

Оптические свойства перфорированных металлодиэлектрических гетероструктур, намагниченных в плоскости

© В.И. Белотелов^{*,**}, Д.А. Быков^{***}, Л.Л. Досколович^{***}, А.Н. Калиш^{*,**}, А.К. Звездин^{*}

^{*} Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия

^{**} Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

^{***} Институт систем обработки изображений Российской академии наук, Самара, Россия

E-mail: a_kalish@mail.ru

(Поступила в Редакцию 10 октября 2008 г.)

В окончательной редакции 23 декабря 2008 г.)

Исследованы магнитооптические свойства перфорированных металлодиэлектрических гетероструктур, состоящих из металлической пленки, перфорированных периодической системой щелей, и диэлектрического слоя, намагниченного в плоскости. В результате численного моделирования на основе метода Фурье-мод обнаружено, что наряду с эффектом экстраординарного прохождения в таких гетероструктурах возникает четный по намагниченности магнитооптический эффект, заключающийся в изменении коэффициента пропускания в нулевом порядке при намагничивании образца. Показано, что в случае падения ТМ-поляризованной волны данный эффект принимает максимальные значения при возбуждении квазиволноводных мод с законом дисперсии, близким к закону дисперсии для ТЕ-мод негиротропного волновода.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 07-02-01445, 07-02-92183, 08-02-00717, 07-07-97601, 07-01-96602, 07-07-91580, 09-02-01028) и гранта Президента РФ для поддержки ведущих научных школ НШ-671.2008.2.

PACS: 78.20.Ls, 42.79.Dj, 78.67.-n, 42.25.Fx

1. Введение

Изучение взаимодействия света с металлодиэлектрическими периодическими наноструктурированными материалами вызывает в последнее время повышенный интерес. Примером таких материалов служат металлические решетки с субволновыми отверстиями или щелями на диэлектрической подложке. В 1998 г. Эббисен с соавторами экспериментально продемонстрировали эффект экстраординарного оптического прохождения света через периодически перфорированную серебряную фольгу [1]. Величина резонансного пика пропускания в десятки раз превысила величину пропускания, ожидаемого исходя из теории Бете [2].

В последовавших после публикации Эббисена работах обнаруженный эффект был дополнительно исследован экспериментально и теоретически, причем были рассмотрены как двумерные, так и одномерные металлические решетки [3–9]. Авторы большинства работ пришли к выводу, что эффект экстраординарного прохождения связан с возбуждением электромагнитных волн на поверхности металлической пленки (поверхностные плазмон-поляритоны) [3–7,10,11]. Тем не менее до сих пор нет однозначной интерпретации явления, и обсужденные проблемы продолжается [12,13].

Оптические свойства перфорированной металлической решетки существенно изменяются, если она с одной или двух сторон контактирует с тонким диэлектрическим слоем [14,15]. Волны, рассеянные на металлической решетке, могут возбуждать в диэлектрических

слоях волноводные моды, которые во многом определяют условия усиления оптического прохождения. При этом спектр оптического прохождения модифицируется: пики прохождения смещаются и возникают новые.

Особый интерес представляют металлодиэлектрические структуры, обладающие гиротропными свойствами. Наряду с явлением усиления оптического прохождения в таких структурах возникают эффекты, связанные с преобразованием поляризации света. Если металлодиэлектрическая гетероструктура содержит магнитные вещества, то следует ожидать проявления магнитооптических эффектов, таких как эффекты Фарадея, Керра и т.д. (см., например, [16]). Так, в работе [17] экспериментально исследован эффект Керра при отражении света видимого диапазона от перфорированной пленки кобальта, намагниченной перпендикулярно поверхности. Обнаружено, что вблизи области аномального пропускания света эффект Керра уменьшается на порядок. В работах [18,19] рассмотрен случай прохождения излучения через перфорированную металлическую пленку, помещенную во внешнее магнитное поле, направленное в плоскости пленки. Показано, что величина и положение пика оптического прохождения зависят от магнитного поля.

В ряде работ рассмотрены металлодиэлектрические структуры, в которых наблюдается существенное усиление эффекта Фарадея [20–24]. При этом магнитная среда помещается либо внутрь отверстий в металле [20], либо сам металл является ферромагнитным [21,22], либо ферромагнитным является диэлектрический слой [23,24].

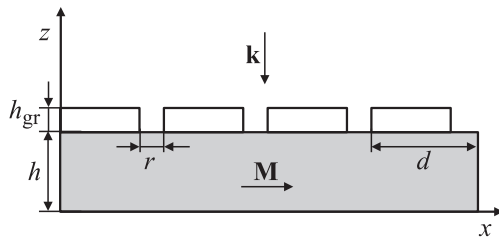


Рис. 1. Рассматриваемая двухслойная металлодиэлектрическая гетероструктура с магнитным слоем. \mathbf{M} — намагниченность диэлектрического слоя, \mathbf{k} — волновой вектор падающей волны, h_{gr} и h — толщины металлического и диэлектрического магнитного слоев соответственно, d — период структуры, r — ширина щелей.

Во всех случаях предполагается, что намагниченность гетероструктуры перпендикулярна ее плоскости. Вместе с тем представляется важным и случай, когда материал намагничен в плоскости. Настоящая работа посвящена изучению магнитооптических эффектов, возникающих в металлодиэлектрической гиротропной гетероструктуре, состоящей из металлического слоя с системой параллельных щелей субволновой ширины и однородной диэлектрической пленки, намагниченной в плоскости (рис. 1).

2. Теория

Будем считать, что рассматриваемая двухслойная гетеросистема помещена на диэлектрическую подложку проницаемости ϵ , а над ней находится воздух. На металлодиэлектрическую структуру падает под углом θ плоская волна, которая взаимодействует с металлической решеткой и порождает один или несколько дифракционных порядков. При определенном соотношении периода решетки и толщины магнитного слоя дифракционные порядки возбуждают в магнитном слое волноводные моды, которые во многом определяют оптические и магнитооптические свойства таких структур. Строго говоря, моды в диэлектрическом слое квазиволновые, поскольку одна из стенок волновода неоднородна и перфорирована системой щелей. При распространении по такому волноводу электромагнитные волны частично рассеиваются на щелях в металле, и энергия уходит в дальнюю зону, что и формирует прошедшее через структуру поле.

Для анализа задачи рассмотрим диэлектрический волновод, намагниченный в плоскости. С одной стороны он граничит с полубесконечным металлом с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , а с другой — с диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ϵ_3 . В соответствии с моделью Друде–Зоммерфельда

$$\epsilon_1 = \epsilon_\infty - \omega_p^2 / (\omega^2 + i\gamma\omega), \quad (1)$$

где ω_p — плазменная частота, ϵ_∞ — диэлектрическая проницаемость металла на больших частотах, а γ —

частота столкновений, определяющая потери в металле. Диэлектрическая проницаемость намагниченного диэлектрика представляет собой тензор

$$\epsilon_2 = \begin{pmatrix} \epsilon_2 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & ig \\ 0 & -ig & \epsilon_2 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где g — модуль вектора гирации среды, пропорциональной ее намагниченности [16]. Магнитная проницаемость μ на частотах излучения видимого и ближнего ИК-диапазона приближенно равна единице.

Представим электромагнитное поле волны в волноводе и в соседних средах в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{1,3}(x, y, z, t) &= \mathbf{E}_{1,3} \exp(i(\beta x + \gamma_{1,3}|z| - \omega t)), \\ \mathbf{E}_2(x, y, z, t) &= [K_1 \mathbf{e}_1 \exp(i\gamma_+ z) + K_2 \mathbf{e}_2 \exp(-i\gamma_+ z) + K_3 \mathbf{e}_3 \exp(i\gamma_- z) + K_4 \mathbf{e}_4 \exp(-i\gamma_- z)] \exp(i(\beta x - \omega t)), \end{aligned} \quad (3)$$

где \mathbf{E}_i — напряженность электрического поля в i -том слое, $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3, \mathbf{e}_4$ — единичные векторы, задающие нормальные волны в магнитной среде, γ_\pm — z -компоненты их постоянных распространения [16]. Для рассматриваемого случая, когда намагниченность направлена вдоль оси x , с учетом малости параметра g ($g \ll \epsilon_2$) из уравнений Максвелла следуют соотношения

$$\begin{aligned} \gamma_\pm^2 &= k_0^2 \epsilon_2 - \beta^2 \mp gk_0\beta / \sqrt{\epsilon_2}, \\ e_{1,2x} &= \mp \frac{\gamma_+}{\beta - gk_0 / \sqrt{\epsilon_2}} e_{1,2z}, \\ e_{1,2y} &= -i \frac{k_0 \sqrt{\epsilon_2}}{\beta - gk_0 / (2\sqrt{\epsilon_2})} e_{1,2z}, \\ e_{3,4x} &= \mp \frac{\gamma_-}{\beta + gk_0 / \sqrt{\epsilon_2}} e_{3,4z}, \\ e_{3,4y} &= i \frac{k_0 \sqrt{\epsilon_2}}{\beta + gk_0 / (2\sqrt{\epsilon_2})} e_{3,4z}. \end{aligned} \quad (4)$$

В отсутствие намагниченности собственными волнами системы являются ТЕ-мода ($E_x = 0, E_y \neq 0, E_z = 0, H_x \neq 0, H_y = 0, H_z \neq 0$) и ТМ-мода ($E_x \neq 0, E_y = 0, E_z \neq 0, H_x = 0, H_y \neq 0, H_z = 0$). Дисперсионное соотношение для них имеет вид

$$\gamma_2 h = \arctg(\alpha_1 / \alpha_2) + \arctg(\alpha_3 / \alpha_2) + \pi q, \quad (5)$$

где $\alpha_i = \gamma_i$ для ТЕ-моды и $\alpha_i = \gamma_i / \epsilon_i$ для ТМ-моды; q — целое число. При этом поперечное и продольное волновые числа связаны соотношениями

$$\gamma_{1,3} = i \sqrt{\beta^2 - \epsilon_{1,3} k_0^2} \quad \gamma_2 = \sqrt{\epsilon_2 k_0^2 - \beta^2}, \quad (6)$$

где $k_0 = \omega / c$ — волновой вектор волны в вакууме. Выражение (5) определяет законы дисперсии ТЕ- и ТМ-мод, т.е. зависимости $\beta(\omega)$. Вид кривых дисперсии зависит в том числе от свойств стенок волновода. Так, если одна из стенок волновода металлическая, то помимо

волноводной моды в диэлектрике возникает и плазмон-поляритонная волна, образуя вместе с первой сложную собственную волну системы.

При наличии намагнитченности вид собственных волн изменяется в соответствии с формулами (3), (4), и в них отличны от нуля все компоненты электромагнитного поля. Дисперсионное соотношение для гиротропного волновода может быть получено аналогично (5), но имеет гораздо более громоздкий вид [25,26]. Однако в первом по g приближении дисперсионное соотношение остается неизменным по сравнению с немагнитным случаем и задается формулами (5), (6). Таким образом, спектр $\beta(\omega)$ волноводных мод в гиротропном случае содержит как дисперсионные кривые, близкие к дисперсионным кривым для ТМ-мод в негиротропном волноводе, так и дисперсионные кривые, близкие к дисперсионным кривым для ТЕ-мод. По этому признаку волноводные моды можно разбить на два типа — ТЕ-класса и ТМ-класса. Условия и эффективность возбуждения волноводных мод двух типов различаются и зависят от поляризации падающей волны, а также от свойств сред, в которые заключен волновод.

Возбуждение волноводных мод в однородном волноводе возможно при помощи призмы, которая позволяет получить волну с необходимым значением продольного волнового числа β . Если одной из стенок волновода является периодическая среда, в частности, перфорированный металл, то волноводные моды могут возбуждаться без призмы и при произвольном угле падения (даже при нормальном падении). Благодаря взаимодействию излучения с металлической решеткой продольная компонента падающей волны k_{\parallel} приобретает добавку, пропорциональную вектору обратной решетки металлического слоя, что допускает выполнение равенства

$$k_{\parallel} = \frac{2\pi}{d} q_1 + \beta, \quad (7)$$

где q_1 — целое число, d — период решетки. При этом возбужденная мода является квазिवолноводной, поскольку при распространении часть ее энергии рассеивается на решетке и уходит из структуры.

Интенсивность прошедшего через металлодиэлектрическую структуру излучения определяется взаимодействием света с решеткой и условиями возбуждения волноводных мод, поэтому в спектре оптического прохождения таких структур наблюдаются максимумы и минимумы пропускания, положение которых зависит от параметров структуры: периода решетки, толщины слоев, размера щелей/отверстий [14,23]. Из-за наличия металла, вдоль поверхности которого могут распространяться плазмон-поляритоны, при определенных условиях наблюдается эффект экстраординарного прохождения, который уже упоминался во введении.

Как показано выше, наличие намагнитченности диэлектрического слоя меняет вид волноводных мод, превращая их в сложные колебания, в которых отличны от нуля все компоненты электромагнитного поля.

Иными словами, в гиротропном волноводе возникает связь между двумя ТМ- и ТЕ-модами, которые независимы при отсутствии гиротропии. Проявление этого можно ожидать и в спектрах оптического прохождения и отражения. Действительно, предположим, что на негиротропную металлодиэлектрическую структуру падает нормально свет, имеющий ТМ-поляризацию, т.е. электрическое поле волны направлено вдоль оси x . В диэлектрическом слое на частотах, определяемых условием (5), возбуждаются только квазिवолноводные ТМ-моды. В результате формируется обычный спектр пропускания с минимумами и максимумами. Рассмотрим частоту ω_{TE} , на которой при данных параметрах структуры возможно возбуждение ТЕ-моды. Поскольку в случае падения ТМ-поляризованного света возбуждение ТЕ-моды в негиротропном волноводе невозможно, на этой частоте каких-либо особенностей спектра прохождения в общем случае не будет. Однако если слой намагнитчен в плоскости, то вблизи частоты ω_{TE} возможно возбуждение квазिवолноводной моды. Такая волна забирает часть падающей энергии, которая потом диссипирует. Это фактически означает, что прошедшая энергия уменьшается, и в спектре должен возникнуть провал, величина которого зависит от гирации g .

Проведенное рассмотрение дает качественную картину явления. Вместе с тем взаимодействие света с металлодиэлектрической периодической структурой является весьма сложным процессом, и для более детального анализа необходим непосредственный численный расчет.

Задача о рассеянии электромагнитного излучения на многослойной структуре одномерных или двумерных решеток может быть решена численно при помощи метода Фурье-мод (rigorous coupled-wave analysis) [27–32]. В этом методе используется разложение Рэлея, при котором падающее и рассеянное электромагнитные поля представляются в виде суперпозиции плоских волн, и полученные из уравнения Максвелла дифференциальные уравнения сводятся к системе линейных алгебраических уравнений. В настоящей работе решение задачи дифракции было основано на обобщенном на случай гиротропных сред устойчивом алгоритме, который был предложен в [27,30]. При определении поля в каждом слое использовались специальные правила для разложения в ряд Фурье произведения функций [29,32]. Применение данных правил значительно улучшает сходимость используемого метода в случае наличия в структуре материалов с высокой проводимостью.

3. Результаты и обсуждение

При численном моделировании оптических свойств металлодиэлектрической перфорированной гетероструктуры, изображенной на рис. 1, предполагались следующие параметры. Для магнитного слоя $\epsilon_2 = 5.5 + 0.0025i$, $g = (1 - 0.15i) \cdot 10^{-2}$, что соответствует материалу Bi:YIG (висмутсодержащий

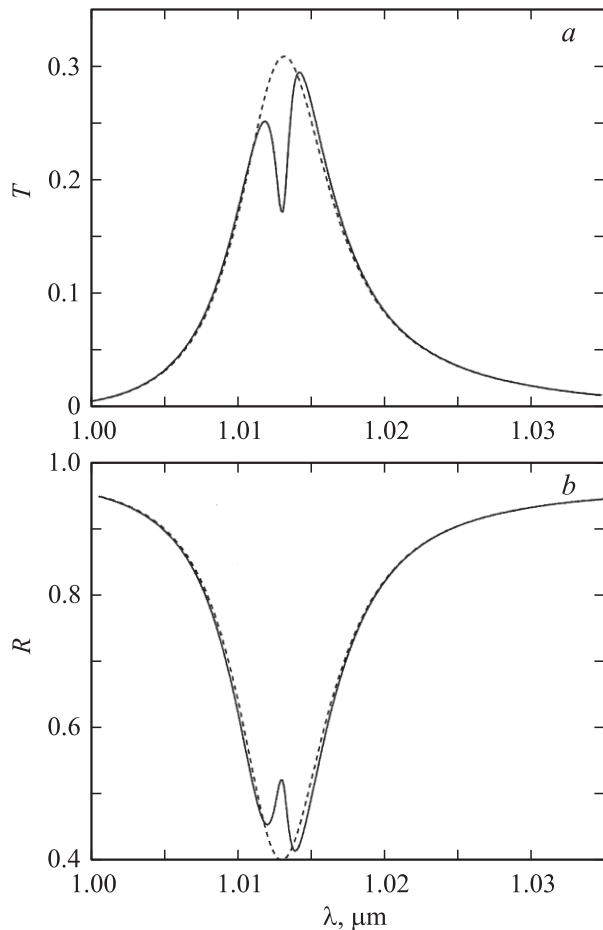


Рис. 2. Коэффициент пропускания (а) и отражения (b) в нулевом порядке в случае намагниченного (сплошная линия) и немагнитного диэлектрического слоя (штриховая линия). Нормальное падение света.

иттриевый феррит-гранат). В качестве металла было рассмотрено золото, диэлектрическая проницаемость которого ϵ_1 взята из [33].

На рис. 2 представлены зависимости коэффициентов оптического пропускания и отражения в нулевом дифракционном порядке от длины волны для случаев намагниченного диэлектрического слоя и при отсутствии намагниченности (при $g = 0$ в (2)). Расчет проводился для нормального падения плоской волны с ТМ-поляризацией (плоскость поляризации перпендикулярна штрихам решетки) при следующих параметрах: период решетки $d = 886$ nm, ширина отверстия $r = 88$ nm, толщина металлического слоя $h_{gr} = 302$ nm, толщина магнитного слоя $h = 883$ nm. В случае намагниченности диэлектрического слоя спектр пропускания структуры имеет резкий минимум при длине волны $\lambda = 1013$ nm. Коэффициент оптического прохождения меняется от 0.32 до 0.17, что соответствует относительному изменению около 50%. Таким образом, имеет место магнитооптический эффект, выраженный в изменении оптического пропускания рассматриваемой гете-

роструктуры при изменении величины гирации g , т.е. при изменении намагниченности слоя. Данный эффект также проявляется в виде пика в спектре отражения (рис. 2, b). Узкая спектральная ширина наблюдаемого эффекта указывает на его резонансную природу.

Как показывает моделирование, эффект сохраняется и в случае, когда гетероструктура нанесена на подложку, что соответствует практическим условиям. В этом случае условия возбуждения квазиволноводных мод изменяются в соответствии с (5), поэтому эффект наблюдается на других длинах волн.

Отметим, что рассматриваемый эффект четен по намагниченности. Действительно, изменение знака гирации g не меняет величину пропускания: $T(g) = T(-g)$. Следовательно, эффект должен быть квадратичен по g , по крайней мере при малых g . График на рис. 3 подтверждает это.

Квадратичные по намагниченности эффекты, связанные с изменением интенсивности падающего или отраженного света для однородных пленок, были экспериментально обнаружены в [34,35]. Они были названы ориентационными, поскольку их величина сильно зависит от взаимной ориентации намагниченности пленки, кристаллографических осей и поляризации излучения. Ориентационные эффекты обычно достаточно слабы. Относительное изменение интенсивности составляет десятые доли процента [35]. Рассматриваемый в настоящей работе эффект на несколько порядков превосходит эту величину, поэтому его можно назвать гигантским.

Из изложенного выше качественного анализа следует, что оптические свойства структуры, связанные с наличием гиротропии, следует ожидать при возбуждении квазиволноводных мод диэлектрического слоя. Для подтверждения этой гипотезы были исследованы взаимные зависимости параметров структуры (высота и ширина ступенек металла, период, толщина магнитного слоя, диэлектрические проницаемости материалов структуры), при которых проявляются аналогичные свойства.

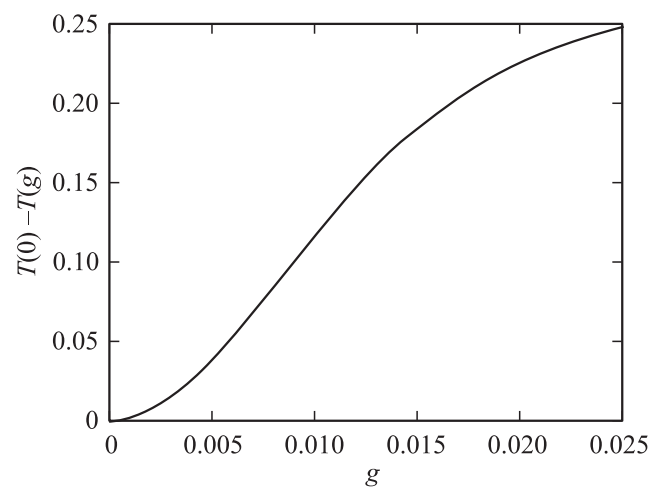


Рис. 3. Зависимость величины магнитооптического эффекта от гирации g .

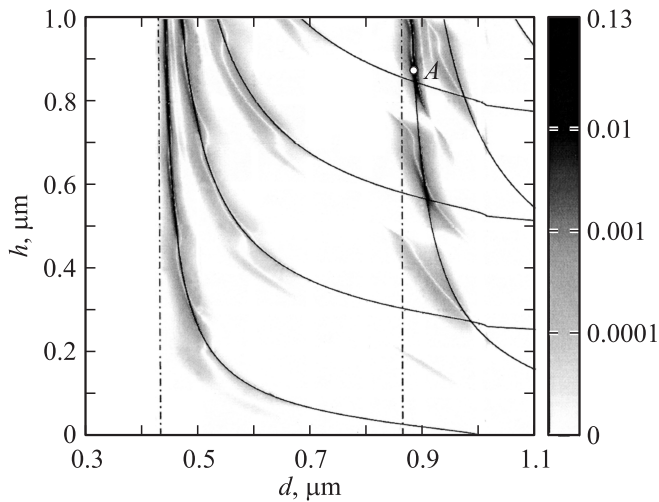


Рис. 4. Зависимость величины магнитооптического эффекта $\Delta T = |T(g) - T(0)|$ от толщины диэлектрика h и периода металлической решетки d при длине волны $\lambda = 1013$ nm. Значения ΔT отражены на вертикальной шкале справа. Сплошные линии — условия возбуждения волноводных мод ТЕ-класса, вычисленные по (5)–(7) при пренебрежении влиянием щелей в слое металла. Нормальное падение света.

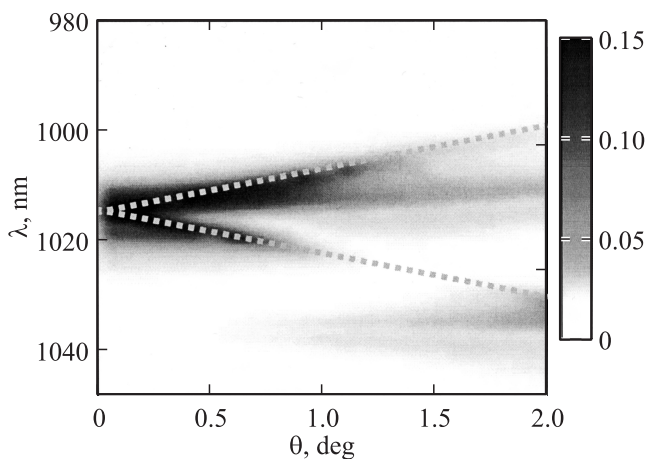


Рис. 5. Зависимость магнитооптического эффекта $\Delta T = |T(g) - T(0)|$ от угла падения и от длины волны излучения. Значения ΔT отражены на вертикальной шкале справа. Плоскость падения света перпендикулярна штрихам металлической решетки. Для сравнения показаны дисперсионные линии для волноводных мод ТЕ-класса второго порядка (пунктирные линии).

Прежде всего необходимо отметить, что длины волн, на которых наблюдается эффект, не коррелируют с максимумами пропускания. Но эффект заметен наиболее отчетливо именно при их совпадении. Этот случай и продемонстрирован на рис. 2. Также обнаружено, что длина волны, на которой возникает эффект изменения интенсивности прошедшего света, не зависит от таких параметров решетки, как ширина щелей и толщина металлической пленки. Вместе с тем при изменении периода решетки, диэлектрической проницаемости ма-

териалов и толщины диэлектрика провал в пропускании смещается. Это указывает на связь эффекта с волноводными модами.

Из рис. 4 видно, что максимальные значения ΔT достигаются при условии возбуждения волноводных мод ТЕ-типа. Показанным на рис. 2 спектрам пропускания соответствует точка А, поэтому в данном случае магнитооптический эффект обусловлен возбуждением волноводной моды второго порядка ($q_1 = 2$, см. (7)).

Следует отметить, что величина эффекта меняется вдоль линии одной и той же моды. Наибольшие значения достигаются в верхней части кривых, т.е. при больших толщинах диэлектрика. Более детальный анализ показывает, что наибольшие величины магнитооптического эффекта достигаются при приближении кривых возбуждения мод к условиям аномалий Рэлея–Вуда на границе металл–диэлектрик (вертикальные штрихпунктирные линии на рис. 4), которые возникают, когда один из дифракционных порядков становится затухающим [36]. Фактически это означает, что эффективный угол распространения моды, определяемый по формуле

$$\theta = \arcsin\left(\frac{\lambda}{d\sqrt{\epsilon_2}} q_1\right), \quad (8)$$

близок к 90° , и в приближении плоских волн можно считать, что мода распространяется почти параллельно стенкам диэлектрического слоя. Такое распространение увеличивает эффективную длину оптического пути моды в магнитном слое, что и усиливает магнитооптический эффект.

Дисперсия магнитооптического эффекта ΔT и волноводных мод ТЕ-типа показана на рис. 5. Вновь наибольшие значения эффекта достигаются вблизи возбуждения волноводных мод.

При наклонном падении наряду с изменением интенсивности возникает и вращение плоскости поляризации прошедшего и отраженного света. Однако в настоящей работе мы рассматриваем только изменение интенсивности.

Условия возбуждения квазиволноводных мод, близких к ТМ-модам негиротропного волновода, никак не соотносятся с возникновением магнитооптического эффекта. Это можно объяснить тем, что при падении ТМ-поляризованной волны на рассматриваемую гетероструктуру эффективность возбуждения таких мод велика и практически не зависит от намагниченности, и они не оказывают влияния на оптическое прохождение. Более того, значительная часть энергии уходит в возбуждаемые моды и диссипирует, и в этом случае прохождение близко к нулю.

4. Заключение

При определенных условиях изменение величины гирации магнитного слоя металлдиэлектрической решетки вызывает магнитооптический эффект, заключающийся в изменении коэффициента оптического прохождения.

Как и ориентационные магнитооптические эффекты для однородных пленок, данный эффект квадратичен по намагниченности, однако на несколько порядков величины превосходит их, поэтому его можно назвать гигантским. В случае падения ТМ-поляризованного света спектральное положение и величина этого эффекта определяются условиями возбуждения квазиволноводных мод, близких к ТЕ-моду негиротропного волновода. При этом часть падающей энергии уходит в волноводную моду, создавая дополнительный канал оттока энергии из нулевого прошедшего порядка и тем самым приводя к козникновению провала в пропускании. При отсутствии намагниченности этот канал оттока энергии не действует, поскольку при этом падающий ТМ-поляризованный свет не может преобразовываться в ТЕ-поляризованный, и соответствующая волноводная мода вообще не возбуждается. Исследованы свойства обнаруженного магнитооптического эффекта. Показано, что он максимален при скользящих углах падения волноводных мод. Рассмотренный эффект имеет как фундаментальное, так и прикладное значение, поскольку может быть использован в новых устройствах интегральной оптики для модуляции интенсивности света посредством изменения внешнего магнитного поля.

- [20] A.B. Khanikaev, A.V. Baryshev, A.A. Fedyanin, A.B. Granovsky, M. Inoue. *Opt. Express* **15**, 6612 (2007).
- [21] Y.H. Lu, M.H. Cho, J.B. Kim, G.J. Lee, Y.P. Lee, J.Y. Rhee. *Opt. Express* **16**, 5378 (2008).
- [22] V.I. Belotelov, A.K. Zvezdin. *J. Magn. Magn. Mater.* **300**, e260 (2006).
- [23] V.I. Belotelov, L.L. Doskolovich, A.K. Zvezdin. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 77 401 (2007).
- [24] V.I. Belotelov, L.L. Doskolovich, V.A. Kotov, E.A. Bezus, D.A. Bykov, A.K. Zvezdin. *Opt. Commun.* **278**, 104 (2007).
- [25] P. Hlawiczka. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **11**, 1157 (1978).
- [26] M. Matyás, Jr., V. Cápék. *J. Opt. Soc. Am. A* **5**, 1901 (1988).
- [27] M.G. Moharam, D.A. Pommet, E.B. Grann. *J. Opt. Soc. Am. A* **12**, 1077 (1995).
- [28] M.G. Moharam, E.B. Grann, D.A. Pommet, T.K. Gaylord. *J. Opt. Soc. Am. A* **12**, 1068 (1995).
- [29] L. Li. *J. Opt. Soc. Am. A* **13**, 1870 (1996).
- [30] S. Peng, G.M. Morris. *J. Opt. Soc. Am. A* **12**, 1087 (1995).
- [31] L. Li. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **5**, 345 (2003).
- [32] L. Li. *J. Opt. Soc. Am. A* **14**, 2758 (1997).
- [33] E.D. Palik. *Handbook of optical constants of solids*. Academic Press, Inc., Orlando, Florida (1985). 804 p.
- [34] Г.С. Кринчик, Е.А. Ганьшина. *ЖЭТФ* **65**, 1970 (1973).
- [35] Е.А. Ганьшина. *Магнитооптическая спектроскопия ферро- и ферримангнетиков*. МГУ, М. (1994). 41 с.
- [36] A. Hessel, A.A. Oliner. *Appl. Opt.* **4**, 1275 (1965).

Список литературы

- [1] T.W. Ebbesen, H.J. Lezec, H.F. Ghaemi, T. Thio, P.A. Wolff. *Nature* **391**, 667 (1998).
- [2] H.A. Bethe. *Phys. Rev.* **66**, 163 (1944).
- [3] S. Enoch, E. Popov, M. Neviere, R. Reinisch. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **4**, S 83 (2002).
- [4] E. Popov, M. Neviere, S. Enoch, R. Reinisch. *Phys. Rev. B* **62**, 16 100 (2000).
- [5] M.M.J. Treacy. *Phys. Rev. B* **66**, 195 105 (2002).
- [6] W.L. Barnes, W.A. Murray, J. Dintinger, E. Devaux, T.W. Ebbesen. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 107 401 (2005).
- [7] A.S. Vengurlekar. *Opt. Lett.* **33**, 1669 (2008).
- [8] Guanghui Yuan, Wang Pei, Zhang Douguo, Jiao Xiaojin, Min Changjun, Ming Hai. *Chin. Phys. Lett.* **24**, 1600 (2007).
- [9] J.V. Coe, J.M. Heer, S. Teeters-Kennedy, H. Tian, K.R. Rodriguez. *Ann. Rev. Phys. Chem.* **59**, 179 (2008).
- [10] P. Lalanne, J.P. Hugonin, J.C. Rodier. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **7**, 422 (2005).
- [11] H. Liu, P. Lalanne. *Nature* **452**, 728 (2008).
- [12] H. Lezec, T. Thio. *Opt. Express* **12**, 3629 (2004).
- [13] R. Biswas, S. Neginhal, C.G. Ding, I. Puscasu, E. Johnson. *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 2589 (2007).
- [14] V. Lomakin, E. Michielssen. *Phys. Rev. B* **71**, 235 117 (2005).
- [15] F. Wu, D. Han, X. Li, X. Liu, J. Zi. *Opt. Express* **16**, 6619 (2008).
- [16] A.K. Zvezdin, V.A. Kotov. *Modern magneto-optics and magneto-optical materials*. IOP Publ., Philadelphia (1997). 363 p.
- [17] M. Diwekar, V. Kamaev, J. Shi, Z.V. Vardeny. *Appl. Phys. Lett.* **84**, 3112 (2004).
- [18] Y.M. Strel'niker, D.J. Bergman. *Phys. Rev. B* **59**, R 12 763 (1999).
- [19] Y.M. Strel'niker, D.J. Bergman. *Phys. Rev. B* **77**, 205 113 (2008).