, он оптимизирует поглощение света при определенных энергиях фотонов, соответствующих локализованному поверхностному плазмонному возбуждению

массива, изменяя отражательную способность системы (этот эффект определяется как чисто оптический вклад). Во-вторых, при локализованном резонансе плазмона электромагнитное поле во всей системе перераспределяется, а усиленная МО активность происходит при увеличении электромагнитного поля в магнитном слое (этот эффект определяется как чисто МО вклад массива нанодисков). Усиление ЭЭК при возбуждении ППП происходит из-за смещения плазмонного резонанса в поперечном магнитном поле. Такое смещение имеет место только для распространяющихся (т.е. не локализованных) ППП. Магнитное поле слабо влияет на положение резонансных частот локализованных плазмонов. Как следствие, при возбуждении локализованных плазмонов усиление ЭЭК не наблюдается. Тем не менее, взаимодействие локализованных и распространяющихся поверхностных плазмонных мод приводит к изменению дисперсионной характеристики ППП и, как следствие, к изменению сигнала при ЭЭК [20] (рис. 8 с).

Большинство описанных выше периодических структур изготавливались методами электронно-лучевой литографии и последующего травления. Но существуют и другие способы изготовления плазмонных кристаллов. Например, авторы [21] изготовили двумерную плазмонную структуру путем напыления Со или Ni на поверхность коллоидного кристалла из полиметилметакрилата (ПММА) (рис. 8 d). Ими установлено, что существуют резонансные особенности в спектрах Керровского вращения. Они связаны с возбуждением ППП и резонансами, соответствующими многократному отражению и интерференции света от подложки из коллоидного кристалла и наноструктурированной пленки.

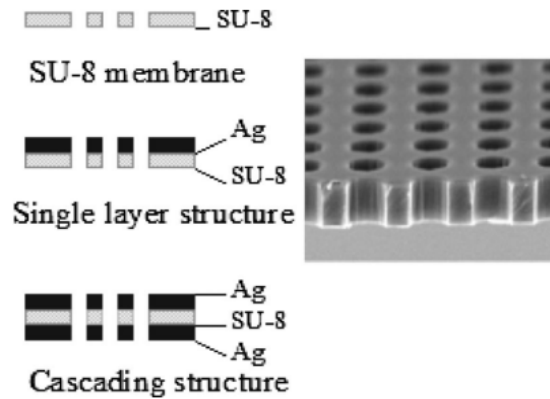
Двумерные плазмонные кристаллы на основе перфорированной пленки из кобальта рассматривались в [22] (рис. 8 e). Были исследованы различные сетки с диаметром отверстий в диапазоне от 220 до 330 нм, в то время как расстояние между отверстиями поддерживалось постоянным и равнялось 470 нм. Продемонстрировано, что двумерная гексагональная система субволновых отверстий оказывает влияние не только на МО эффект Керра, но также и на магнитные свойства структуры. Это выражается в увеличении коэрцитивного поля в плоскости намагниченности при увеличении диаметра отверстий и появлении компоненты намагниченности, лежащей вне плоскости пленки.

На рис. 8 f, приведенном в [23] представлен плазмонный кристалл из никеля на золотой подложке, изготовленный с использованием монослоя полистирольных сфер диаметром 320, 457 и 780 нм, расположенных на подложке, в качестве шаблона. Структурированный слой никеля наносился на подложку методом электрохимического осаждения. Авторы сообщили об увеличении полярного и экваториального эффектов Керра при возбуждении в никеле ППП. Однако было показано, что разупорядоченность в структуре уменьшает величину этих эффектов.

2.2. Каскадные структуры магнитоплазмонных кристаллов

В работе [24] было показано, что трехслойная система, содержащая две субволновые серебряные решетки (рис. 9) общей толщиной 100 нм, разделенные диэлектрическим слоем из фоторезиста SU-8, позволяет увеличить коэффициент пропускания по сравнению с одной дифракционной решеткой толщиной 50 нм,

обладающей эффектом экстраординарного пропускания. Максимальное пропускание такой каскадной металлической структуры, которое зависит от расстояния между двумя металлическими пленками (2,2; 2,9; 3,2; 4,5 и 5,4 мкм), может быть более чем на 400 % больше, чем у соответствующей одиночной металлической структуры.



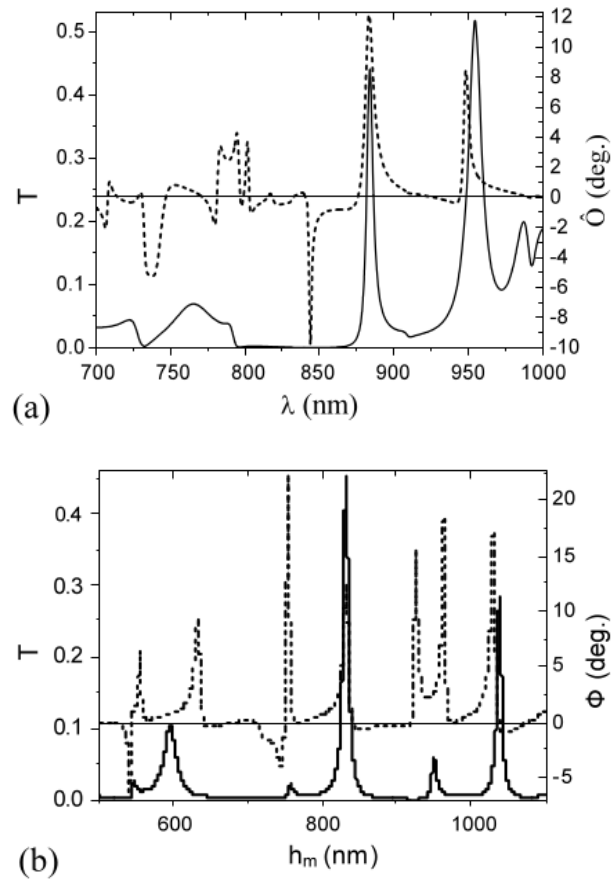
слева – схематический вид процесса изготовления структуры; справа – РЭМ изображение поперечного сечения структуры

Рис. 9. Каскадная металлическая структура [24]

В связи с этим можно надеяться, что МО эффекты могут быть еще более заметны в каскадных металлических структурах, содержащих два перфорированных металлических слоя, разделенных магнитным слоем.

Преимущества таких структур для оптических применений были показаны в [25-27]. Добавление второй металлической решетки на нижнюю поверхность магнитного слоя изменяет условия распространения мод в диэлектрическом слое, что позволяет дополнительно увеличить эффективность МО взаимодействия и дальнейшее уменьшение групповой скорости в точке резонанса. На рис. 10 а показаны спектры пропускания и фарадеевского вращения одной из возможных каскадных структур. Оба пика точно совпадают, обеспечивая 17-кратное усиление эффекта Фарадея и 43 % пропускания на длине волны $\lambda = 884$ нм. Зависимости от толщины магнитной пленки (см. рис. 10 б) показывают, что отрицательные пики угла фарадеевского вращения возникают при пренебрежимо малом пропускании, а положительные максимумы, очевидно, не коррелируют с какими-либо признаками спектров пропускания. Геометрические параметры обеих металлических решеток одинаковы: ширина полосы $d = 832$ нм, ширина промежутка $r = 301$ нм, толщина полос золота 194 нм. Как и в случае бислоев металл/диэлектрик, положение положительных максимумов угла фарадеевского вращения определяется резонансами ТЕ-мод диэлектрической пленки и может определяться ее толщиной. Резонансы пропускания в основном зависят от параметров металлических решеток. Поскольку в каскадных системах имеется две независимые решетки, управление

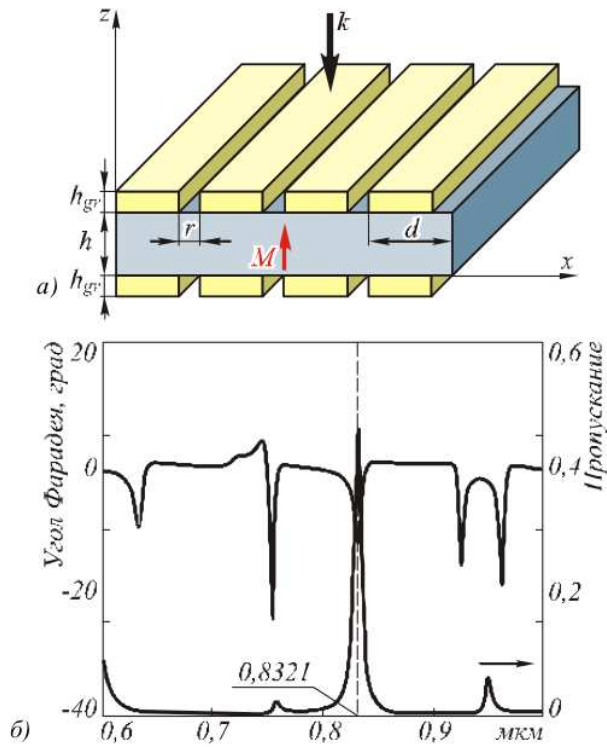
положением пиков пропускания облегчается.



сплошная линия – оптическое пропускание, пунктирная – фарадеевское вращение

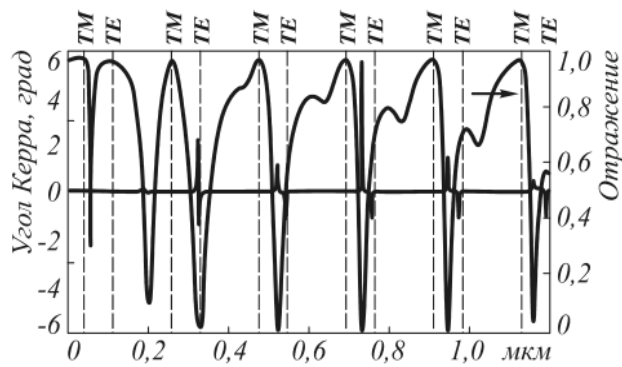
Рис. 10. Зависимости коэффициента пропускания и угла фарадеевского вращения каскадной металл/диэлектрической пленки: а – от длины волны λ ($h_m = 832$ нм), б – от толщины магнитного слоя h_m ($\lambda = 884$ нм) [25]

В работе [26] предложены каскадные структуры, близкие по параметрам, рассмотренным выше. На рис. 11 представлена трёхслойная каскадная гетероструктура, содержащая две дифракционные решетки (Au), и магнитный слой (Bi:YIG) и приведены спектры пропускания и угла Фарадея для этой структуры. В [27] показаны спектры керровского вращения для этой же структуры (рис. 12).



а – схема гетероструктуры; б – спектры пропускания и угла Фарадея при следующих параметрах структуры: $d = 832$ нм, $r = 362$ нм, $h_{gr} = 194$ нм, $h = 832$ нм

Рис. 11. Гетероструктура, содержащая две дифракционные решётки (Au) и магнитный слой (Bi:YIG) [26]



Вертикальные линии – толщины возбуждения мод (параметры структуры: $d = 832$ нм, $r = 362$ нм, $h_{gr} = 194$ нм, $h = 832$ нм)

Рис. 12. Отражение и угол Керра в зависимости от толщины намагниченного слоя при нормальном падении волны [27]

2.3. Двумерный магнитоплазмонный кристалл

В [28, 29] рассмотрены МО эффекты в двумерных МПК. Схематичное изображение такого кристалла показано на рис. 13. Металлическая пластина (верхний слой) периодически перфорирована квадратными отверстиями. Квадратные отверстия составляют решетку периода d . Размер каждого отверстия равен r . Диэлектрический слой (нижний слой) толщиной h_m намагничен в полярной геометрии (вдоль оси Z). Свет с волновым вектором $\mathbf{k}$ падает нормально к поверхности структуры.

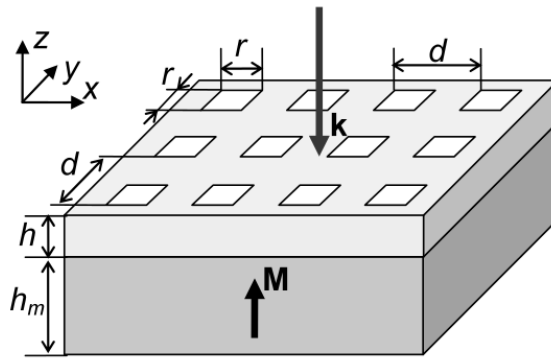


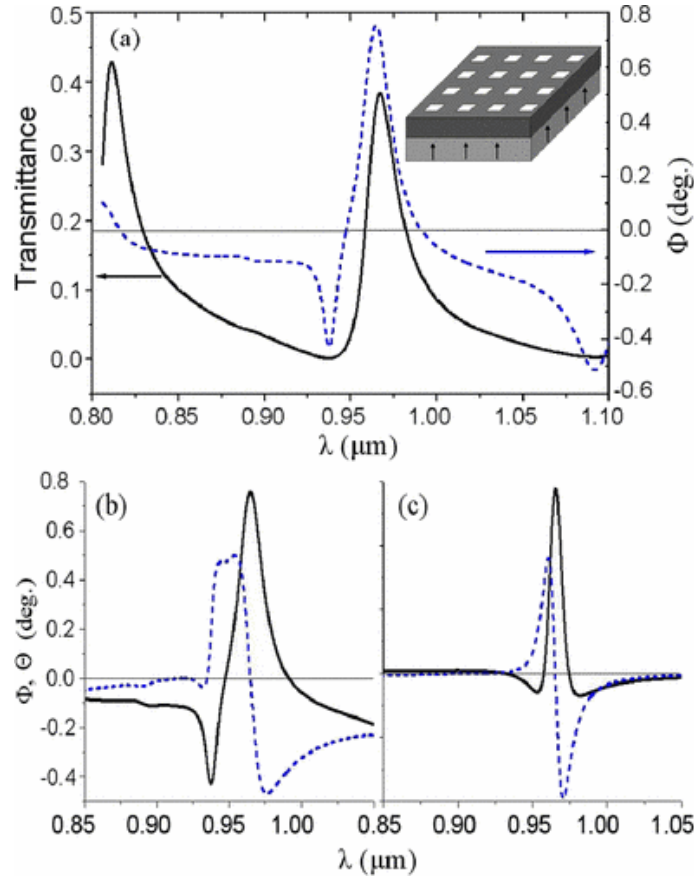
Рис. 13. Двумерный магнитоплазмонный кристалл [28]

МПК состоит из однородной пленки Bi:YIG толщиной 118 нм и перфорированной Au пленки толщиной 68 нм на ее поверхности; период решетки $d = 750$ нм, размер отверстия $r = 395$ нм.

Спектры оптического пропускания, фарадеевского и керровского вращения в рассматриваемой системе приведены на рис. 14 [29]. Эффекты Фарадея и Керра описываются углами поворота поляризации Φ_F и Φ_K и параметрами эллиптичности поляризации [30] Θ_F и Θ_K , соответственно.

Спектр пропускания двойного слоя Au/Bi:YIG имеет несколько резонансных пиков, которые связаны с поверхностными волнами в пленках. В то же время в окрестности некоторых пиков обнаружено выраженное усиление эффекта Фарадея, а именно, при $\lambda_{\max} = 967$ нм, примерно, в 5-10 раз по сравнению с одиночным магнитным слоем. Так, из рисунка 14 а видно, что когда коэффициент пропускания достигает примерно 35 %, угол фарадеевского вращения достигает $0,78^\circ$.

Оптические и МО спектры, представленные на рис. 14, получены для магнитной пленки толщиной $h_m = 118$ нм. При изменении толщины пленки все спектры существенно изменяются. Положительные и отрицательные резонансы в спектре фарадеевского вращения также наблюдаются в пленках с другими толщинами, но все они соответствуют меньшему усилению. При какой-либо другой длине волны падающего света форма резонансной зависимости от толщины будет изменяться. Подобно одномерным плазмонным кристаллам резонансы в спектрах пропускания и фарадеевского вращения не полностью коррелируют, и их совпадение проявляется только в узком интервале значений толщины пленки.



а – спектры оптического пропускания (сплошная линия), фарадеевского вращения (пунктирная линия); б – фарадеевского вращения (сплошная линия), параметра эллиптичности поляризации (пунктирная линия); с – керровского вращения (сплошная линия), параметра эллиптичности поляризации (пунктирная линия)

Рис. 14. Оптические и магнитооптические спектры двумерного магнитоплазмонного кристалла [29]

В работе [31] теоретически рассмотрено явление усиления интенсивности электромагнитного поля в ближней зоне дифракционных структур с двумерной периодичностью, состоящих из диэлектрической дифракционной решётки и волноводного слоя (рис. 15). Авторы предлагают использовать эту структуру для усиления обратного эффекта Фарадея. МО обратный эффект Фарадея имеет место, когда свет с круговой поляризацией, падающий на кристалл, индуцирует магнитный момент M . Если среда освещается поляризованным светом, величину обратного эффекта Фарадея (т.е. величину индуцированного магнитного момента) можно записать в виде

$$M = \lambda V \cdot (I_R - I_L) / 2\pi c, \quad (2)$$

где λ – длина волны света; V – постоянная Верде среды; I_R и I_L – интенсивности компонент падающего света, имеющих правую и левую круговую поляризацию, соответственно.

В случае, когда падающая волна имеет эллиптическую (и, в частности, круговую) поляризацию, интенсивности I_R и I_L не равны и в среде возникает магнитный момент, приводящий к её намагничиванию.

Кроме того, из выражения для индуцированного магнитного момента также следует, что величина обратного эффекта Фарадея зависит от постоянной Верде. Для парамагнитной среды она может быть вычислена с помощью выражений

$$V = (4\pi^2\chi) / n\lambda, \quad (3)$$

$$\chi = g/4\pi H, \quad (4)$$

где χ – характеризует величину обычного (прямого) эффекта Фарадея; n – показатель преломления; g – гиротропия среды, H – напряженность внешнего магнитного поля.

Таким образом, для получения большого по величине обратного эффекта Фарадея необходимо использовать материалы, постоянные Верде которых имеют большие значения, или добиться максимально возможного усиления величины M .

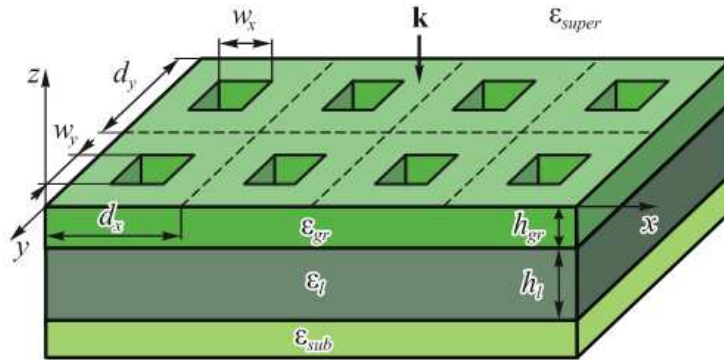


Рис. 15. Геометрия дифракционных структур с двумерной периодичностью, состоящих из диэлектрической дифракционной решётки и волноводного слоя

При определённых условиях, обеспечиваемых выбором геометрических и физических параметров структуры, в ней могут возбуждаться квазиволноводные моды, близкие по структуре поля к модам плоскопараллельного волновода.

Для моделирования дифракции света и построения распределений электромагнитного поля в периодических дифракционных структурах необходимо использование специальных численных методов решения уравнений Максвелла. Результаты численного моделирования дифракции в структуре (рис. 15) в работе [31] получены с помощью метода Фурье-мод.

При численном моделировании предполагалось, что на структуру падает нормально свет с круговой поляризацией и длиной волны 441,6 нм. Для моделирования выбраны следующие значения диэлектрических проницаемостей слоев структуры: $\epsilon_{\text{super}} = 1,69$ (для пространства над структурой), $\epsilon_{\text{gr}} = \epsilon_l = 4,41$ (для

диэлектрической дифракционной решётки и волноводного слоя), $\varepsilon_{\text{sub}} = 2,56$ (для подложки). Период дифракционной решётки был выбран равным 660 нм. Остальные геометрические параметры структуры найдены с помощью оптимизационной процедуры из условия минимизации критерия, представляющего отличие расчётной интенсивности электрического поля от теоретической оценки интенсивности при номере дифракционного порядка $n = 3$. Параметры структуры: размер отверстия $w = 413$ нм, толщина диэлектрической дифракционной решётки $h_{\text{gr}} = 153$ нм, толщина волноводного слоя $h_1 = 963$ нм. При указанных параметрах в структуре возбуждаются квазиволноводные моды ТЕ-типа. Отверстие решётки находится в середине периода.

Показано, что обратный эффект Фарадея в таких структурах локально усиливается на порядок в областях с характерными размерами порядка 100 нм при длине волны падающего излучения 441,6 нм. При этом интенсивность электрического поля также локально усиливается и максимумы интенсивности электрического поля совпадают с максимумами индуцированного магнитного поля. Величина обратного эффекта Фарадея в дифракционной структуре более чем в 40 раз превышает соответствующую величину для однородного слоя.

Усиление обратного эффекта Фарадея и интенсивности электрического поля приводит к усилению взаимодействия света с веществом, таким образом, возможно локальное перемагничивание вещества при освещении рассматриваемых структур светом с круговой поляризацией. Последний факт важен для потенциальных применений исследуемого эффекта в устройствах быстрой магнитной записи информации с высокой плотностью. Потенциальные применения рассмотренных структур также включают устройства контроля интенсивности электромагнитного поля и, в частности, оптический транзистор.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации по базовой части государственного задания (проект № 3.7126.2017/8.9).

Список литературы

1. Sarychev A. K., Shalaev V. M. Electrodynamics of metamaterials. Singapore : World Scientific Co, 2007. 260 p.
2. One-dimensional magnetophotonic crystals / M. Inoue, K. Arai, T. Fujii, M. Abe // J. Appl. Phys. 1999. Vol. 85. Iss. 8. P. 5768–5770.
3. Flat-top response in one-dimensional magnetic photonic bandgap structures with Faraday rotation enhancement / M. Levy, H. C. Yang, M. J. Steel, J. Fujita // J. Lightwave Technol. 2001. Vol. 19. Iss. 12. P. 1964–1969.
4. Zvezdin A. K., Belotelov V. I. Magneto-optical properties of two dimensional photonic crystals // Eur. Phys. J. 2004. Vol. B37. Iss. 4. P. 479–487.
5. Ritchie R. H. Plasma losses by fast electrons in thin films // Phys. Rev. 1957. Vol. 106. Iss. 5. P. 874–881.
6. Stern E. A., Ferrell R. A. Surface plasma oscillations of a degenerate electron gas // Phys. Rev. 1960. Vol. 120. Iss. 1. P. 130–136.
7. Hybrid structures of magnetic semiconductors and plasmonic crystals: a novel concept for magneto-optical devices / I. A. Akimov, V. I. Belotelov, A. V. Scherbakov [et al.] // J. Opt. Soc. Am. B. 2012. Vol. 29. Iss. 2. P. A103–A118.

8. Belotelov V. I., Kalish A. N., Zvezdin A. K. Magneto-optics of plasmonic crystals // *Magnetophotonics: From theory to applications* / M. Inoue, M. Levy, A.V. Baryshev (eds.). Springer, 2013. P. 51–106.
9. Kretschmann E., Raether H. Radiative decay of non radiative surface plasmons excited by light // *Z. Naturforsch. A*. 1968. Vol. 23. Iss. 12. P. 2135–2136.
10. Kretschmann E. Die Bestimmung optischer Konstanten von Metallen durch Anregung von Oberflächenplasmaschwingungen // *Z. Phys.* 1971. Vol. 241. Iss. 4. P. 313–324.
11. Otto A. Excitation of surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection // *Z. Phys. A*. 1968. Vol. 216. Iss. 4. P. 398–410.
12. Influence of surface plasmons on the Faraday effect in bismuth-substituted yttrium iron garnet films / J. Bremer, V. Vaicikauskas, F. Hansteen, O. Hunderi // *J. Appl. Phys.* 2001. Vol. 89. No. 11. P. 6177–6182.
13. Highly sensitive sensors based on magneto-optical surface plasmon resonance in Ag/Ce:YIG heterostructures / Jun Qin, Longjiang Deng, Jianliang Xie et al. // *AIP Advances*. 2015. Vol. 5. 017118.
14. Magneto-optical sandwiches for surface plasmon resonance systems / J. Pištora, J. Vlček, M. Lesňák, M. Čada // *Int. J. Microwave Opt. Technol.* 2014. Vol. 9. No. 1. P. 101–105.
15. Plasmon-mediated magneto-optical transparency / V. I. Belotelov, L. E. Kreilkamp, I. A. Akimov et al. // *Nat. Commun.* 2013. Vol. 4. 2128.
16. Extraordinary magneto-optics in plasmonic crystals [Электронный ресурс] / V. I. Belotelov, I. A. Akimov, M. Pohl et al. Режим доступа : <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1011/1011.2320.pdf> (дата обращения: 13.02.2017).
17. Магнитоплазмонные кристаллы: резонансные линейные и нелинейные магнитооптические эффекты / А. Л. Чехов, П. Н. Найденов, О. В. Голикова и др. // *Физика твердого тела*. 2016. Т. 58. Вып. 11. С. 2171–2175.
18. Surface-plasmon-induced enhancement of magneto-optical Kerr effect in all-nickel subwavelength nanogratings / A. A. Grunin A. G. Zhdanov, A. A. Ezhov et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2010. Vol. 97. Iss. 26. 261908.
19. Magnetic-field modulation of surface plasmon polaritons on gratings / C. Clavero, K. Yang, J. R. Skuza, R. A. Lukaszew // *Opt. Lett.* 2010. Vol. 35. Iss. 10. P. 1557–1559.
20. Localized surface plasmon resonance effects on the magneto-optical activity of continuous Au/Co/Au trilayers/ G. Armelles, J. B. González-Díaz, A. García-Martín et al. // *Optics Express*. 2008. Vol. 16. Iss. 20. P. 16104–16120.
21. Optical and magneto-optical resonances in nanocorrugated ferromagnetic films / M. V. Sapozhnikov, S. A. Gusev, B. B. Troitskii, L. V. Khokhlova // *Opt. Lett.* 2011. Vol. 36. No 21. P. 4197–4199.
22. Optical and magnetic properties of hexagonal arrays of subwavelength holes in optically thin cobalt films / G. Cstis, E. Papaioannou, P. Patoka et al. // *Nano Lett.* 2009. Vol. 9. Iss. 1. P. 1–6.
23. Tunable magneto-phonic response of nickel nanostructures / J. F. Torrado, J. B. González-Díaz, G. Armelles et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2011. Vol. 99. Iss. 19. 193109.
24. Ye Y.-H., Zhang J.-Y. Enhanced light transmission through cascaded metal films perforated with periodic hole arrays // *Opt. Lett.* 2005. Vol. 30. Iss. 12. P. 1521–1523.
25. Faraday effect enhancement in metal-dielectric plasmonic systems / V. I. Belotelov, L. L. Doskolovich, V. A. Kotov et al. // *Proc. SPIE*. 2007. Vol. 6581. 65810S1.
26. Сойфер В. А., Котляр В. В., Досколович Л. Л. Дифракционные оптические элементы в устройствах нанофотоники // *Компьютерная оптика*. 2009. Т. 33. № 4. С. 352–368.
27. Резонансные магнитооптические эффекты в дифракционных решетках с намагниченным слоем / Л. Л. Досколович, Е. А. Безус, Д. А. Быков и др. // *Компьютерная оптика*. 2007. Т. 31. № 1. С. 4–8.
28. Belotelov V. I., Doskolovich L. L., Zvezdin A. K. Extraordinary magneto-optical effects and transmission through metal-dielectric plasmonic systems // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Vol. 98. No. 7. 077401.
29. Magneto-optical properties of perforated metallic films / V. I. Belotelov, L. L. Doskolovich, V. A. Kotov, A. K. Zvezdin // *J. Magn. Magn. Mater.* 2007. Vol. 310. Iss. 2, pt 3. P. e843–e845.
30. Zvezdin A. K., Kotov V. A. *Modern magneto-optics and magneto-optical materials*. CRC Press, 1997. 404 p.

31. Усиление обратного эффекта Фарадея в диэлектрических дифракционных решётках с волноводным слоем / Е. А. Безус, В. И. Белотелов, Л. Л. Досколович, А. К. Звездин // Компьютерная оптика. 2011. Т. 35. № 4. С. 432–437.

MAGNETOPLASMONIC STRUCTURES (REVIEW). PART 1

Basiladze G. D., Berzhansky V. N., Nedviga A. S. , Shaposhnikov A. N.*

Physics and Technology Institute, V. I. Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol 295007, Russia

**E-mail: nedviga@list.ru*

The paper presents a promising class of nanostructures with combined magnetic and plasmonic functional capabilities – magnetoplasmonic nanostructures. The realization of such nanostructures is carried out using magnetic layers of ferromagnetic metals or magnetodielectrics. The magnetic activity of nanostructures allows to govern their plasmonic properties by means of an external magnetic field, changing the spectral position of the resonance, which makes it possible to create active plasmonic devices for optical signal control systems and magneto-optical sensors.

Keywords: plasmon resonance, magnetoplasmonics, garnet film, magnetophotonic crystal, plasmonic nanostructure.

References

1. A. K. Sarychev, V. M. Shalaev, *Electrodynamics of metamaterials* (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2007).
2. M. Inoue, K. Arai, T. Fujii, M. Abe, *J. Appl. Phys.* **85**, Issue 8, 5768–5770 (1999).
3. M. Levy, H. C. Yang, M. J. Steel, J. Fujita, *J. Lightwave Technol.* **19**, Issue 12, 1964–1969 (2001).
4. A. K. Zvezdin, V. I. Belotelov, *Eur. Phys. J.* **B37**, Issue 4, 479–487 (2004).
5. R. H. Ritchie, *Phys. Rev.* **106**, Issue 5, 874–881 (1957).
6. E. A. Stern, R. A. Ferrell, *Phys. Rev.* **120**, Issue 1, 130–136 (1960).
7. I. A. Akimov, V. I. Belotelov, A. V. Scherbakov, M. Pohl, A. N. Kalish, A. S. Salasyuk, M. Bombeck, C. Brüggemann, A. V. Akimov, R. I. Dzhirov, V. L. Korenev, Yu. G. Kusrayev, V. F. Sapega, V. A. Kotov, D. R. Yakovlev, A. K. Zvezdin, M. Bayer, *J. Opt. Soc. Am. B.* **29**, Issue 2, A103–A118 (2012).
8. V. I. Belotelov, A. N. Kalish, A. K. Zvezdin, “Magneto-optics of plasmonic crystals” in *Magnetophotonics: From theory to applications*, M. Inoue, M. Levy, A. V. Baryshev (eds.), (Springer, 2013) P. 51–106.
9. E. Kretschmann, H. Raether, *Z. Naturforsch. A.* **23**, Issue 12, 2135–2136 (1968).
10. E. Kretschmann, *Z. Phys.* **241**, Issue 4, 313–324 (1971).
11. A. Otto, *Z. Phys. A*, **216**, Issue 4, 398–410 (1968).
12. J. Bremer, V. Vaicikauskas, F. Hansteen, O. Hunderi, *J. Appl. Phys.* **89**, No 11, 6177–6182 (2001).
13. J. Qin, L. Deng, J. Xie, T. Tang, L. Bi, *AIP Advances*, **5**, 017118 (2015).
14. J. Pištora, J. Vlček, M. Lesňák, M. Čada, *Int. J. Microwave Opt. Technol.* **9**, No 1, 101–105 (2014).
15. V. I. Belotelov, L. E. Kreilkamp, I. A. Akimov, A. N. Kalish, D. A. Bykov, S. Kasture, V. J. Yallapragada, Achanta Venu Gopal, A. M. Grishin, S. I. Khartsev, M. Nur-E-Alam, M. Vasiliev, L. L. Doskolovich, D. R. Yakovlev, K. Alameh, A. K. Zvezdin, M. Bayer, *Nat. Commun.* **4**, 2128 (2013).
16. V. I. Belotelov, I. A. Akimov, M. Pohl, V. A. Kotov, S. Kasture, A. S. Vengurlekar, A. V. Gopal, D. Yakovlev, A. K. Zvezdin, M. Bayer, Available: <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1011/1011.2320.pdf>.
17. A. L. Chekhov, P. N. Naydenov, O. V. Golikova, A. V. Bepalov, A. I. Stognij, T. V. Murzina, *Fiz. Tverd. Tela* **58**, Issue 11, 2171–2175 (2016) [in Russian] [*Phys. Solid State* **58**, Issue 11, 2251–2255 (2016)].
18. A. A. Grunin, A. G. Zhdanov, A. A. Ezhov, E. A. Ganshina, A. A. Fedyanin, *Appl. Phys. Lett.* **97**, Issue 26, 261908 (2010).

19. C. Clavero, K. Yang, J. R. Skuza, R. A. Lukaszew, *Opt. Lett.* **35**, Issue 10, 1557–1559 (2010).
20. G. Armelles, J. B. González-Díaz, A. García-Martín, J. M. García-Martín, A. Cebollada, M. U. González, S. Acimovic, J. Cesario, R. Quidant, G. Badenes, *Optics Express* **16**, Issue 20, 16104–16120 (2008).
21. M. V. Sapozhnikov, S. A. Gusev, B. B. Troitskii, L. V. Khokhlova, *Opt. Lett.* **36**, No 21, 4197–4199 (2011).
22. Optical and magnetic properties of hexagonal arrays of subwavelength holes in optically thin cobalt films / G. Cistis, E. Papaioannou, P. Patoka, J. Gutek, P. Fumagalli, M. Giersig, *Nano Lett.* **9**, Issue 1, 1–6 (2009).
23. J. F. Torrado, J. B. González-Díaz, G. Armelles, A. García-Martín, A. Altube, M. López-García, J. F. Galisteo-López, A. Blanco, C. López, *Appl. Phys. Lett.* **99**, Issue 19, 193109 (2011).
24. Ye Y.-H., Zhang J.-Y., *Opt. Lett.* **30**, Issue 12, 1521–1523 (2005).
25. V. I. Belotelov, L. L. Doskolovich, V. A. Kotov, E. A. Bezus, D. A. Bykov, A. K. Zvezdin, *Proc. SPIE* **6581**, 65810S1 (2007).
26. V. A. Soifer, V. V. Kotlyar, L. L. Doskolovich, *Komp'yuternaya optika [Computer Optics]* **33**, No 4, 352–368 (2009) [in Russian].
27. L. L. Doskolovich, E. A. Bezus, D. A. Bykov, V. I. Belotelov, A. K. Zvezdin, *Komp'yuternaya optika [Computer Optics]* **31**, No 1, 4–8 (2007) [in Russian].
28. V. I. Belotelov, L. L. Doskolovich, A. K. Zvezdin, *Phys. Rev. Lett.* **98**, No 7, 077401 (2007).
29. V. I. Belotelov, L. L. Doskolovich, V. A. Kotov, A. K. Zvezdin, *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, Issue 2, pt 3, e843–e845 (2007).
30. A. K. Zvezdin, V. A. Kotov. *Modern magneto-optics and magneto-optical materials* (CRC Press, 1997).
31. E. A. Bezus, V. I. Belotelov, L. L. Doskolovich, A. K. Zvezdin, *Komp'yuternaya optika [Computer Optics]* **35**, No 4, 432–437 (2011) [in Russian].

Поступила в редакцию 10.11.2017 г. Принята к публикации 22.12.2018 г.
Received November 11, 2017. Accepted for publication December 22, 2017