

05,09

Магнитооптические эффекты для детектирования плоскостной намагниченности в плазмонных кристаллах

© А.Н. Калиш, В.И. Белотелов

Российский квантовый центр,
Москва, Сколково, Россия
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия
E-mail: kalish@physics.msu.ru

(Поступила в Редакцию 6 ноября 2015 г.
В окончательной редакции 13 января 2016 г.)

Рассмотрены методы магнитооптического детектирования плоскостной намагниченности в магнитной пленке за счет нанесения на нее одномерной металлической дифракционной решетки. При возбуждении волноводных и плазмонных мод в такой структуре, представляющей собой магнитоплазмонный кристалл, возникает пять резонансных магнитооптических эффектов, заключающихся в изменении интенсивности, поляризации и фазы прошедшей и отраженной волн. Условия возникновения и величины этих эффектов определяются конфигурацией падения света, параметрами решетки, а также химическим составом магнитного слоя. Установлено, что наиболее оптимальными для детектирования плоскостной намагниченности являются интенсивностные эффекты. Определены влияние параметров решетки на эффекты, условия наиболее оптимального наблюдения магнитооптических эффектов. Также выявлено, что увеличение содержания висмута в магнитном диэлектрике может привести к ослаблению оптического и магнитооптического отклика.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 14-32-00010).

1. Введение

В настоящее время магнитооптические эффекты являются предметом активных исследований по причине того, что они дают возможность быстрого и эффективного управления поляризацией и интенсивностью оптического излучения [1,2]. Магнитное поле изменяет намагниченность структуры, которая, в свою очередь, влияет на характеристики прошедшего и отраженного излучения. Исследования, проведенные в последнее время, показали, что эти эффекты могут быть усилены в специально структурированных средах, в частности, в плазмонных структурах [3–27]. Гигантские величины магнитооптических эффектов открывают возможности их использования в разнообразных приложениях, таких как оптические устройства передачи и обработки данных, высокоэффективных химических и биологических сенсорах, а также датчиках магнитного поля. С целью разработки таких датчиков в настоящей работе нами исследованы магнитооптические эффекты, связанные с намагниченностью в плоскости магнитной пленки в магнитоплазмонном кристалле. Магнитоплазмонный кристалл представляет собой периодическую металлодиэлектрическую структуру, содержащую магнитный материал, оптические свойства которой определяются возбуждаемыми плазмон-поляритонными волнами.

Магнитомодуляционные датчики магнитного поля используют энергию взаимодействия магнетика с измеряемым магнитным полем и позволяют получить высокую чувствительность даже при комнатной температуре [28–31]. Например, для задач магнито-

кардиографии необходима чувствительность порядка $10^{-13} \text{ Т} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ [32]. На практике чувствительность магнитомодуляционных сенсоров ограничена избыточными шумами, возникающими при перемагничивании магнетика. Прежде всего, это шумы, возникающие при перестройке доменной структуры в объеме магнетика. Предельная величина чувствительности ограничена флуктуациями, возникающими в магнетике за счет диссипации энергии, возникающей при взаимодействии магнитной подсистемы с кристаллической решеткой. Для устранения этих шумов можно использовать ферромагнитные пленки, в которых перемагничивание будет происходить путем когерентного вращения вектора намагниченности в плоскости пленки, т.е. вращением намагниченности монодомена. Считывание сигнала при этом производится с помощью магнитооптических эффектов.

Плоскостная намагниченность может быть детектирована различными методами. Как правило, используют эффект Фарадея при падении света под большим углом. Однако можно использовать и другие магнитооптические эффекты: эффекты Керра и эффект Коттона–Мутона.

Следуя подходу, развитому авторами ранее [21–27], в настоящей работе плоскостная намагниченность наблюдается при нанесении на диэлектрическую магнитную пленку одномерной периодической металлической решетки, которая позволяет за счет дифракционных эффектов возбуждать собственные волны структуры. Эта структура представляет собой магнитоплазмонный кристалл (рис. 1). При этом плоскость падения ориентирована перпендикулярно щелям решетки, с тем, чтобы

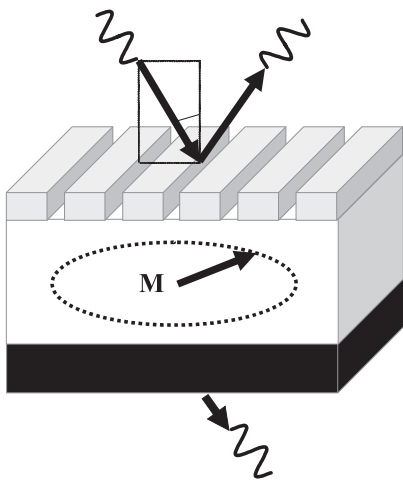


Рис. 1. Рассматриваемая структура: магнитная пленка на подложке с нанесенной на нее металлической решеткой. Намагниченность лежит в плоскости пленки. Свет падает со стороны решетки. Сигнал наблюдается в отраженном или проходящем свете.

благодаря дифракции на решетке возбуждались собственные волны структуры, распространяющиеся вдоль поверхности магнитной пленки. Благодаря собственным волнам, оптический и магнитооптический отклики структуры приобретают резонансные особенности, которые позволяют существенно увеличить магнитооптические эффекты [21–27]. Наличие металла дает возможность возбуждать не только волноводные, но и плазмонные моды, что приводит к большому разнообразию магнитооптических явлений.

Наиболее подходящими металлами являются золото и серебро, благодаря малости вносимых ими оптических потерь. В настоящей работе для упрощения анализа мы рассматриваем золото, так как слои серебра требуют нанесения дополнительных защитных слоев, предотвращающих его окисление. Однако обсуждаемые результаты могут применены также и к решеткам из серебра.

В качестве магнитного материала может быть выбран ферромагнитный диэлектрик типа редкоземельного феррита-граната, содержащего висмут. Примером является феррит-гранат состава $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Такой выбор обусловлен тем, что указанные материалы обладают сравнительно малым поглощением в оптическом диапазоне и достаточно высоким магнитооптическим фактором качества [2]. В то же время ферромагнитные металлы, такие как никель и кобальт, характеризуются большим поглощением, что не только делает их менее эффективными, но и затрудняет наблюдение магнитооптических эффектов в проходящем свете. Ферромагнитные диэлектрики этих недостатков лишены. Следует, однако, отметить, что оптические и магнитооптические характеристики магнитных диэлектриков существенно зависят от их конкретного химического состава, в

частности, от содержания висмута. Этот вопрос будет рассмотрен ниже.

В настоящей работе проведено сравнение различных магнитооптических эффектов в одномерных магнитоплазмонных кристаллах, образованных магнитной диэлектрической пленкой и металлической решеткой, выявлены наиболее оптимальные из них для детектирования плоскостной намагниченности, установлены оптимальные условия для достижения наибольших их значений и исследованы зависимости магнитооптических эффектов от химического состава магнитной пленки.

Численные расчеты проведены методом связанных мод в пространстве Фурье, который представляет собой решение уравнений Максвелла в пространстве Фурье конечной размерности [33]. Данный метод является наиболее оптимальным для расчета оптических характеристик слоистых структур, обладающих периодичностью в одном или двух поперечных направлениях. Для достижения сходимости применены правила факторизации Ли [34].

Дисперсия диэлектрической постоянной для золота была взята из [35]. Ферромагнитный диэлектрик описывается тензором диэлектрической проницаемости вида

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -ig_z & ig_y \\ ig_z & \varepsilon & -ig_x \\ -ig_y & ig_x & \varepsilon \end{pmatrix} \quad (1)$$

где \mathbf{g} — вектор гирации, линейный по намагниченности и сонаправленный с ней. Для магнитного диэлектрика оптические характеристики были выбраны в соответствии с экспериментальными данными, полученными для магнитного диэлектрика состава $\text{Bi}_{2.97}\text{Er}_{0.03}\text{Fe}_4\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{O}_{12}$ [36].

2. Магнитооптические эффекты, связанные с плоскостной намагниченностью

В рассматриваемой структуре имеют место пять магнитооптических эффектов, связанных с плоскостной намагниченностью.

Экваториальный эффект Керра (ЭЭК) заключается в изменении коэффициента отражения при намагничивании пленки в направлении, перпендикулярном плоскости падения. Эффект является нечетным по намагниченности и наблюдается только при наклонном падении. Благодаря этому, в рассматриваемой конфигурации ЭЭК дает возможность непосредственного детектирования компоненты намагниченности, параллельной щелям решетки. ЭЭК имеет место только для ТМ-поляризованной волны.

В волноведущих средах плоскостная намагниченность, направленная ортогонально направлению распространения моды, нарушает симметрию структуры

для ТМ-мод, поэтому закон дисперсии ТМ-мод имеет линейный по намагниченности вклад. При падении ТМ-поляризованной волны на рассматриваемый плазмонный кристалл, за счет дифракции на решетке происходит резонансное возбуждение ТМ-мод. Благодаря линейному по намагниченности спектральному смещению их резонансных частот, наблюдается резонансное усиление ЭЭК. При этом величина ЭЭК достигает нескольких процентов, что на три порядка выше, чем для однородных ферромагнитных пленок без плазмонного покрытия. Кроме того, в рассматриваемой структуре эффект наблюдается не только в отраженном, но и в проходящем свете [21,26].

Плоскостная намагниченность, направленная параллельно плоскости падения, приводит к возникновению меридионального эффекта Керра (МЭК), который состоит в повороте поляризации отраженной волны. Этот эффект также нечетен по намагниченности и также наблюдается только при наклонном падении. В волноводных структурах эффект также усиливается при возбуждении собственных мод. Поскольку моды обоих типов испытывают преобразование поляризации, то и резонансные особенности эффекта возникают при возбуждении мод любого типа. Условием наибольшего усиления является одновременное возбуждение мод ТЕ- и ТМ-типа, так как при этом условия взаимодействие между ТЕ- и ТМ-поляризациями наиболее эффективно. Величина эффекта составляет несколько градусов, что в 10 раз превышает величину для неплазмонных структур.

Особенностью рассматриваемой структуры является наличие эффекта, отсутствующего в однородных средах, — меридионального интенсивностного эффекта (МИЭ) [22,27]. Эффект носит резонансный характер и связан с тем, что преобразование поляризации мод при намагничивании структуры в меридиональной конфигурации приводит к изменению поляризационных условий возбуждения мод, что выражается в появлении дополнительных резонансов в спектрах интенсивности отраженной и прошедшей волн при намагничивании структуры. В отличие от эффектов Керра, МИЭ наблюдается не только при наклонном, но и при нормальном падении и, как правило, является квадратичным по намагниченности. При определенных условиях имеется линейный по намагниченности вклад в МИЭ, однако он требует усложнения конфигурации падения света. Экспериментально было показано, что величина МИЭ достигает нескольких десятков процентов. Поскольку эффект связан с преобразованием поляризации мод в намагниченной среде, наибольшая его величина достигается при одновременном возбуждении ТЕ- и ТМ-мод, как и в случае МЭК.

Наконец, имеют место меридиональный и экваториальный фазовые магнитооптические эффекты, которые заключаются в изменении фазы отраженной и прошедшей волны под действием намагниченности. Фаза волны испытывает скачок в области резонансов интенсивности, и в случае, когда этот резонанс чувствителен к

намагниченности, то возникает и резонансный фазовый магнитооптический эффект. Фазовый эффект может наблюдаться в любой конфигурации намагниченности, и в зависимости от конфигурации падения света может быть нечетным либо четным по намагниченности. Величина фазового эффекта может достигать нескольких градусов.

3. Сравнение магнитооптических эффектов

Благодаря наличию металлической решетки в структуре возможно возбуждение мод четырех типов: волноводных мод диэлектрического слоя, плазмонных мод, связанных с границей решетки и диэлектрического слоя, плазмонных мод, связанных с границей решетки и воздуха, и щелевых мод. Плазмонные моды, связанные с границей решетки и воздуха, не связаны с магнитной средой, поэтому на магнитооптический отклик не влияют. Щелевые моды не являются распространяющимися, и к резонансному усилению магнитооптических эффектов не приводят. Поэтому для усиления магнитооптических эффектов необходимо возбуждение волноводных мод или плазмонных мод, связанных с границей решетки и магнитного диэлектрика.

Волноводные моды могут быть ТЕ- или ТМ-типа. При наличии намагниченности в меридиональной конфигурации они имеют сложную поляризацию, и моды ТЕ- (ТМ-)типа содержат ТМ- (ТЕ-)компоненты электромагнитного поля, пропорциональные намагниченности. Плазмонные моды обладают свойствами, аналогичными свойствам волноводных мод ТМ-типа. Наличие металлической решетки, имеющей свойства поляризационного фильтра, приводит к тому, что ТЕ-поляризованная падающая волна слабее проникает в структуру и менее эффективно взаимодействует с магнитным материалом. Поэтому магнитооптические эффекты наблюдаются для случая падения волны с ТМ-поляризацией.

Для проведения сравнительного анализа эффектов возьмем структуру со следующими параметрами. Толщина магнитной пленки 1270 nm (толщина была выбрана, исходя из проведенных в [22] экспериментальных исследований МИЭ), толщина металлической решетки 80 nm, период решетки 355 nm, ширина воздушных щелей 134 nm. Такой выбор параметров решетки (в частности, периода) соответствует режиму возбуждения волноводных мод. Поскольку нечетные магнитооптические эффекты наблюдаются только при наклонном падении, рассмотрим случай падения света под углом 10° .

На рис. 2 показаны спектры коэффициентов пропускания и всех пяти магнитооптических эффектов. Величина интенсивностных эффектов определяется как относительное изменение коэффициента пропускания при намагничивании структуры, величина фазовых эффектов — как изменение фазы прошедшей волны, а поляризационного эффекта — как угол поворота плоскости поляризации.

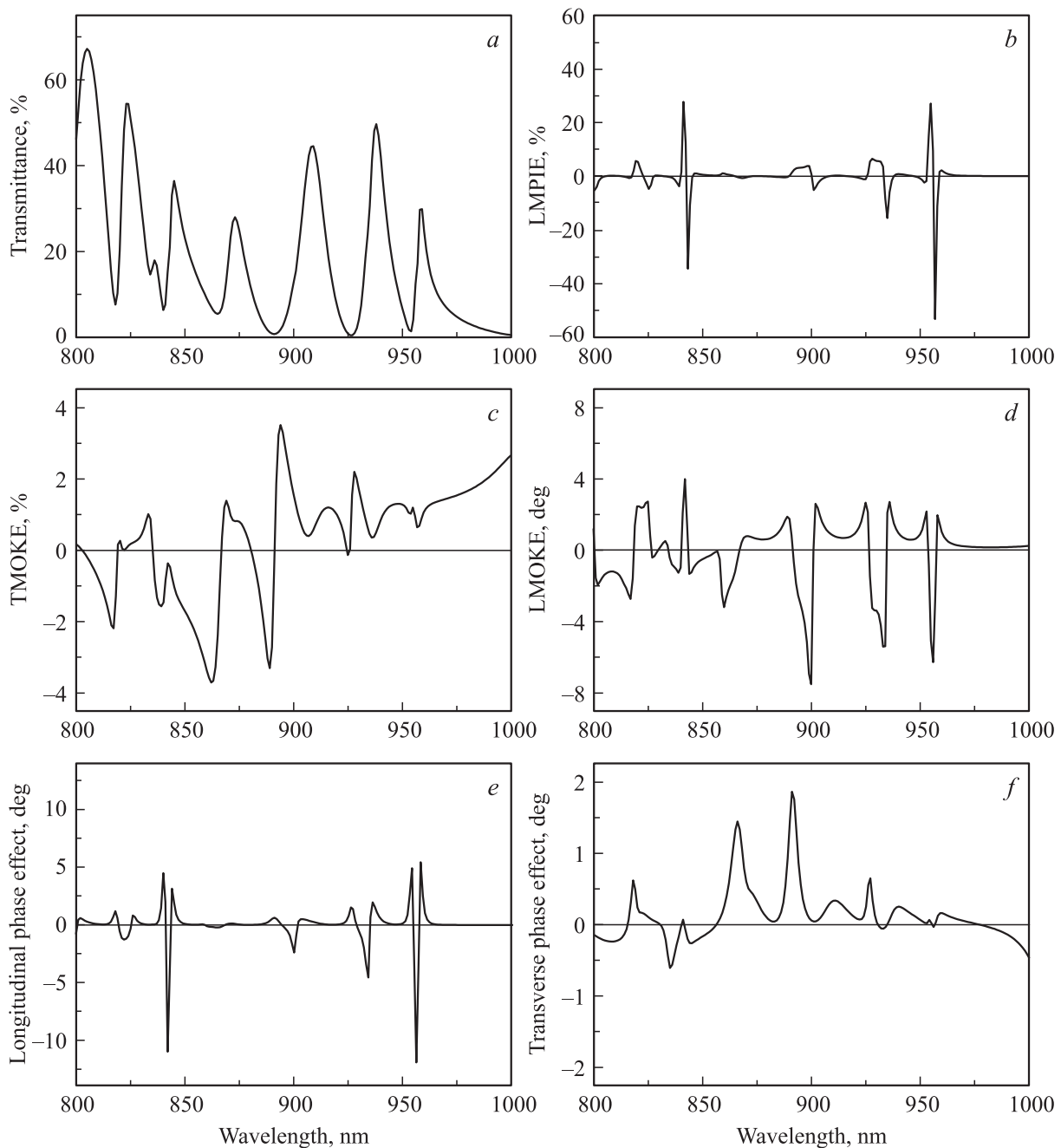


Рис. 2. Спектры коэффициента пропускания (a), меридионального интенсивного эффекта (b), экваториального эффекта Керра (c), меридионального эффекта Керра (d), меридионального (e) и экваториального (f) фазовых магнитооптических эффектов в области возбуждения волноводных мод. Параметры структуры см. в тексте.

Спектр коэффициента пропускания обладает множеством резонансных особенностей, соответствующих возбуждению мод ТМ-типа. МИЭ и меридиональный фазовый эффекты наблюдаются только при возбуждении мод ТЕ-типа, причем их наибольшие значения соответствуют случаю, когда длины волн, соответствующие возбуждению мод ТЕ- и ТМ-типа, близки. ЭЭК и экваториальный фазовый эффекты имеют резонансные особенности при возбуждении мод ТМ-типа: в частности, участки наибольшей крутизны спектра ЭЭК соответствуют ми-

нимуму коэффициента пропускания и максимальному значению величины экваториального фазового эффекта. МЭК имеет особенности при возбуждении мод обоих типов. Главной особенностью рассматриваемых спектров является то, что резонансные значения меридиональных эффектов значительно превосходят значения аналогичных экваториальных эффектов.

В отраженном свете спектры магнитооптических эффектов имеют аналогичный вид. Коэффициент отражения больше коэффициента пропускания, что приводит к

Таблица 1. Магнитооптические эффекты в магнитоплазмонном кристалле в области возбуждения волноводных мод. (Параметры структуры соответствуют рис. 2)

Эффект	Длина волны, nm	Величина в проходящем свете	Величина в отраженном свете	Тип моды, на которой возникает эффект	Зависимость от намагниченности
Меридиональный интенсивностный эффект (МИЭ)	957	50%	25%	TE	Четный по намагниченности
Экваториальный интенсивностный эффект (ЭЭК)	864	4%	2%	TM	Нечетный по намагниченности
Меридиональный поляризационный эффект (МЭК)	900	8°	3°	TE	То же
Меридиональный фазовый эффект	957	11°	5.5°	TE	Четный по намагниченности
Экваториальный фазовый эффект	864	1.5°	0.5°	TM	Нечетный по намагниченности

Таблица 2. Магнитооптические эффекты в магнитоплазмонном кристалле в области возбуждения волноводных мод. (Параметры структуры соответствуют рис. 3)

Эффект	Длина волны, nm	Величина в проходящем свете	Величина в отраженном свете	Тип моды, на которой возникает эффект	Зависимость от намагниченности
Меридиональный интенсивностный эффект (МИЭ)	—	—	—	TE	Четный по намагниченности
Экваториальный интенсивностный эффект (ЭЭК)	883	6%	7%	TM	Нечетный по намагниченности
Меридиональный поляризационный эффект (МЭК)	—	—	—	TE	То же
Меридиональный фазовый эффект	—	—	—	TE	Четный по намагниченности
Экваториальный фазовый эффект	883	2.5°	12°	TM	Нечетный по намагниченности

уменьшению относительных величин интенсивностных эффектов.

Максимальные величины магнитооптических эффектов, соответствующие величине коэффициента пропускания или отражения не менее 5%, сведены в табл. 1.

Из приведенных данных можно сделать следующие выводы. Наиболее оптимальным эффектом для наблюдения намагниченности является МИЭ, так как его величина составляет 50%, в то время как величина других эффектов значительно слабее. Общие закономерности таковы: эффекты в проходящем свете обычно сильнее эффектов в отраженном свете, и эффекты в экваториальной конфигурации слабее эффектов в меридио-

нальной конфигурации. Также необходимо отметить, что существенным достоинством МИЭ и меридионального фазового эффекта является возможность их наблюдения при нормальном падении.

Однако приведенные рассуждения справедливы лишь для случая, когда параметры решетки и падающего света соответствуют условию возбуждения волноводных мод. В области возбуждения плазмонных мод ситуация совершенно иная. На рис. 3 показаны спектры коэффициента пропускания, МИЭ и ЭЭК для решетки со следующими параметрами: толщина металлической решетки 120 nm, период решетки 595 nm, ширина воздушных щелей 110 nm. В спектрах наблюдается срав-

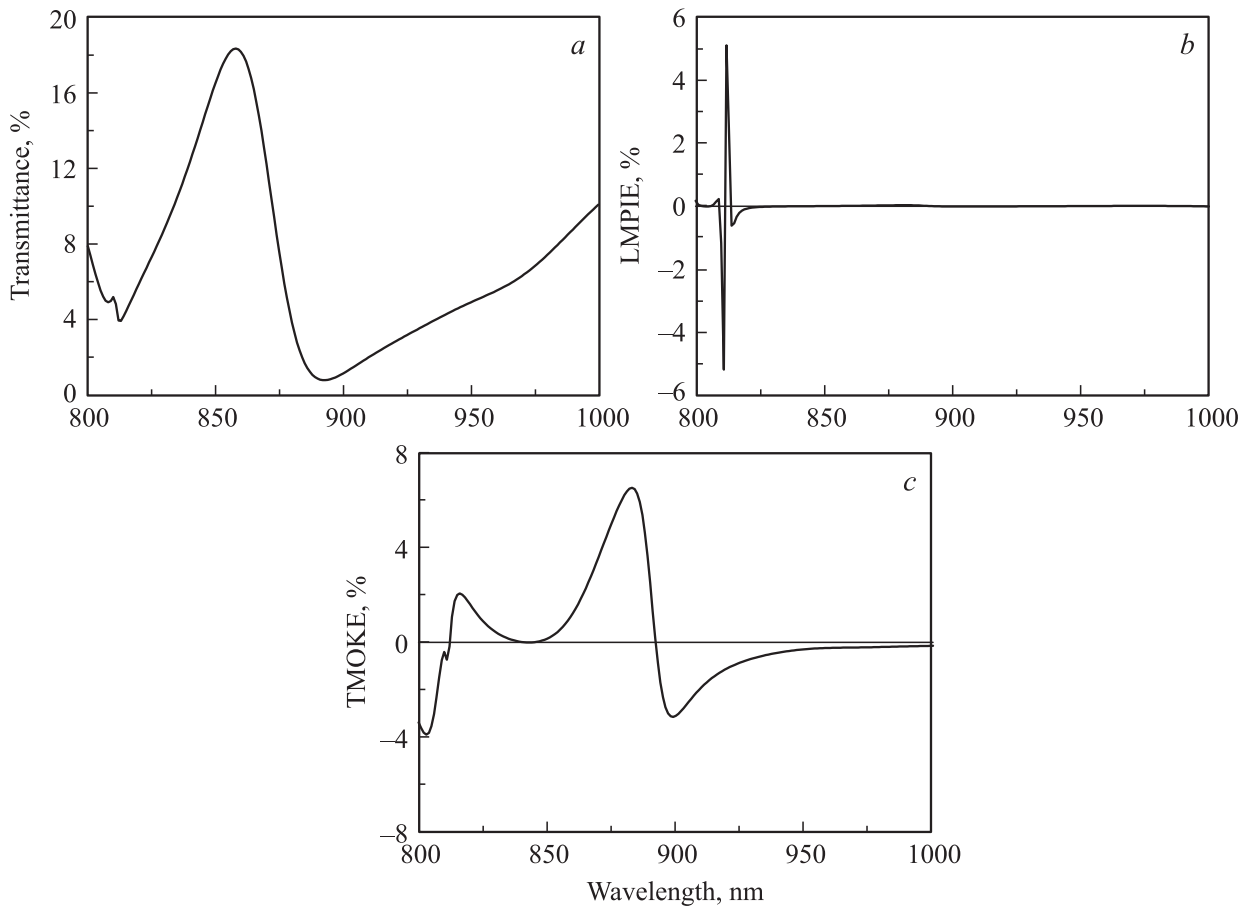


Рис. 3. Спектры коэффициента пропускания (а), экваториального эффекта Керра (b) и меридионального интенсивностного эффекта (с) в области возбуждения плазмонных мод. Параметры структуры см. в тексте.

нительно мало резонансных особенностей. Эффекты, связанные с возбуждением мод ТЕ-типа: МИЭ, МЭК и меридиональный фазовый эффект, проявляются только на длине волны 810 nm, соответствующей возбуждению волноводной моды. Величина МЭК также падает из-за сравнительно малой ширины щелей по сравнению с периодом, так что решетка сильнее проявляет свойства фильтра поляризации. В то же время ЭЭК и экваториальный фазовый эффект значительно усиливаются по сравнению со случаем возбуждения волноводных мод. Это обстоятельство может быть объяснено следующим образом. Волноводные моды характеризуются концентрацией основной части энергии электромагнитного поля внутри диэлектрической пленки, в которой мода представляет собой суперпозицию двух объемных волн. Поле плазмонной моды концентрируется в основном на границе диэлектрика и металла и определяется ее свойствами. Экваториальная намагниченность оказывает очень слабое влияние на объемные волны (эффект Коттона–Мутона, квадратичный по намагниченности), но изменяет граничные условия на поверхности магнитной среды, причем соответствующий вклад линейный по намагниченности. Поэтому экваториальная намагничен-

ность сильнее изменяет свойства поверхностных волн, нежели волноводных мод.

Максимальные величины эффектов для структуры с этими параметрами, соответствующие величине коэффициента пропускания или отражения не менее 5%, сведены в табл. 2.

Меридиональные эффекты связаны с возбуждением мод ТЕ-типа, поэтому при возбуждении плазмонных мод они отсутствуют. Также следует отметить, что эффекты, связанные с возбуждением плазмонных мод, в отраженном свете имеют большую величину, чем в прошедшем.

Таким образом, в области возбуждения плазмонных мод возможно лишь детектирование экваториальной компоненты намагниченности.

4. Влияние параметров решетки и конфигурации падения света

Результаты, представленные в предыдущем разделе, позволяют сделать следующие выводы. Наиболее оптимальным эффектом для детектирования плоскостной намагниченности является МИЭ, который характеризуется

достаточно большими значениями величины сигнала, а также возможностью наблюдения при нормальном падении. Однако он позволяет детектировать только меридиональную компоненту. Для детектирования экваториальной компоненты подходит ЭЭК, однако его ограничением является необходимость наклонного падения света. Достоинством же является то, что он наблюдается при возбуждении плазмонных мод, и при этом условия его наблюдения не зависят от толщины магнитной пленки.

Условия возникновения МИЭ существенным образом определяются свойствами волноводных мод структуры. Это приводит к тому, что толщина магнитной пленки оказывает существенное влияние.

Условие возбуждения моды имеет вид

$$\beta = 2\pi \left(\frac{\sin \theta}{\lambda} + \frac{m}{d} \right), \quad (2)$$

где β — постоянная распространения моды, θ — угол падения волны, λ — длина волны, m — целое число, d — период металлической решетки. Постоянная распространения моды может быть оценена с помощью приближения пустой решетки, в соответствии с которым наличием воздушных щелей пренебрегается. Для немагнитной структуры дисперсионное уравнение ТМ-моды имеет вид

$$\operatorname{tg}(\gamma_d h) = \frac{\gamma_d \left(\frac{\gamma_m}{\varepsilon_m} + \frac{\gamma_s}{\varepsilon_s} \right)}{\left(\frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} \right)^2 - \frac{\gamma_m \gamma_s}{\varepsilon_m \varepsilon_s}}, \quad (3)$$

а ТЕ-моды

$$\operatorname{tg}(\gamma_d h) = \frac{\gamma_d (\gamma_m + \gamma_s)}{\gamma_d^2 - \gamma_m \gamma_s}, \quad (4)$$

где $\gamma_i = \sqrt{(2\pi/\lambda)^2 \varepsilon_i - \beta^2}$, ε_d , ε_m , ε_s — диагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости магнитного диэлектрика, металла и подложки соответственно, h — толщина магнитного слоя. Для плазмонной моды уравнение (3) сводится к виду

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}}. \quad (5)$$

Таким образом, для заданной магнитной пленки требуется подобрать период металлической решетки, длину волны и угол падения, соответствующие возбуждению нужной моды. Для наблюдения ЭЭК, для которого требуется возбуждение плазмонных мод, эти величины не зависят от толщины магнитной пленки.

Ширина воздушных щелей в случае, если она значительно меньше периода металлической решетки, не оказывает существенного влияния на дисперсию мод. Однако она существенно влияет на эффективность их возбуждения и добротность, так как наличие щели приводит к радиационным потерям. С другой стороны, ширина щели оказывает влияние на величину сигнала. При малой ширине щели свет хуже проникает в структуру и не взаимодействует с магнитным слоем. Следует

также отметить, что для возбуждения плазмонной моды ширина щели должна быть как можно меньше, с целью увеличения доли металла на поверхности магнитного диэлектрика, в то время как для возбуждения волноводной моды этот фактор не имеет большого значения. Поэтому обычно ширина щели имеет значение в диапазоне от 10 до 40% от величины периода.

5. Влияние параметров магнитного материала

В приведенном анализе магнитооптический отклик определяется величиной вектора гирации, который является параметром материала. Для рассматриваемых ферромагнитных диэлектриков он определяется содержанием висмута: чем выше концентрация, тем выше величина гирации. Однако содержание висмута влияет не только на магнитооптические, но и на оптические свойства материала: а именно, на показатель преломления и коэффициент поглощения. В частности, показатель поглощения возрастает с увеличением концентрации висмута. Показатель преломления определяет условия возбуждения мод, в соответствии с (3)–(5). Коэффициент поглощения влияет на величину сигнала.

Влияние концентрации висмута на свойства материала может быть оценено в линейном приближении [37] по следующим формулам:

$$n(\lambda, x) = n_0(\lambda) + n_1(\lambda)x, \quad (6)$$

$$\alpha(\lambda, x) = \alpha_0(\lambda) + \alpha_1(\lambda)x, \quad (7)$$

$$g(\lambda, x) = g_0(\lambda)x, \quad (8)$$

где $n = \operatorname{Re}(\sqrt{\varepsilon})$ — показатель преломления среды, $\alpha = (4\pi/\lambda) \operatorname{Im}(\sqrt{\varepsilon})$ — коэффициент поглощения. Зависимость сигнала от величины вектора гирации обсуждалась выше: для МИЭ она квадратичная, для ЭЭК — линейная. Зависимость МИЭ от поглощения обсуждалась в [38]. Примечательно, что она немонотонная: существует оптимальное значение, для которого МИЭ максимален. Действительно, при большом поглощении сигнал ослабевает. При отсутствии поглощения сигнал отсутствует, так как при этом возбуждение моды не приводит к появлению резонансов в спектрах интенсивности отраженной и прошедшей волн. Поэтому требуется наличие промежуточного значения коэффициента поглощения.

Пример зависимости максимальных значений МИЭ и ЭЭК и длин волн, на которых они достигаются, от содержания висмута в магнитном диэлектрике состава $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ приведен на рис. 4. Проведенные оценки показывают, что содержание висмута изменяет рабочую длину волны на несколько нанометров (при фиксированном угле падения и параметрах решетки). Поведение величины МИЭ соответствует описанному характеру зависимости от коэффициента поглощения: существует оптимальное значение для достижения максимального

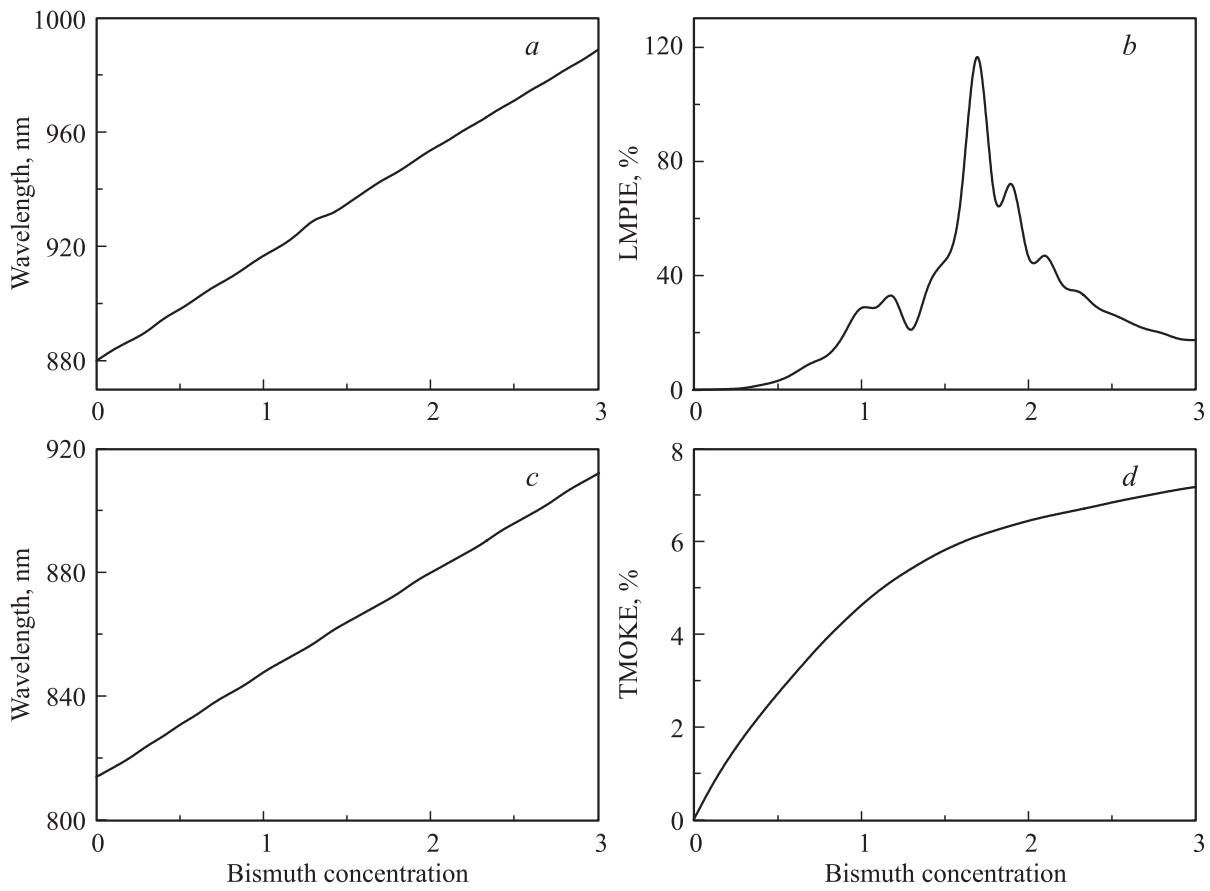


Рис. 4. Зависимость длины волны, на которой достигается максимум МИЭ (a), и соответствующего значения МИЭ (b), длины волны, на которой достигается максимум ЭЭК (c), и соответствующего значения ЭЭК (d), от содержания висмута в магнитном диэлектрике. Параметры структуры для МИЭ и ЭЭК соответствуют рис. 2 и 3 соответственно.

значения. При отсутствии висмута ($x = 0$) магнитооптические эффекты отсутствуют в соответствии с (8). При больших значениях x увеличение поглощения приводит к уменьшению эффекта, а также и величины коэффициента пропускания. Следует отметить, что приведенная зависимость не является универсальной: изменение конкретного химического состава магнитного диэлектрика может привести к ослаблению влияния содержания висмута на поглощение. В этом случае увеличение концентрации висмута приведет к усилению МИЭ, что было показано в [27]. Однако необходимо иметь в виду, что в соответствии с рис. 4 увеличение содержания висмута может приводить и к ослаблению эффекта.

Механизм ЭЭК связан не с перераспределением энергии, а только со сдвигом резонансной кривой в спектре коэффициента пропускания, и кроме того, эффект обусловлен не объемными, а поверхностными свойствами магнитного материала, поэтому влияние коэффициента поглощения на эффект не так значительно. Это приводит к тому, что зависимость ЭЭК от содержания висмута монотонно возрастающая. Однако необходимо иметь в виду, что при увеличении содержания висмута увеличивается поглощение в материале, что приводит к уменьшению коэффициента пропускания.

6. Заключение

Проведен сравнительный анализ пяти магнитооптических эффектов в магнитоплазменных кристаллах, обусловленных плоскостной намагниченностью магнитного слоя. Магнитооптические эффекты связаны с изменением интенсивности, поляризации и фазы прошедшего и отраженного излучения. Наиболее оптимальным эффектом является меридиональный интенсивностный эффект, который может наблюдаться при нормальном падении и его величина достигает десятков процентов. Для детектирования экваториальной компоненты намагниченности подходит экваториальный эффект Керра. В целом меридиональные эффекты по величине превосходят аналогичные экваториальные эффекты. Однако меридиональные эффекты не наблюдаются при возбуждении плазменных мод. В свою очередь, экваториальные эффекты на плазменных модах усиливаются по сравнению с эффектами на волноводных модах. Также оценено влияние параметров металлической решетки и состава магнитного диэлектрика на величину резонансных магнитооптических эффектов и условия их возникновения. В частности, зависимость ЭЭК от содержания висмута является монотонно возрастающей,

а зависимость МИЭ может быть немонотонной и иметь максимум.

Список литературы

- [1] Magnetophotonics: From Theory to Applications / Eds M. Inoue, M. Levy, A. Baryshev. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2013). 228 p.
- [2] A.K. Zvezdin, V.A. Kotov. Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials. IOP Publishing, Bristol, Philadelphia (1997). 386 p.
- [3] 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**, 193 109 (2011).
- [4] C. Clavero, K. Yang, J. R. Skuza, R. A. Lukaszew. Opt. Lett. **35**, 1557 (2010).
- [5] D.M. Newman, M.L. Wears, R.J. Matelon, I.R. Hooper. J. Phys.: Condens. Matter **20**, 345 230 (2008).
- [6] S. Tkachuk, G. Lang, C. Krafft, O. Rabin, I. Mayergoyz. J. Appl. Phys. **109**, 07B 717 (2011).
- [7] V. Bonanni, S. Bonetti, T. Pakizeh, Z. Pirzadeh, J. Chen, J. Nogués, P. Vavassori, R. Hillenbrand, J. Åkerman, A. Dmitriev. Nano Lett. **11**, 5333 (2011).
- [8] J.C. Banthi, D. Meneses-Rodríguez, F. García, M.U. González, A. García-Martín, A. Cebollada, G. Armelles. Adv. Mater. **24**, OP36 (2012).
- [9] Y.M. Strelniker, D.J. Bergman. Phys. Rev. B **77**, 205 113 (2008).
- [10] A.V. Chetvertukhin, A.A. Grunin, A.V. Baryshev, T.V. Dolgova, H. Uchida, M. Inoue, A.A. Fedyanin. J. Magn. Magn. Mater. **324**, 3516 (2012).
- [11] A.A. Grunin, A.G. Zhdanov, A.A. Ezhov, E.A. Ganshina, A.A. Fedyanin. Appl. Phys. Lett. **97**, 261 908 (2010).
- [12] M.V. Sapozhnikov, S.A. Gusev, B.B. Troitskii, L.V. Khokhlova. Opt. Lett. **36**, 4197 (2011).
- [13] N. Kostylev, I.S. Maksymov, A.O. Adeyeye, S. Samarin, M. Kostylev, J.F. Williams. Appl. Phys. Lett. **102**, 121 907 (2013).
- [14] B. Bai, J. Tervo, J. Turunen. New J. Phys. **8**, 205 (2006).
- [15] K. Fang, Z. Yu, V. Liu, S. Fan. Opt. Lett. **36**, 4254 (2011).
- [16] J.Y. Chin, T. Steinle, T. Wehlius, D. Dregely, T. Weiss, V. Belotelov, B. Stritzker, H. Giessen. Nature Commun. **4**, 1599 (2013).
- [17] B. Caballero, A. García-Martín, J. C. Cuevas. Opt. Expr. **23**, 22 238 (2015).
- [18] R. Kekesi, D. Martín-Becerra, D. Meneses-Rodríguez, F. García-Pérez, A. Cebollada, G. Armelles. Opt. Expr. **23**, 8128 (2015).
- [19] D. Martín-Becerra, J.M. García-Martín, Y. Huttel, G. Armelles. J. Appl. Phys. **117**, 053 101 (2015).
- [20] N.A. Gusev, V.I. Belotelov, A.K. Zvezdin. Opt. Lett. **39**, 4108 (2014).
- [21] V.I. Belotelov, I.A. Akimov, M. Pohl, V.A. Kotov, S. Kasture, A.S. Vengurlekar, Achanta Venu Gopal, D.R. Yakovlev, A.K. Zvezdin, M. Bayer. Nature Nanotechnol. **6**, 370 (2011).
- [22] V.I. Belotelov, L.E. Kreilkamp, I.A. Akimov, A.N. Kalish, D.A. Bykov, S. Kasture, V.J. Yallapragada, A.V. 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. Nature Commun. **4**, 2128 (2013).
- [23] N.E. Khokhlov, A.R. Prokopov, A.N. Shaposhnikov, V.N. Berzhansky, M.A. Kozhaev, S.N. Andreev, A.P. Ravishankar, Achanta Venu Gopal, D.A. Bykov, A.K. Zvezdin, V.I. Belotelov. J. Phys. **48**, 095 001 (2015).
- [24] V.I. Belotelov, L.E. Kreilkamp, A.N. Kalish, I.A. Akimov, 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. Phys. Rev. B **89**, 045 118 (1–19) (2014).
- [25] L.E. Kreilkamp, V.I. Belotelov, J.Y. Chin, S. Neutzner, D. Dregely, Th. Wehlius, I.A. Akimov, M. Bayer, B. Stritzker, H. Giessen. Phys. Rev. X **3**, 041 019 (2013).
- [26] M. Pohl, L.E. Kreilkamp, V.I. Belotelov, I.A. Akimov, A.N. Kalish, N.E. Khokhlov, V.J. Yallapragada, A.V. Gopal, M. Nur-E-Alam, M. Vasiliev, D.R. Yakovlev, K. Alameh, A.K. Zvezdin, M. Bayer. New J. Phys. **15**, 075 024 (2013).
- [27] V.I. Belotelov, L.E. Kreilkamp, A.N. Kalish, I.A. Akimov, 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. Phys. Rev. B **89**, 045 118 (2014).
- [28] V. Korepanov, A. Marusenkov. Surv. Geophys. **33**, 1059 (2012).
- [29] J. Petrou, S. Diplas, H. Chiriac, E. Hristoforou. J. Opt. Adv. Mater. **8**, 1715 (2006).
- [30] S. Tumanski. Handbook of magnetic measurements. CRC Press, Boca Raton, FL, USA (2011). 404 p.
- [31] П.М. Ветошко, А.К. Звездин, В.А. Скирданов, И.И. Сыворотка, И.М. Сыворотка, В.И. Белотелов. Письма в ЖТФ **41**, 103 (2015).
- [32] J.S.W. Kwong, B. Leithäuser, J.-W. Park, Ch.-M. Yu. Int. J. Cardiology **167**, 1835 (2013).
- [33] M.G. Moharam, T.K. Gaylord, E.B. Grann, D.A. Pommet. J. Opt. Soc. Am. A **12**, 1068 (1995).
- [34] L. Li. J. Opt. A **5**, 345 (2003).
- [35] P.B. Johnson, R.W. Christy. Phys. Rev. B **6**, 4370 (1972).
- [36] D.O. Dzibrou, A.M. Grishin. J. Appl. Phys. **106**, 043 901 (2009).
- [37] P. Hansen, J.-P. Krumme. Thin Solid Films **114**, 69 (1984).
- [38] A.N. Kalish, V.I. Belotelov, A. K. Zvezdin. Proceedings of 9th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics (Metamaterials 2015). Oxford, United Kingdom (2015). P. 610.