

**Елисеева Светлана Вячеславовна**

**РЕЗОНАНСНЫЕ, ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ И  
ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В АКТИВНЫХ  
ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ И  
МАГНИТОДИПОЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ**

01.04.05 – Оптика

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание учёной степени  
доктора физико-математических наук

Работа выполнена на кафедре радиофизики и электроники ФГБОУ ВО «Ульяновский государственный университет» Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

Научный консультант: **Семенцов Дмитрий Игоревич**  
доктор физико-математических наук, профессор

Официальные оппоненты: **Зюин Александр Михайлович**,  
доктор физико-математических наук, профессор,  
ФГБОУ ВО «Мордовский государственный университет  
им. Н.П. Огарева»,  
кафедра экспериментальной и теоретической физики, заведующий кафедрой

**Раевский Алексей Сергеевич**,  
доктор физико-математических наук, профессор,  
ФГБОУ ВО «Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева»,  
кафедра физики и техники оптической связи, заведующий кафедрой

**Вилков Евгений Александрович**,  
доктор физико-математических наук, профессор РАН,  
Фрязинский филиал ФГБНУ «Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН»,  
лаборатория исследований физических явлений на поверхности и границах раздела твердых тел (251), ведущий научный сотрудник

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Башкирский государственный университет»

Защита состоится 26 июня 2020 г. в 11 ч. 00 мин. на заседании диссертационного совета Д 212.278.01 при Ульяновском государственном университете по адресу: г.Ульяновск, Набережная реки Свияги, 106, корпус 1, ауд. 703.

С диссертацией и авторефератом можно ознакомиться в научной библиотеке Ульяновского государственного университета, авторефератом - на официальном сайте вуза <https://www.ulsu.ru>, с авторефератом - на сайте Высшей аттестационной комиссии при Минобрнауки России <https://vak.minobrnauki.gov.ru>.

Отзывы на автореферат просим высылать по адресу: 432970, г.Ульяновск, ул. Л.Толстого, д.42, УлГУ, Отдел подготовки кадров высшей квалификации.

Автореферат разослан \_\_ \_\_\_\_ года.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
Д 212.278.01,  
к. ф.-м. н.

Вострцова Л.Н.

## Общая характеристика работы

**Актуальность темы исследования.** В настоящее время мелкокосоистые периодические, фотонно-кристаллические и магнитодипольные структуры (МПС, ФКС и МДС) на основе активных (управляемых) сред привлекают внимание широкого круга исследователей благодаря своим уникальным магнито- и электрооптическим, резонансным, поляризационным и динамическим свойствам. Они представляют интерес не только для фундаментальной науки (фотоники<sup>1,2,3,4,5,6</sup>), но и позволяют внести существенный вклад в развитие нанотехнологий, в частности, в решение проблемы миниатюризации и многофункциональности элементов магнито- и электрооптических систем оптоэлектроники. Использование подобных структур на основе таких активных материалов, как магнетики, полупроводники, сегнетоэлектрики, нанокмозиты, графен, дает возможность управлять широким спектром их волновых характеристик (шириной и положением фотонных запрещенных зон (ФЗЗ), спектрами отражения, пропускания и поглощения, скоростью собственных волн, магнитооптическими (МО) свойствами<sup>7,8,9</sup>).

Одномерные ФКС с нарушением периодичности (т.е. дефектом структуры) в ФЗЗ содержат дефектные моды<sup>10</sup>. Формированием одного или нескольких структурных дефектов можно локализовать распространяющееся излучение в дефектных модах, частоты которых находятся в ФЗЗ бездефектной структуры. Важной практической задачей является предсказуемая трансформация фотонного спектра, которая обеспечивается целенаправленным выбором структурного дефекта (т.е. порядком следования слоев с заданными свойствами). Путем сочетаний дефектов различных типов, материалов, толщин и расположения в структуре можно эффективно управлять ее оптическими свойствами.

В качестве активной среды могут выступать такие искусственные среды, как мелкокосоистые периодические структуры или нанокмозиты, представленные равномерным распределением (хаотично либо упорядоченно) в объеме диэлектрической матрицы металлических наночастиц разной формы<sup>11,12,13</sup>.

<sup>1</sup>Johnson S. G., Joannopoulos J. D. Photonic crystals: the road from theory to practice. Springer Science & Business Media, 2001.

<sup>2</sup>Yablonovitch E. Photonics: One-way road for light // Nature. 2009. Т. 461, № 7265. С. 744–745.

<sup>3</sup>Inoue M., Levy M., Baryshev A. V. Magnetophotonics: From theory to applications. Springer Science & Business Media, 2013.

<sup>4</sup>Steel M., Levy M., Osgood R. High transmission enhanced Faraday rotation in one-dimensional photonic crystals with defects // IEEE Photonics Technology Letters. 2000. Т. 12, № 9. С. 1171–1173.

<sup>5</sup>Alameh K., Grishin A. Magneto-opto photonic crystal multiplayer structure having enhanced Faraday rotation with visible light. 2012. US Patent 8,102,588.

<sup>6</sup>Theoretical analysis of optical and magneto-optical properties of one-dimensional magnetophotonic crystals / H. Kato [и др.] // Journal of Applied Physics. 2003. Т. 93, № 7. С. 3906–3911.

<sup>7</sup>Zvezdin A., Kotov V. Magneto-optics of Thin Films. 1988.

<sup>8</sup>Visnovsky S. Optics in magnetic multilayers and nanostructures. CRC Press, 2006. 560 с.

<sup>9</sup>Magnetic photonic crystals / I. Lyubchanskii [и др.] // Journal of Physics D: Applied Physics. 2003. Т. 36, № 18. R277.

<sup>10</sup>Eliseeva S., Sementsov D. Optical spectra of one-dimensional defect photonic crystals // Optics and Spectroscopy. 2010. Т. 109, № 5. С. 729–737.

<sup>11</sup>Kosobukin V., Krichevstov B. Local field effects in magneto-optics of two-dimensional arrays of ferromagnetic nanoparticles // Physics of the Solid State. 2010. Т. 52, № 4. С. 813–820.

<sup>12</sup>Stepanov A. Optical properties of metal nanoparticles synthesized in a polymer by ion implantation: a review // Technical Physics. 2004. Т. 49, № 2. С. 143–153.

<sup>13</sup>Noskov R. E., Smirnova D. A., Kivshar Y. S. Plasmonic kinks and walking solitons in nonlinear lattices of metal nanoparticles // Phil. Trans. R. Soc. A. 2014. Т. 372, № 2027. С. 20140010.

Нанокompозитные среды проявляют свойства объемного материала и включенных в него наночастиц. Эффективные материальные параметры, описывающие такие среды, объединяя в себе характеристики входящих композитов, по свойствам отличаются от природных материалов.

Интерес к исследованиям процессов отражения, прохождения, поглощения и зависимости их от структуры вещества основан на том, что свет отраженный, прошедший или поглощенный несет в себе информацию о свойствах этого вещества. Для изучения этих процессов на практике часто используются световые временные импульсы<sup>14,15</sup> с некоторым заданным распределением интенсивности по их сечению (например, гауссовы импульсы), большое значение приобретает анализ трансформации профилей импульсов, отраженных от различных типов сред (дефектных, нелинейных, поглощающих, усиливающих), а также прошедших через них. Такое свойство среды, как дисперсия, является причиной изменения закономерностей прохождения через среду (или при отражении от нее) некогерентных волн, поэтому спектральные компоненты импульса имеют в диспергирующей среде разные значения скоростей и коэффициентов затухания. Короткие (пико- и фемтосекундные) оптические импульсы, обладают достаточно широким частотным спектром, в связи с чем их распространение на сравнительно небольшие расстояния уже приводит к сильной деформации их временного профиля.

Большой интерес представляют также исследования динамики магнитодипольных решеток во внешнем магнитном поле<sup>16,17,18</sup>, поиск их равновесных состояний, различных типов перемагничивания, отклика решеточных структур из конечного числа диполей на действие импульса магнитного поля. Магнитные однодоменные частицы с размерами в несколько нанометров уже сейчас широко используются в магнитных и магнитооптических устройствах записи информации.

Быстрое развитие вычислительной техники дало большие возможности моделирования процессов в тонких слоях, в мелкослоистых и фотонных структурах с различными типами дефектов и без них, а также в магнитодипольных решетках. В связи с этим, исследование особенностей взаимодействия монохроматического и импульсного излучения с активными мелкослоистыми периодическими, фотонно-кристаллическими и магнитодипольными решеточными структурами с целью управления магнитооптическими и динамическими эффектами, создания сред с заданными материальными параметрами, дисперсионными и поляризационными свойствами представляют собой актуальную задачу.

**Целью** настоящей работы является исследование особенностей взаимодействия монохроматического и импульсного излучения с периодическими плоскостными структурами и ФКС на основе активных (управляемых) сред, а также магнитодипольными структурами для создания композитных материалов с заданными экстремальными

---

<sup>14</sup>Propagation of coherent and partially coherent pulses through one-dimensional photonic crystals / W. Li-Gang [и др.] // *Physical Review E*. 2004. Т. 70, № 1. С. 016601.

<sup>15</sup>Kivshar Y. S., Agrawal G. Optical solitons: from fibers to photonic crystals. Academic press, 2003.

<sup>16</sup>Galkin A. Y., Ivanov B. Analogue of a spin flop phase transition for an array of magnetic moments with dipole interaction // *JETP letters*. 2006. Т. 83, № 9. С. 383–387.

<sup>17</sup>Collective effects in artificial two-dimensional lattices of ferromagnetic nanoparticles / S. Gusev [и др.] // *Physics-Uspexhi*. 2000. Т. 43, № 3. С. 288–291.

<sup>18</sup>Shutyi A. M., Sementsov D. I. Dynamics of the magnetic moments for chain of dipoles in domain wall // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2016. Т. 401. С. 1033–1038.

свойствами, определения условий наблюдения больших МО и динамических эффектов, контроля и управления спектральными характеристиками.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Определение в приближении мелкослоистости ( $L_i \ll \lambda$ ) эффективных материальных параметров  $\varepsilon_{ef}$  и  $\mu_{ef}$ , и показателя преломления  $N = \sqrt{\varepsilon_{ef}\mu_{ef}}$  бигиротропной плоскослоистой периодической структуры, состоящей из чередующихся слоев феррита и полупроводника, для основных ориентаций оси периодичности, внешнего магнитного поля и направления распространения волны с учетом гиротропии и квадратичных по малому параметру  $(L/\lambda)^2$  поправок. Исследование свойств поверхностных волн поляритонного типа на границе диэлектрика и металл-диэлектрического нанокompозита в области плазмонного резонанса при наличии в покровном диэлектрике либо поглощения, либо усиления. Исследование спектров поглощения оптического излучения эффективной графеновой средой и зависимости спектров ФКС со слоем графена в периоде от его химического потенциала.

2. Определение и анализ дисперсионных соотношений для циркулярно-поляризованных волн в ФКС магнетик-диэлектрик, а также построение спектров отражения и прохождения. Исследование селективных и волноводных свойств полосовой доменной структуры (чередующихся слоев магнитного диэлектрика с противоположной ориентацией магнитных моментов). Исследование особенностей пропускания электромагнитных волн периодической брэгговской структурой «полупроводник - диэлектрик», содержащей конечное число периодов.

3. Исследование дисперсионных и поляризационных особенностей одномерной ФКС магнетик-диэлектрик с нарушением периодичности (дефектами), классификация дефектов в одномерных ФКС. Сравнение степени локализации поля в структурах с дефектом инверсии и с дефектом внедрения. Исследование спектров пропускания брэгговского микрорезонатора с дефектом внедрения из материала, обладающего гигантским значением диэлектрической проницаемости (титанат стронция,  $\varepsilon \approx 10^3$ ).

4. Выявление условий реализации гигантского вращения плоскости поляризации в структурах резонаторного типа, в которых в качестве резонатора используется намагниченный феррит, помещенный в диэлектрические ФК-зеркала. Исследование особенностей интенсивностного МО эффекта Керра в частотных областях внутри и вне запрещенных зон. Исследование интерференционного тепловыделения в поглощающем слое в поле двух встречных волн.

5. Исследование характера трансформации временной огибающей гауссова импульса при отражении от одномерной ФКС (бездефектной и содержащей дефект) с конечным числом периодов, влияния дисперсионных свойств структуры на форму отраженных и прошедших импульсов. Определение с помощью численного моделирования профилей и временных сдвигов отраженных от структуры импульсов при попадании их несущей частоты в разные области спектра отражения ФКС.

6. Исследование отклика магнитного момента наночастицы, обладающей одноосной анизотропией, и составленной из наночастиц плоской решетки на импульсное воздействие магнитного поля. Исследование влияния параметров импульса и величины анизотропии на прецессионную динамику отклика. Исследование динамики суммарного момента двух наночастиц, связанных диполь-дипольным взаимодействием и отличающихся величиной одноосной анизотропии, на действие ступенчатого и короткого гауссова импульса магнитного поля.

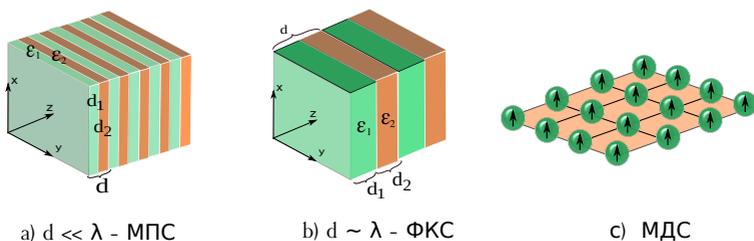


Рис. 1. Объекты исследований

Объектами исследования являются периодические структуры, обладающие магнитной и(или) электрической гиротропией, бездефектные и с различного типа дефектами ФКС, выполненные на основе различных активных материалов, плоские магнитодипольные решетки (рис.1). Предметом исследования являются оптические спектры отражения, прохождения и поглощения; выражения для эффективных материальных параметров; дисперсионных соотношений и их решения; распределения электрических и магнитных полей в структуре; магнитооптические эффекты; равновесные состояния и динамика полного магнитного момента плоской магнитодипольной решетки.

### Научная новизна:

1. Для мелкослоистой бигиротропной ФКС «феррит-полупроводник» установлено наличие сдвига резонансной частоты в поперечной геометрии ( $\mathbf{T}_{tt}$ , когда  $\beta \perp \mathbf{n}$ ) наблюдения ферромагнитного резонанса (ФМР) (по отношению к резонансной частоте одиночного магнитного слоя) и отсутствие сдвига при продольной геометрии ( $\mathbf{L}_{tt}$ , когда  $\beta \parallel \mathbf{n}$ ). Выявлен невзаимный характер распространения поверхностных волн, при котором реализуется односторонняя прозрачность структуры (когда волна определенной частоты распространяется в одном направлении и не распространяется в противоположном). *Впервые* показано, что в мелкослоистом приближении учет в разложении дисперсионных соотношений членов, пропорциональных малой квадратичной поправке  $(L/\lambda)^2$ , приводит к зависимости эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей сверхрешетки от магнитных и диэлектрических проницаемостей (МП и ДП) соседних слоев в периоде структуры.

2. Для пленки нанокompозита максимальный коэффициент отражения ( $R_{max}$ ) лежит внутри области отрицательности действительной части эффективной ДП, причем для волн s-поляризации отражение больше чем для p-поляризованных волн ( $R_s > R_p$ ); при увеличении толщины пленки частотная область сильного поглощения расширяется; при уменьшении размеров включений и постоянной объемной доле увеличивается частотная область, на которой поглощение максимально. Существование поверхностных поляритонов (ПП) на границе НКС и усиливающего диэлектрика возможно в области плазмонного резонанса при отрицательности действительной части ДП нанокompозита. Использование усиливающего диэлектрика сужает область замедления поверхностных поляритонов и позволяет управлять их дисперсионными характеристиками. В спектрах ФКС, где один слой периода представляет собой эффективную графеновую среду, появляются области, на которых прохождение отсутствует полностью, отражение сравнительно мало и максимальная часть падающего излучения поглощается. Варьирование угла падения и химического потенциала приводит к перестройке спектров.

3. Для продольно намагниченной ФКС «феррит-диэлектрик» *впервые* продемонстрировано наличие частот  $\omega_l$ , на которых происходит «схлопывание» всех запрещенных зон в спектре собственных циркулярно поляризованных волн. В спектре

правополяризованных волн вблизи частоты магнитного резонанса  $\omega_H$  имеются особенности, связанные с соответствующей частотной зависимостью эффективной магнитной проницаемости  $\mu^+(\omega)$ . В спектре ТЕ волны полосовой доменной структуры показано существование одиночной разрешенной зоны в диапазоне между частотой резонанса и антирезонанса; с увеличением постоянной распространения эта зона сужается до одиночной линии, а ее частота стремится к частоте антирезонанса. В спектре ФКС «полупроводник-диэлектрик» внешнее поле приводит к сужению имеющихся зон пропускания и появлению новых зон по сравнению со спектром в отсутствие поля. При увеличении угла падения излучения на структуру границы всех зон с разной скоростью смещаются в область более высоких частот.

4. Дана классификация дефектов в одномерных ФКС. Показано, что в структуре, содержащей дефект инверсии с низким значением ДП, электрическое поле локализуется в центре дефектного слоя, а в центре ФЗЗ возникает узкая минизона пропускания (дефектная мода); у структур, содержащих дефект инверсии с высоким значением ДП, электрическое поле локализуется на границах дефектного слоя и дефектная мода оказывается значительно шире. В структурах, содержащих дефекты инверсии и внедрения, в области дефекта реализуется более высокая степень локализации волнового поля, чем в структурах с одним дефектом инверсии. В симметричной ФКС с дефектным слоем, ДП которого во много раз превосходит проницаемости слоев в зеркалах, возможен существенный спад коэффициента прохождения в ФЗЗ и вне ее. Для ФКС с магнитным дефектом продемонстрировано практически полное подавление дефектной моды для поляризационно-чувствительной ТЕ волны при совпадении частоты магнитного резонанса с частотной областью ФЗЗ.

5. Впервые показано, что к гигантскому увеличению угла фарадеевского вращения приводит наличие двойного дефекта (дефекта инверсии с меньшей ДП и дефекта внедрения). Для ФКС с дефектом замещения большие значения интенсивностного эффекта Керра  $\Delta_K = R(M) - R(0)$  ( $R(M)$  и  $R(0)$  – коэффициенты отражения от образца в намагниченном и размагниченном состояниях), существенно превышающие соответствующую величину для бездефектной структуры, наблюдаются в области дефектной минизоны. В центре минизоны имеет место смена знака интенсивностного МО эффекта. В случае интерференции встречных волн (ИВВ) при наклонном падении излучения на планарную структуру пленка-подложка управление интегральным тепловыделением и дополнительной интерференционной составляющей коэффициента поглощения  $D_{int} \cos \delta$  происходит за счет разности фаз  $\delta$  падающих на слой волн.

6. Впервые продемонстрировано искажение профиля гауссова импульса при отражении и прохождении через ФКС без дефекта, определяемое дисперсией среды вблизи несущей частоты импульса, временным фазовым сдвигом и влиянием ближайших границ раздела. Для импульсов малой длительности возможно разделение на несколько сигналов различной интенсивности. В области запрещенной зоны ФКС с дефектом инверсии вдали от ее краёв и дефектной моды можно осуществить волноводное распространение импульсов практически без деформаций профиля. На краях ФЗЗ в районе первого минимума происходит резкий спад коэффициента отражения и быстрое возрастание величины временного сдвига  $\Delta\tau$  (аналог сдвига Гооса-Хенхен). Для импульсов малой длительности доля этих «отстающих» компонент в спектре может быть велика, что приводит к деформации импульса вплоть до его раздвоения.

7. Впервые выявлено, что максимумы отклика магнитного момента системы анизотропных наночастиц на импульс поля разбивают область значений длительности

и амплитуды импульса на чередующиеся интервалы, отвечающие перемагничиванию или отсутствию перемагничивания наночастицы. Чем ближе под действием импульса поля магнитный момент оказывается к перпендикулярному относительно оси анизотропии направлению, тем продолжительнее магнитный момент прецессирует под действием поля анизотропии либо к исходному направлению, либо к противоположному. Продемонстрировано, что для системы двух дипольно связанных наночастиц с противоположным направлением магнитных моментов в исходном состоянии при подборе продолжительности и/или амплитуды импульса возможно перемагничивание только одного или только другого диполя (при этом магнитный момент системы меняется с 0 на  $\pm 2$ ), либо перемагничивание обоих диполей (магнитный момент сохраняется).

**Практическая значимость** диссертации заключается в следующем:

1. Благодаря полевым зависимостям эффективных материальных параметров, исследуемые магнитоактивные мелкослоистые структуры и ФКС на их основе перспективны для многих практических применений (например, при создании различных оптоэлектронных устройств, линий передачи, поляризационных и частотных фильтров, модуляторов, замедляющих структур). Знание эффективных параметров дает возможность создания сред с отрицательными показателями преломления. Нанокompозитные пленки могут быть использованы в качестве просветляющих покрытий или могут выступать в роли дихроичных поляризаторов, поглощая одну из компонент светового поля падающей волны. В спектре пленки металлодиэлектрического нанокompозита вблизи плазмонного резонанса имеется область частот, в которой пропускание отсутствует, что позволяет использовать такую пленку в качестве частотного фильтра.

Графеновые ФКС, один слой периода которых представляет собой эффективную графеновую среду, в частотных спектрах имеют как области полного отражения, так и области полного поглощения излучения, что позволяет использовать данные структуры в качестве эффективных отражателей и поглотителей излучения.

2. Наличие в спектре ФКС «магнетик-полупроводник» зон пропускания и непропускания, с шириной и положением зависящими от величины внешнего подмагничивающего поля, позволяет эффективно управлять параметрами распространяющихся волн с ортогональной поляризацией в неперекрывающихся частотных диапазонах. Выявленные особенности волновых характеристик магнитоактивных ФКС могут быть использованы при создании на их основе различных устройств управления излучением как СВЧ, так и оптического диапазона - таких как модуляторы, фильтры, переключатели, изоляторы и др.

3. Максимальное удельное вращение  $\theta_d$  плоскости поляризации прошедшего излучения (эффект Фарадея) достигается в ФКС при формировании симметричной резонаторной структуры  $(N_1 N_2)^a M (N_2 N_1)^a$  путем сочетания двух типов дефектов (дефекта инверсии с меньшим показателем преломления и магнитоактивным дефектом внедрения). Предложена полезная модель, относящаяся к оптоэлектронике и позволяющая существенно усилить эффект Фарадея как путем увеличения толщины магнитоактивного слоя, так и симметричным увеличением количества периодов в ФК-зеркала. При формировании дефекта замещения в фотонной структуре можно получить значения интенсивностного эффекта  $\Delta_K = R(M) - R(0)$  ( $R(M)$  и  $R(0)$  – коэффициенты отражения от образца в намагниченном и размагниченном состояниях), существенно превышающие соответствующую величину для бездефектной структуры в области дефектной минизоны. В центре минизоны имеет место смена знака интенсивностного МО эффекта.

При наклонном падении излучения в геометрии ИВВ для структуры пленка-подложка можно реализовать просветление в более широком интервале углов падения, чем для однородного слоя; при этом можно подобрать такие параметры, что коэффициент модуляции потока энергии практически не будет зависеть как от толщины пленки, так и от угла падения.

4. На бездефектных ФКС эффективно реализуется управление импульсным излучением. Так, в области фотонной запрещенной зоны вдали от ее краев световой импульс отражается практически без деформации его огибающей. Подбором количества слоев ФКС, их оптических характеристик и толщины, а также угла падения можно осуществлять необходимую настройку для импульсов с заданной длительностью и несущей частотой. ФКС с одним дефектом инверсии является перспективным элементом управления и модификации временного профиля импульса при отражении и прохождении через структуру. При точной настройке несущей частоты на дефектную моду наиболее заметна трансформация для отраженных импульсов, тогда как для прошедших импульсов наблюдается незначительная модификация огибающей. При смещении несущей частоты от центра дефектной моды существенную модификацию испытывают импульсы малой длительности.

5. Для наноячейки, состоящей из двух наночастиц с различной по величине одноосной анизотропией, характерна мультистабильность (с четырьмя равновесными состояниями). Ее отклик на импульсное воздействие существенно зависит от параметров импульса магнитного поля. При противоположной исходной ориентации диполей в зависимости от величины амплитуды и/или длительности импульса может быть осуществлено перемагничивание только одного из двух диполей (первого или второго), перемагничивание сразу двух диполей, в этих случаях суммарный магнитный момент изменяется и переходит от нулевого значения к значению  $\pm 2$ . Указанный тип наноячеек (с антиферромагнитной связью) может быть использован при создании трех-четырёх уровней элементов памяти.

**Методы исследования.** Для реализации поставленных исследовательских задач были использованы как феноменологические, так и микроскопические подходы. При исследованиях эффективных материальных параметров применялся метод эффективной среды, когда поля записывались усредненными по периоду решетки; при теоретических исследованиях одномерных ФК были использованы методы матриц переноса ( $2 \times 2$ ) и ( $4 \times 4$ ), которые связывают амплитуды магнитного и электрического полей в точках, отстоящих друг от друга на один период; при возведении матрицы в  $n$ -ую степень применялась теорема Абелеса. При численном решении системы дифференциальных уравнений Ландау-Лифшица использовался метод Рунге-Кутты 4-го порядка.

#### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Плоскостная структура, составленная из слоев магнетика и полупроводника, представляет собой двухосный бигиротропный кристалл, в котором собственные волны ТЕ-типа управляются магнитным полем в СВЧ диапазоне, а волны ТМ-типа в ИК диапазоне. В мелкоосистой структуре магнетик-полупроводник при поперечной геометрии наблюдения ферромагнитного резонанса имеет место сдвиг резонансной частоты по сравнению с резонансной частотой массивного ферромагнитного образца; в продольной геометрии сдвиг резонансной частоты отсутствует. Для поверхностных волн на границе «эффективная гиротропная среда – вакуум» невзаимный характер распространения приводит к односторонней прозрачности.

2. Максимальное значение коэффициента отражения для пленки нанокompозита лежит в области отрицательности действительной части эффективной ДП и при увеличении толщины пленки частотная область сильного поглощения расширяется; уменьшение размеров включений и постоянной объемной доли ведет к расширению частотной области, на которой поглощение максимально. Существование ПП на границе поглощающей НКС и усиливающего диэлектрика возможно в области плазмонного резонанса при отрицательности действительной части ДП нанокompозита. Использование усиливающего диэлектрика сужает область замедления ПП и позволяет управлять их волновыми характеристиками.

3. В спектре ФКС «полупроводник — диэлектрик» увеличение внешнего магнитного поля приводит к сужению одних и расширению других имеющихся запрещенных зон и зон пропускания, а также к появлению новых запрещенных зон по сравнению со спектром в отсутствие поля. При увеличении угла падения волны на структуру наблюдается появление новых зон, их расширение и смещение в область более высоких частот. В спектрах ФКС, где один слой периода представляет собой эффективную графеновую среду, появляются области, в которых прохождение отсутствует полностью, отражение сравнительно мало и максимальная часть падающего излучения поглощается. Варьированием угла падения и значением химического потенциала можно перестраивать спектры прохождения и поглощения.

4. Максимум пропускания на частоте дефектной моды в ФКС со слоями равной оптической толщины всегда располагается в центре ФЗЗ. Дефект инверсии  $(M)^5(\overline{M})^5$  с низким значением ДП локализует волновое электрическое поле в центре дефектного слоя, а спектр имеет узкую минизону пропускания. Дефект инверсии  $(\overline{M})^5(M)^5$  с высоким значением ДП локализует волновое электрическое поле на границах дефектного слоя, а спектр имеет более широкую минизону. В структурах  $(M)^5D(\overline{M})^5$  и  $(\overline{M})^5D(M)^5$  со значением ДП дефектного слоя, во много раз превосходящим ДП слоев в зеркалах, возможен существенный спад коэффициента прохождения не только в ФЗЗ, но и вне ее. В такой структуре возможно управление положением пика пропускания дефектной моды с помощью внешнего электрического поля и температуры. В структурах типа резонатора Фабри-Перо с магнитным дефектом и диэлектрическими ФК-зеркалами  $(M)^5D(\overline{M})^5$  и  $(\overline{M})^5D(M)^5$  показано практически полное подавление дефектной моды в фотонном спектре для поляризационно-чувствительной ТЕ волны при совпадении частоты магнитного резонанса с частотой дефектной моды в одной из фотонных зон.

5. Угол поворота плоскости поляризации (фарадеевское вращение) оказывается максимальным в структурах с симметричными брэгговскими зеркалами; к гигантскому увеличению угла фарадеевского вращения приводит наличие двух дефектов (инверсии с меньшей ДП и внедрения). При наклонном падении встречных волн на структуру пленка-подложка управление интегральным тепловыделением и дополнительной интерференционной составляющей коэффициента поглощения  $D_{int} \cos \delta$  происходит за счет разности фаз  $\delta$  падающих на слой волн.

6. В области ФЗЗ вдали от ее краев световой гауссов импульс отражается практически без деформации его временной огибающей. На краях ФЗЗ и в области разрешенных зон отраженный импульс даже при нормальном падении уширяется и сдвигается в положительную сторону вдоль временной оси. При нормальном падении импульса на ФКС с дефектом прошедший и отраженный импульсы могут испытывать не только уширение и сдвиг вдоль временной оси, но и существенную деформацию своего профиля. На краях ФЗЗ в районе первого минимума происходит резкий спад коэффициента отражения

и быстрое возрастание величины временного сдвига  $\Delta\tau$  (аналог сдвига Гооса-Хенхен). Для импульсов малой длительности доля этих «отстающих» компонент в спектре может быть велика, что приводит к деформации импульса вплоть до его раздвоения.

7. Продолжительность отклика, а также реализация перемагничивания определяются положением магнитного момента относительно оси анизотропии при прекращении действия импульса. Чем ближе магнитный момент к направлению, перпендикулярному оси анизотропии, тем продолжительнее оказывается прецессия под действием поля анизотропии либо к исходному направлению, либо к противоположному. Так, для ячейки из двух наночастиц продолжительность прецессионной динамики отклика суммарного магнитного момента увеличивается более, чем на порядок, если параметры импульса близки к границе между двумя областями диаграммы перемагничивания/неперемагничивания.

**Достоверность** результатов заключается в соответствии выводов, сделанных в работе на основе представленных теоретических моделей и проведенного моделирования результатам моделирования и экспериментальным данным, полученных другими авторами. В нашей научной группе разработано оригинальное программное обеспечение, использование общеизвестных методов потребовало высокой степени профессионализма в их адаптации к решению поставленных задач.

**Апробация работы.** Полученные результаты представлены в виде научных статей на мировом уровне и опубликованы в рецензируемых журналах из списка ВАК «Физика волновых процессов и радиотехнические системы», «Известия Самарского научного центра Российской академии наук», и индексируемых в Web of Science или Scopus: «Physical Review B», «Optics Communications», «Superlattices and Microstructures», «Journal of Magnetism and Magnetic Materials», «The European Physical Journal Applied Physics», «Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications», «Progress In Electromagnetics Research M», «Comptes Rendus Physique», «Applied Surface Science», «ЖЭТФ», «Оптика и Спектроскопия». Материалы диссертации докладывались на всероссийских и международных конференциях в Москве, С.-Петербурге, Казани, Самаре, Саранске, Астрахане и Ульяновске.

**Личный вклад.** Изложенные в диссертационной работе результаты получены автором лично и в соавторстве с коллегами. Автор принимал активное участие в постановке задач и обсуждении результатов вместе с научным консультантом - профессором кафедры радиофизики и электроники УлГУ Семенцовым Д.И. Разработка теоретических моделей приведенных задач и представленные на их основе результаты получены автором самостоятельно.

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 40 научных работах: 32 из которых изданы в журналах, индексируемых Web of Science или Scopus, 5 – в журналах из списка ВАК, индексируемых в РИНЦ, и 3 – патента.

## Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках диссертационной работы, формулируется цель и круг решаемых задач, обосновывается научная новизна и практическая значимость работы.

В **первой главе** проводится обзор имеющихся литературных данных по исследованию физических свойств рассматриваемых в работе мелкослоистых периодических, фотонно-кристаллических и диполь-решеточных структур, математических подходов к

описанию их структурных, волновых и динамических свойств, а также возможностей их использования.

Во **второй главе** в длинноволновом приближении (приближении мелкослоистости или эффективной среды) рассмотрены дисперсионные и волновые свойства активных мелкослоистых периодических структур и нанокompозитных сред. В разделе **2.1** для основных ориентаций оси периодичности МПС, подмагничивающего поля и волнового вектора получены дисперсионные соотношения и выражения для эффективных материальных параметров, определяющих эффективный показатель преломления среды  $N = \sqrt{\varepsilon_{ef}\mu_{ef}}$ , проведен анализ резонансного поведения таких сред. Задание ориентации поля  $\mathbf{H}_0$  по отношению к оси периодичности структуры (ее направление задает орт  $\mathbf{n}$ ) и направлению распространения волны, определяемого константой распространения  $\beta$  (рис.2) позволяет классифицировать физически различимые типы распространения волн в МПС. Это прежде всего поперечное распространение (тип **T**), когда вектор  $\beta$

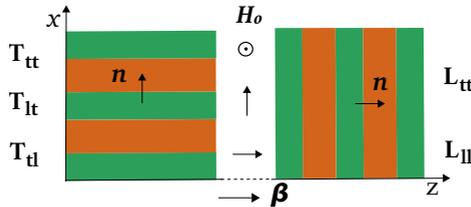


Рис. 2. Геометрия распространения и типы волн в МПС

лежит в плоскости слоев, т.е.  $\beta \perp \mathbf{n}$ . С учетом возможной ориентации магнитного поля в этом случае имеем три основных типа распространения: **T<sub>tl</sub>**, когда  $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{n}$ ,  $\mathbf{H}_0 \parallel \beta$ ; **T<sub>tt</sub>**, когда  $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{n}$ ,  $\mathbf{H}_0 \perp \beta$  и **T<sub>lt</sub>**, когда  $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{n}$ ,  $\mathbf{H}_0 \perp \beta$ . Здесь первый индекс указывает ориентацию магнитного поля по отношению к оси симметрии структуры, а второй – по отношению к волновому вектору.

К основному, часто используемому в эксперименте, относится также продольное распространение (тип **L**), когда  $\beta \parallel \mathbf{n}$ . С учетом ориентации магнитного поля имеем два случая: **L<sub>ll</sub>**, когда  $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{n}$ ,  $\mathbf{H}_0 \parallel \beta$ , и **L<sub>tt</sub>** когда  $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{n}$ ,  $\mathbf{H}_0 \perp \beta$ . В указанной геометрии при продольном подмагничивании (случай **L<sub>ll</sub>**) нормальными волнами являются две волны, у которых поперечные компоненты волнового поля имеют встречную круговую поляризацию, а продольные компоненты равны нулю. При поперечном подмагничивании (случай **L<sub>tt</sub>**) нормальными волнами являются две линейно поляризованные в ортогональных плоскостях волны, каждая из которых имеет по три компоненты поля. Варьирование направлений распространения и внешнего магнитного поля относительно оси симметрии структуры приводит к большому разнообразию волновых характеристик, которые могут проявляться в магнитоактивных МПС.

Для двух случаев распространения **L<sub>tt</sub>** и **T<sub>tt</sub>** рассмотрена одномерная МПС, состоящая из чередующихся слоев ферромагнетика (железо-иттриевый гранат –  $Y_3Fe_5O_{12}$ ) толщиной  $l_f$  с тензорными параметрами  $\hat{\mu}_f$  и  $\hat{\varepsilon}_f$ , и слоёв полупроводника (антимонид индия –  $InSb$ ) толщиной  $l_s$  с тензорными параметрами  $\hat{\varepsilon}_s$  и  $\hat{\mu}_s$ . По методу С.М. Рытова в приближении тонких слоёв, т.е. при  $\nu_f l_f \ll 1$  и  $\nu_s l_s \ll 1$  (где  $\nu_f$  и  $\nu_s$  константы распространения в слоях) получены эффективные ДП и МП, характеризующие слоистую среду при данных геометриях распространения волны. Например, эффективная

МП для  $TE$ -волны в случае  $\mathbf{L}_{tt}$ :

$$\mu_{ef} = \bar{\mu}(1 - i\Delta), \quad \Delta = \frac{k_0 l_s l_f (\varepsilon_0 \mu_{\perp} - \varepsilon_f \mu_s)}{2\sqrt{3\varepsilon} \bar{\mu} L}. \quad (1)$$

Эффективная МП для  $TE$ -волны в случае  $\mathbf{T}_{tt}$ :

$$\mu_{ef} = \tilde{\mu} \left[ 1 + \left( \frac{\tilde{\mu}}{\mu_{\perp}} - \frac{\tilde{\mu}}{\mu_s} \right) \Delta \right], \quad \Delta = \frac{k_0^2 l_s^2 l_f^2}{6\sqrt{3} L^2} \frac{\bar{\mu} \tilde{\mu}}{\mu_s \mu_{\perp}} (\varepsilon_0 \mu_s - \varepsilon_f \mu_{\perp}), \quad (2)$$

Здесь введены усредненные по слоистой структуре параметры:  $\mu_{\perp} = \mu - \mu_a^2/\mu$ ,  $\bar{\mu} = \frac{\mu_s \theta + \mu_{\perp}}{\theta + 1}$ ,  $\frac{1}{\tilde{\mu}} = \frac{1}{\theta + 1} \left( \frac{\theta}{\mu_s} + \frac{1}{\mu_f} \right)$ ,  $\mu_f = \mu - \frac{\mu_a^2}{\mu + \theta \mu_a}$ , где параметр  $\theta = l_s/l_f$ . При этом константа распространения  $\beta = k_0 N_{ef}$ , где  $N_{ef} = \sqrt{\varepsilon_{ef} \mu_{ef}}$ . На рис.3 представ-

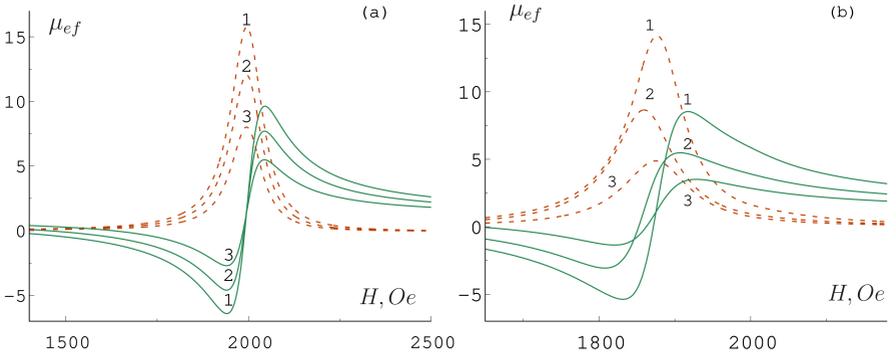


Рис. 3. Полевая зависимость действительной и мнимой (сплошная и пунктирная линии) частей эффективной магнитной проницаемости мелкослойной среды для  $TE$  волн ((a) случай  $\mathbf{L}_{tt}$ ) и ((b) случай  $\mathbf{T}_{tt}$ ) при  $\theta = 0.5; 1; 2$  (кривые 1-3), период структуры  $L = 0.5 \text{ mm}$ .

лена полевая зависимость действительной и мнимой (сплошная и пунктирная линии) частей эффективной магнитной проницаемости для  $TE$  волн в случае геометрии  $\mathbf{L}_{tt}$  (a) и  $\mathbf{T}_{tt}$  (b) при значениях параметра  $\theta = 0.5; 1; 2$  (кривые 1-3). На рисунке (a) видно, что для эффективной проницаемости существует одно значение резонансного поля  $H_0 = (\sqrt{4\omega_0^2 + \omega_M^2} - \omega_M)/2\gamma = 2000 \text{ Oe}$  и три значения антирезонансного поля, когда действительная часть эффективной магнитной проницаемости равна нулю. На рисунке (b) при значении поля  $H = 1859.6 \text{ Oe}$  имеет место резонанс эффективной проницаемости  $\mu_{ef}$  для значения  $\theta = 1$ . При значениях структурного параметра  $\theta = 0.5; 2.0$  резонанс  $\mu_{ef}$  наблюдается при значении подмагничивающего поля  $H = 1875.5 \text{ Oe}$ . Таким образом, в мелкослойной структуре магнетик-полупроводник при наблюдении ферромагнитного резонанса имеет место сдвиг резонансной частоты по сравнению с резонансной частотой массивного ферромагнитного образца.

Рассмотрим случай распространения поверхностной волны вдоль границы раздела эффективной среды и вакуума (вдоль оси  $OZ$ ). Вид полученных компонент тензора эффективной МП и ДП для мелкослойной структуры, состоящей из слоев ферромагнетика и полупроводника, позволяет считать её двухосным бигиротропным кристаллом.

В геометрии  $T_{tt}$  решение уравнений Максвелла для каждой из сред с учетом вида материальных параметров приводит к двум собственным волнам: ТЕ с компонентами полей  $(H_x, E_y, H_z)$  и ТМ с компонентами  $(E_x, H_y, E_z)$ . Отличные от нуля тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей для поверхностной волны ТЕ типа следующим образом зависят от координат:

$$(E_y, H_z) \propto \exp(-i\beta z) \begin{cases} \exp(-q_1 x), & x > 0, \\ \exp(q_0 x), & x < 0. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь  $\beta$  – продольная компонента волнового вектора (константа распространения),  $q_1^2 = \beta^2 \mu_{zz} / \mu_{xx} - k_0^2 \varepsilon_{zz} \mu_{\perp}^{(x)}$  и  $q_0^2 = \beta^2 - k_0^2$  – поперечные компоненты волнового вектора в слоистой среде и в вакууме. С учетом непрерывности тангенциальных составляющих волнового поля на границе раздела сред (при  $x = 0$ ) получаем дисперсионное уравнение для поверхностных волн ТЕ типа:

$$i\beta \frac{\mu_{zx}}{\mu_{xx}} + \sqrt{\beta^2 \frac{\mu_{zz}}{\mu_{xx}} - k_0^2 \mu_{\perp}^{(x)}} \varepsilon_{yy} + \mu_{\perp}^{(x)} \sqrt{\beta^2 - k_0^2} = 0. \quad (4)$$

При  $\theta \rightarrow \infty$  среда в области  $x > 0$  становится полностью ферромагнитной и уравнение (4) описывает управляемые внешним магнитным полем поверхностные магнитные поляритоны в магнитных диэлектриках.

Полученное дисперсионное соотношение содержит слагаемые, линейные по константе распространения, что указывает на невязимый характер процесса распространения поверхностных волн в исследуемой структуре т.е.  $\omega(-\beta) \neq \omega(\beta)$ . Такая спектральная асимметрия дает множество интересных явлений, в частности, одностороннюю прозрачность, когда эффективная бигиротропная среда совершенно прозрачна для волны с частотой  $\omega$ , распространяющейся в прямом направлении «замораживает» излучение той же длины волны, распространяющейся в противоположном направлении. На рис.4 представлена зависимость  $\omega(\beta)$ , являющаяся решением дисперсионного уравнения (4) для волны ТЕ типа. Пунктирные линии 1 являются решением уравнения  $q_0 = 0$  и определяются зависимостями  $\omega = \pm c\beta$ . Пунктирные линии 2 являются решением уравнения

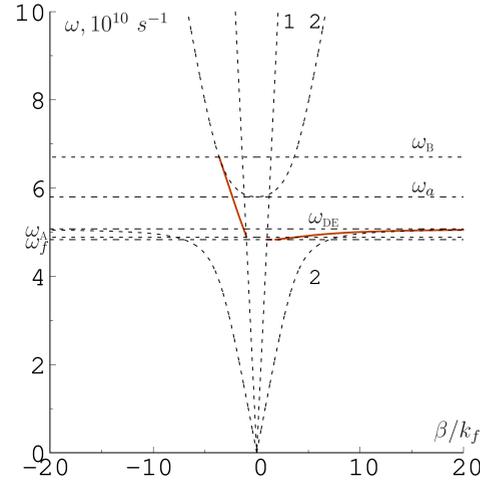


Рис. 4. Дисперсионная зависимость для ТЕ-волн, решение уравнения (4).

ются зависимостями  $\omega = \pm c\beta$ . Пунктирные линии 2 являются решением уравнения  $q_1 = 0$  и определяются зависимостью  $\omega = \beta c \sqrt{\varepsilon_{yy} \mu_{\perp}^{(x)}}$ . На частоте ферромагнитного резонанса  $\omega_f = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$  константа распространения  $k_f = \omega_f/c$ , а глубина проникновения поверхностной волны в слоистую среду с эффективными параметрами минимальна. На частоте антирезонанса глубина проникновения достигает своего максимального значения. Частота Даймона-Эшбаха для эффективной среды не зависит от параметра  $\theta$  и, как и для массивного образца,  $\omega_{DE} = \omega_H + \omega_M/2 = 5.07 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ .

Решение уравнения (4) при условии  $q_0 = 0$  приводит к двум частотам, одна из которых совпадает с частотой антирезонанса, другая  $\omega_A = 3.488 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ , а при условии  $q_1 = 0$  приводит к частоте  $\omega_B = 6.70 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ . Решение в области  $\beta < 0$  находится между частотами  $\omega_A$  и  $\omega_B$ , решением также является значение  $\omega = \omega_a$ , а в интервале между асимптотами 1 и 2  $\omega = \omega_f$ . В области  $\beta > 0$  решение дисперсионного соотношения находится между частотами  $\omega_f$  и  $\omega_{DE}$ , а также решением является значение  $\omega = \omega_f$  в интервале между асимптотами 1 и 2.

Проведенный анализ показал, что для ТЕ волн управление возможно в СВЧ диапазоне, а для ТМ волн – в ИК диапазоне. Подобные искусственные структуры имеют перспективные направления практического использования. Диапазоны существования решений в ограниченных областях частот могут варьироваться с помощью внешнего магнитного поля, что является существенным при создании, например, магнитооптического блоховского модулятора.

В разделе **2.2** исследуются особенности спектров отражения, прохождения и поглощения для тонкого слоя из НКС со сферической формой металлических нановключений (материал матрицы  $SiO_2$  с  $\epsilon_m = 2.25$ , материал наночастиц – серебро с  $\epsilon_0 = 5$ ) и характеристики поверхностной волны на границе раздела НКС и изотропного усиливающего диэлектрика. Для записи ДП металлических включений используется приближение Друде с учетом поглощения и размера наночастиц. Наличие диссипации в НКС существенно влияет на ее оптические спектры. Для описания оптических свойств подобной структуры в работе используется эффективная ДП, полученная в рамках приближения эффективной среды. На рис.5 представлена частотная зависимость коэффициента погло-

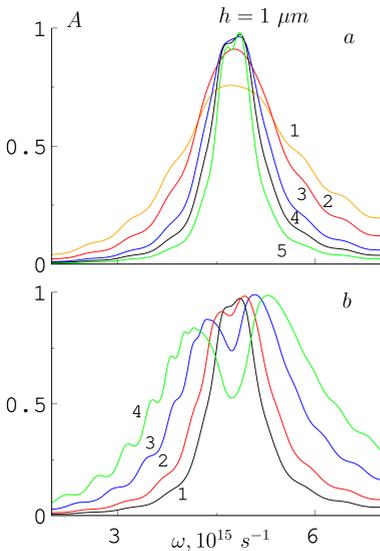


Рис. 5. Частотная зависимость поглощения:  $h = 1 \mu m$ ,  $\eta = 0.01$ ,  $a = (1, 2, 5, 10, 30) \text{ nm}$  (кривые 1 – 5, а),  $a = 10 \text{ nm}$ ,  $\eta = 0.01, 0.02, 0.05, 0.1$  (кривые 1 – 4, б).

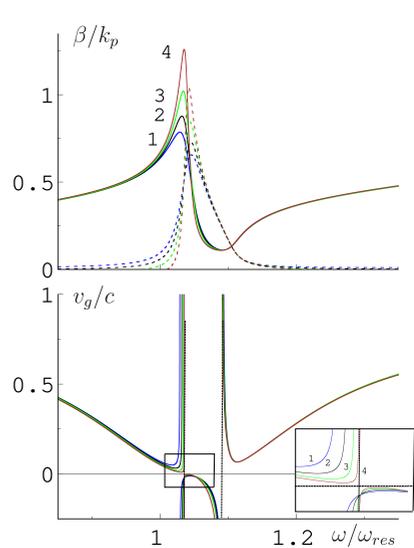


Рис. 6. Частотная зависимость константы распространения и групповой скорости;  $\epsilon_d = 4.5, \epsilon_d = 0.55, 0, -0.55, -1.1$  (кривые 1-4)

щения для пленки толщиной  $h = 1 \mu\text{m}$  при следующих значениях параметров:  $\eta = 0.01$ ,  $a = (1, 2, 5, 10, 30) \text{ nm}$  (а, кривые 1 – 5) и  $a = 10 \text{ nm}$ ,  $\eta = 0.01, 0.02, 0.05, 0.1$  (б, кривые 1 – 4). При фиксированном значении параметра  $\eta$  с увеличением размера наночастиц форма линии поглощения становится более узкой, а значение поглощения максимальным. При фиксированном размере наночастиц с увеличением доли включений на резонансной частоте поглощение уменьшается, а частота максимума поглощения смещается в область более высоких частот. Для значений  $\eta = 0.1$  и  $a = 10 \text{ nm}$  имеется область почти полного поглощения. При уменьшении доли включений – эта область становится меньше и смещается в сторону более низких частот. Наличие металлических нановключений приводит к резонансной зависимости эффективной ДП и к наличию поглощения в НКС, последнее в свою очередь существенно ограничивает длину пробега поверхностного плазмон-поляритона (ПП). Для частичной компенсации поглощения в структуре целесообразно использовать усиливающий диэлектрик, в котором в результате накачки формируется инверсия населенности активных уровней. ДП диэлектрика будем считать комплексной величиной ( $\epsilon_d = \epsilon'_d - i\epsilon''_d$ ), не зависящей от частоты в исследуемом частотном диапазоне. Положительный знак величины  $\epsilon''_d$  приводит к поглощению излучения в среде, отрицательный – к усилению. Для реализации усиливающей среды необходимо прозрачный диэлектрик (например,  $\text{SiO}_2$ ) легировать редкоземельными активными ионами (например, ионами неодима или эрбия).

На рис.6 представлены частотные зависимости действительной и мнимой частей нормированной константы распространения ( $k_p = \omega_p/c$ ,  $\omega_p = 1.37 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$  – плазменная частота) и групповой скорости при значениях комплексной диэлектрической проницаемости диэлектрика  $\epsilon'_d = 4.5$ ,  $\epsilon''_d = 0.55, 0, -0.55, -1.1$  (кривые 1-4). Резонансам эффективной ДП нанокompозита отвечают резонансы константы распространения.

Наличие потерь и усиления в структуре приводит к конечному значению константы распространения. При переходе от затухания к усилению значение константы распространения увеличивается, а частотный интервал существования  $\beta''$  сужается. Поверхностные и объемные плазмон-поляритонные волны описываются частями одной непрерывной кривой и представляют единое волновое образование. При учете потерь, т.е. в области плазмонного резонанса, для групповой скорости необходимо использовать определение  $v_g = (d\beta'/d\omega)^{-1}$ . В области плазмонного резонанса происходит замедление ПП. Наиболее существенно замедление проявляется на участках максимального роста величины  $\beta'(\omega)$  (т.е. максимальной производной  $d\beta'/d\omega$ ). На этих участках групповая скорость оказывается на порядок меньше скорости света в вакууме. В области отрицательности производной  $d\beta'/d\omega$  групповая скорость также становится отрицательной, что указывает на формирование обратной поверхностной волны в указанной области.

В этом разделе исследовано влияние знака и величины мнимой части ДП диэлектрика на дисперсионные зависимости, глубину залегания и длину пробега ПП, энергетические потоки в граничащих средах, также проведенный анализ указывает на возможность управления дисперсионными характеристиками ПП за счет использования

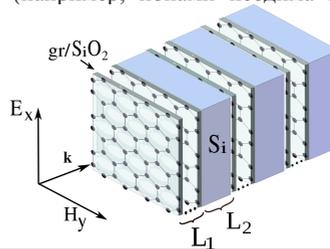


Рис. 7. ФКС на основе эффективной графеновой среды.

усиливающего диэлектрика. Наличие усиления значительно сужает область замедления ПП, что может быть полезно при создании оптических резонаторов и других устройств управления излучением оптического и ИК диапазонов.

В разделе 2.3 рассмотрены оптические свойства одномерного фотонного кристалла, состоящего из чередующихся слоев эффективной графеновой среды  $gr/SiO_2$  и чистого кремния  $Si$  (рис.7). Исследуется поведение поглощения излучения в зависимости от химического потенциала  $\mu$  и от отношения слоев в периоде структуры. В такой структуре наблюдаются частоты, на которых коэффициент отражения или прохождения практически отсутствует, а коэффициент поглощения максимален. Обсуждается возможность использования такой структуры в качестве поглотителя излучения. А также анализируется характер распространения волноводных мод в планарной структуре, в которой мелкослоистая среда, составленная из чередующихся слоев графена и диэлектрика, ограничена двумя слоями графена. Для волноводных мод ТЕ типа получены и проанализированы дисперсионные соотношения, построены распределения волнового поля в структуре, найдены групповые и фазовые скорости мод.

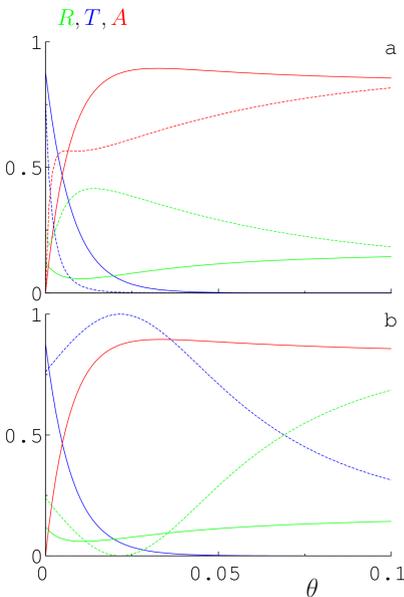


Рис. 8. Зависимость коэффициентов отражения, прохождения и поглощения (зеленая, синяя и красная линии) структуры  $(graphene - SiO_2/Si)^{20}$  от параметра:  $\theta$ ,  $\mu = (0.2; 0.6)eV$  (a, b),  $\omega/\omega_\mu = 56.9; 40.1$  (сплошная и пунктирная линии).

На рис.8 приведены зависимости энергетических коэффициентов от параметра  $\theta = d_{SiO_2}/d_{gr}$  для  $\mu = (0.2; 0.6)eV$  (a, b) на двух частотах  $\omega/\omega_\mu = 56.9; 40.1$  (сплошная и пунктирная линии), где  $\omega_\mu = 2\mu/\hbar$ , толщина слоя ( $graphene - SiO_2$ )  $L_1 = 0.2 \mu m$  и  $Si$   $L_2 = 0.25 \mu m$ . Первая частота взята из края запрещенной зоны, вторая из разрешенной зоны. В области, где нет поглощения, прохождение может быть максимальным в отсутствие отражения. Когда в спектре появляется поглощение, прохождение исчезает, а отражение принимает значения  $R < 0.5$ . Наличие в ФКС эффективной графеновой среды приводит к существенной зависимости характера спектров от химического потенциала графена. Варьирование параметрами  $\mu$  и  $\theta$  позволяет осуществлять перестройку фотонных спектров, изменяя в широких пределах прохождение и поглощение падающего на структуру излучения. В частности, в спектрах появляются области, на которых прохождение отсутствует полностью, отражение сравнительно мало и максимальная часть падающего излучения поглощается. На диаграммах

в соответствующих частотных интервалах присутствуют как области полного отражения, так и области полного поглощения излучения, что позволяет использовать данную структуру в качестве эффективных отражателя и поглотителя излучения. Формирование ФКС на основе эффективной графеновой среды позволяет не только управлять

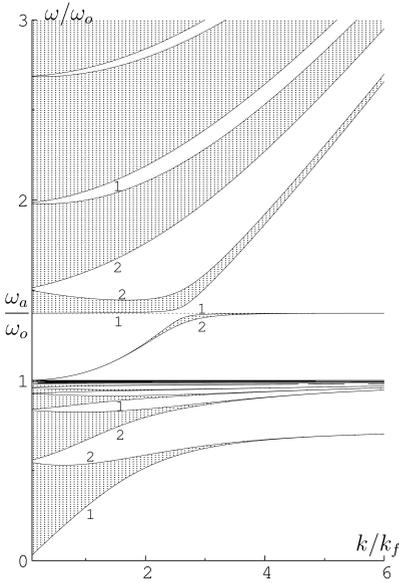


Рис. 9. Зависимость нормированной частоты  $\omega/\omega_o$  от нормированной константы распространения  $k/k_f$  фотонным спектром и шириной ФЗЗ за счет изменения параметров структуры, числа периодов, химпотенциала, но и использовать ее в качестве спектрально чувствительного фильтра или поглотителя излучения.

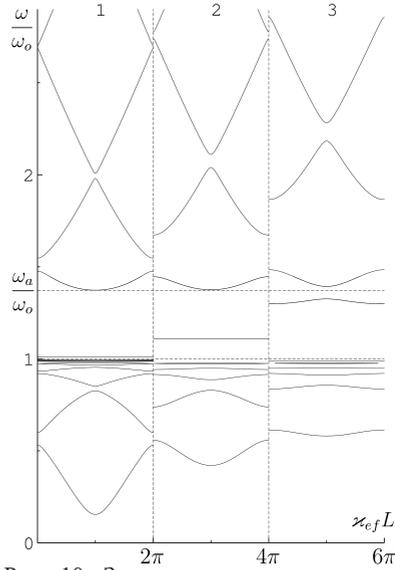


Рис. 10. Зависимость частоты волны в структуре от блоховского параметра  $\kappa_{ef}L$  для  $k/k_f = 0.5, 1.5, 2.5$  (области 1 – 3).

Основные результаты второй главы опубликованы в работах [1 – 8, 38].

**Третья глава** посвящена свойствам одномерных ФКС без нарушения периодичности. В разделе **3.1** исследованы селективные и волноводные свойства периодической волноведущей структуры, состоящей из чередующихся плоско-слоистых доменов ферромагнитного диэлектрика с противоположной ориентацией магнитных моментов (геометрия  $\mathbf{T}_{tt}$ , материал  $Y_3Fe_5O_{12}$ ). Все слой-домены обладают одинаковыми материальными параметрами и толщиной. На рис. 9 показана зависимость нормированной частоты  $\omega/\omega_o$  от нормированной константы распространения  $k/k_f$  (продольная компонента), которая отражает зонный характер спектра периодической структуры с  $L_1 = 6 \text{ mm}$ ,  $L_2 = 4 \text{ mm}$ ;  $k_f = \omega_o/c = 1.62 \text{ cm}^{-1}$ , где  $\omega_o = 4.83 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$  частота ферромагнитного резонанса. Решениям с условием  $\cos \kappa_{ef}L = 1$  отвечают кривые 1, а решениям  $\cos \kappa_{ef}L = -1$  отвечают кривые 2; эти кривые ограничивают зоны прохождения (заштрихованные области), т.е. где  $\kappa_{ef}$  имеет действительные значения. Полученные кривые являются границами разрешенных и запрещенных зон. Ширина этих зон сильно зависит от постоянной распространения. При ее увеличении ширина разрешенных зон, соответствующих объемным модам, уменьшается. Зоны, расположенные в области  $\omega < \omega_o$ , уменьшаются с ростом  $k$  достаточно быстро, тогда как для зон в области  $\omega > \omega_a$  это уменьшение менее заметно, где  $\omega_a = 6.63 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$  – антирезонансная частота. В интервале  $\omega_o < \omega < \omega_a$  найдена одиночная узкая зона, соответствующая поверхностной моде. Положение и ширина этой моды меняются с ростом  $k$ : если  $k \ll k_f$  положение этой зоны будет совпадать по частоте с  $\omega_o$ , а если

$k \gg k_f$ , приближается к ферромагнитной антирезонансной частоте. При больших и малых  $k$  такая зона выглядит как самостоятельный отдельный уровень. Расщепление зоны становится заметно при  $k \simeq 3k_f$ . На рис. 10 для трех значений нормированной константы распространения  $k/k_f = 0.5, 1.5, 2.5$  (области 1 – 3) построена частотная зависимость волны в структуре от блоховского параметра  $\kappa_{ef}$  (поперечная компонента волнового вектора), демонстрирующая зонный вид спектра для коллективных электромагнитных волн в структуре. Спектр имеет периодический характер по блоховскому волновому числу с периодом  $2\pi/L$ . Для каждого из трех значений  $k$  зависимость  $\omega(\kappa_{ef})$  представлена на интервале величин  $\kappa_{ef}$ , принадлежащих к одной из зон Бриллюэна. Разрешенные зоны, где возможно распространение коллективных объемных и поверхностных электромагнитных волн, находятся между значениями частоты, отвечающими значениям блоховского волнового числа  $\kappa_{ef} = 2\pi n/L$  и  $\kappa_{ef} = \pi(2n - 1)/L$ , где  $n = 0, 1, 2, \dots$  При условии  $\omega < \omega_o$  когда значение частоты возрастает можно наблюдать сгущение разрешенных зон при уменьшении ширины как разрешенных, так и запрещенных зон. Такое сгущение зон можно связать с приближением частоты к частоте ферромагнитного резонанса эффективной МП  $\mu_{\perp} \rightarrow \infty$ . При увеличении значения константы распространения видно смещение зон с одинаковым порядковым номером в область более высоких частот. При условии  $\omega > \omega_o$  появляется узкая одиночная зона, соответствующая поверхностной поляритонной моде. При условии  $\omega > \omega_a$  снова появляются зоны, соответствующие объемным волнам. Анализ показал, что в рассмат-

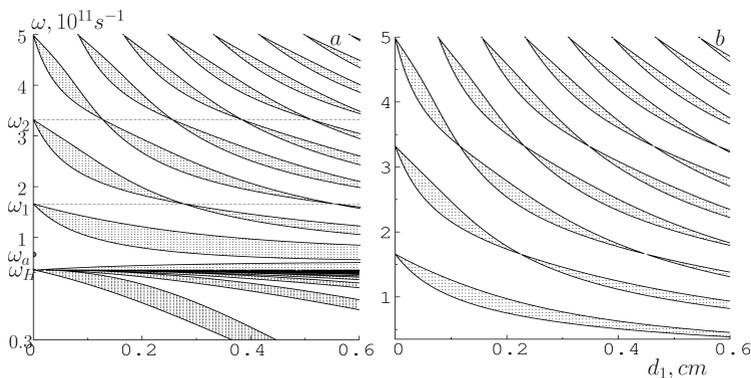


Рис. 11. Модификация фотонного спектра собственных право- и левополяризованных волн (а,б) в структуре «магнетик-диэлектрик» (геометрия  $L_{II}$ ) при изменении толщины магнитных слоев.

риваемой ПДС, представляющей собой одномерный ФК, управляемой магнитным полем является ТЕ-волна, спектр которой содержит как запрещенные, так и разрешенные зоны. Конфигурация разрешенных и запрещенных зон существенно зависит от симметрии структуры, т.е. соотношения толщин-доменов, составляющих период. В интервале между резонансной и антирезонансной частотами существует одиночная разрешенная зона, ширина которой при увеличении постоянной распространения сужается. Управляемость селективными и волноведущими свойствами ПДС внешним магнитным полем является основой для многих практических применений магнитных многодоменных ФКС.

В разделе 3.2 исследуются особенности, проявляющиеся при отражении циркулярно поляризованных волн от продольно намагниченной периодической структуры в условиях, когда проявляется зонная структура спектра (геометрия  $\mathbf{L}_{II}$ ). Структура состоит из чередующихся слоев ферромагнитного и немагнитного диэлектриков и помещена во внешнее подмагничивающее поле, ориентированное вдоль оси периодичности структуры. На основе решения граничной задачи получены дисперсионные соотношения и выражения для коэффициентов отражения циркулярных волн. На рис.11 показана зависимость частоты от толщины ферромагнитных слоев для собственных право- (а) и левополяризованных волн (б), полученная на основе решения дисперсионного соотношения. При вычислениях толщина диэлектрических слоев считается постоянной и равной  $d_2 = 0.4$  см, а период структуры  $d = d_1 + d_2$  является переменным. Запрещенные зоны, где не могут распространяться собственные волны, заштрихованы. Видно, что в области частот  $\omega < \omega_H$  ширина запрещенных зон для правополяризованных волн намного меньше, чем в области  $\omega > \omega_H$ . Характерной особенностью спектра собственных циркулярно поляризованных волн является наличие частот  $\omega_l = \frac{\pi cl}{d_2 \sqrt{\varepsilon_d \mu_d}}$ ,  $l = 1, 2, \dots$ , на которых происходит «схлопывание» всех запрещенных зон. Так, для правополяризованной волны на частотах  $\omega_1 = 1.66 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$  и  $\omega_2 = 3.32 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$  ширина всех запрещенных зон обращается в ноль. Проведено сравнение выражений коэффициентов прохождения для бесконечной слоистой среды и для структуры, содержащей десять периодов. В последнем случае вне запрещенных зон имеют место быстрые осцилляции коэффициента отражения. При наличии затухания в магнитной подсистеме даже для бесконечной слоистой среды значения коэффициентов отражения не достигают максимального значения единицы. Наличие в спектре рассмотренной ФКС разрешенных и запрещенных зон, ширина которых зависит от величины магнитного поля, может служить основой при создании широкого класса устройств СВЧ диапазона, управляемых магнитным полем.

В разделе 3.3 исследуются особенности спектра как в мелкослоистом приближении, так и в условиях, когда проявляется зонная его структура для указанных собственных типов волн среды, состоящей из чередующихся слоев ферромагнетика толщиной  $d_1$  и немагнитного полупроводника толщиной  $d_2$ , помещенной во внешнее плоскостное магнитное поле. Дисперсионное соотношение структуры магнетика и полупроводника, для волн ТЕ и ТМ типа принимает следующий вид:

$$\cos \nu_{ef}^{TE, TM} d = \cos \nu_f d_1 \cos \nu_s d_2 - G^{TE, TM} \sin \nu_f d_1 \sin \nu_s d_2, \quad (5)$$

$$G^{TE} = \frac{\mu_s}{2\mu_{\perp}} \left( \frac{\mu_{\perp}^2 \nu_s}{\mu_s^2 \nu_f} + \frac{\nu_f}{\nu_s} - \frac{k^2}{\nu_f \nu_s} \frac{\mu_{yz}^2}{\mu_{zz}^2} \right), \quad G^{TM} = \frac{\varepsilon_f}{2\varepsilon_{\perp}} \left( \frac{\varepsilon_{\perp}^2 \nu_s}{\varepsilon_f^2 \nu_f} + \frac{\nu_f}{\nu_s} - \frac{k^2}{\nu_f \nu_s} \frac{\varepsilon_{yz}^2}{\varepsilon_{zz}^2} \right),$$

На рис.12 для трех значений нормированной константы распространения  $k/k_f = 1.86, 4.97, 8.694$  (области  $a, b, c$ ), соответствующих различным областям на диаграмме  $\omega(k)$ , представлена зависимость частоты от параметра  $\nu_{ef}$ , полученная на основе (5) и указывающая, ввиду наличия разрешенных и запрещенных частотных областей, на зонный характер спектра коллективных волн в структуре. Спектр периодичен по блоховскому волновому числу с периодом  $2\pi/d$ , поэтому для каждого значения  $k$  представлен на интервале значений  $\nu_{ef}$ , относящихся к одной из зон Бриллюэна. Разрешенные зоны, для которых возможно распространение коллективных объемных и поверхностных волн, расположены между значениями частоты, отвечающими значениям блоховского волнового числа  $\nu_{ef} = 2\pi n/d$  и  $\nu_{ef} = 2\pi(2n + 1)/d$ , где

$n = 0, 1, 2, \dots$  В области  $\omega < \omega_f$  с ростом частоты наблюдается сгущение разрешенных зон с уменьшением ширины как разрешенных, так и запрещенных зон. Это связано с тем, что при приближении к частоте ферромагнитного резонанса  $\mu_{\perp} \rightarrow \infty$  и оптическая толщина слоев ферромагнетика также стремится к бесконечности, что приводит к быстрым осцилляциям тригонометрических функций в дисперсионном соотношении (5) и образованию многочисленных зон пропускания и непропускания. С увеличением значения константы распространения наблюдается смещение зон с одинаковым порядковым номером в область более высоких частот. В области частот  $\omega > \omega_f$  появляется узкая одиночная зона, отвечающая поверхностной поляритонной моде, которая для малых  $k$  является поверхностной со стороны магнитных слоев и объемной со стороны полупроводниковых. При  $k > k_1(\omega)$  мода становится поверхностной и со стороны полупроводника. При  $\omega > \omega_a$  вновь появляются зоны, отвечающие объемным волнам. Нумерации этих зон соответствует  $n' = 1, 2, 3, \dots$

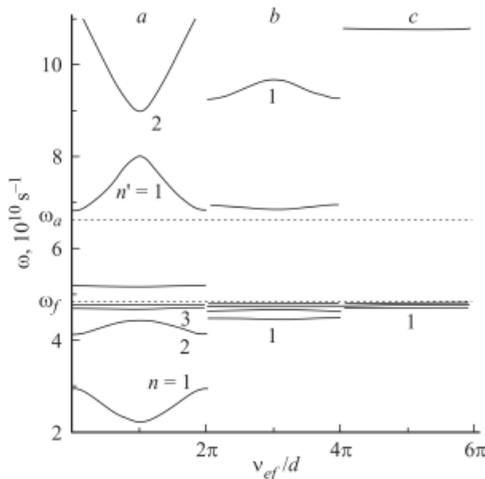


Рис. 12. Дисперсионная зависимость  $\omega(\nu_{eff})$  для блоховских волн в структуре магнетик – полупроводник;  $k/k_f = 1.86, 4.97, 8.694$  (области  $a, b, c$ ).

рассматриваются в отсутствие поглощения. В исследуемом диапазоне частот и принятых концентрациях примеси такое приближение вполне допустимо. На рис.13 показана эволюция зависимости  $K(\omega)$  ( $K$  константа распространения) при увеличении поля в интервале значений  $H_0 = (0.5 - 2.8) kOe$ . При таких полях происходит модификация спектра не только в области первой, но и второй разрешенной (в отсутствие поля) зоны. Видно существенное расширение запрещенных зон и сужение второй разрешенной зоны, а также появление дополнительных зон при значениях поля  $H_0 = (1.5, 2.8) kOe$ . Подобное изменение дисперсионного спектра в магнитном поле должно отражаться на спектрах отражения и прохождения для рассматриваемой структуры. На рис.14 для рассматриваемого интервала магнитного поля приведены спектры коэффициента прохождения  $T(\omega)$ . В соответствии с зависимостью  $K(\omega)$  с увеличением поля происходит

В разделе 3.4 для структуры, состоящей из конечного числа чередующихся слоев полупроводника дырочного типа (с параметрами  $p - InSb$ ) и изотропного диэлектрика ( $SiO_2$ ), получены дисперсионное уравнение и выражение для энергетического коэффициента прохождения ТМ волны (геометрия  $L_{tt}$ ). Исследована управляемость пропускной способностью ФКС «полупроводник - диэлектрик» с помощью внешнего магнитного поля в высокочастотном диапазоне (в области  $\omega \simeq 10^{11} s^{-1}$ ). На основе численного анализа дисперсионного соотношения для ТМ волны в периодической структуре и энергетического коэффициента прохождения проведено исследование зависимости указанных характеристик от величины внешнего магнитного поля. Для лучшего понимания особенностей влияния магнитного поля на фотонный спектр структуры слоя полупроводника

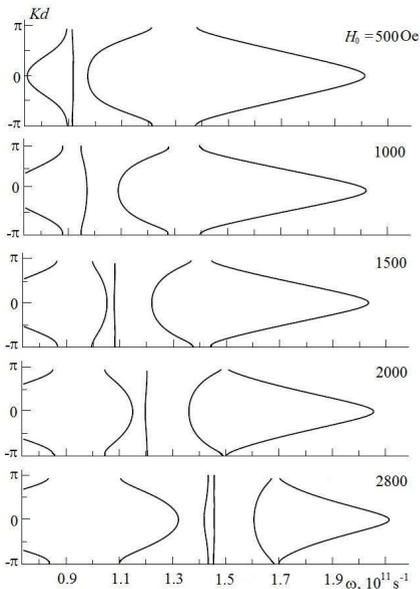


Рис. 13. Фотонный спектр  $K(\omega)$  ФКС при  $H_0 = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.8 \text{ kOe}$ , ( $d_1 = d_2 = 0.15 \text{ cm}$ ).

расширение зон непрозрачности с максимальной отражательной способностью структуры. В этих стоп-зонах могут возникать узкие минизоны прозрачности структуры вблизи резонансной частоты.

Анализ полученных результатов показал, что за счет изменения магнитного поля можно эффективно управлять шириной зон непрозрачности и величиной коэффициента пропускания в заданном интервале частот. Наличие поля приводит к сужению имеющихся зон пропускания и появлению новых зон по сравнению со спектром ФКС в отсутствие магнитного поля. При этом происходит увеличение ширины запрещенных зон. При увеличении угла падения излучения на структуру границы всех запрещенных и разрешенных зон с разной скоростью смещаются в область более высоких частот.

Основные результаты третьей главы опубликованы в работах [9 – 15, 33, 34].

В **четвертой главе** рассматриваются спектральные и оптические свойства ФКС с нарушением периодичности. В разделе **4.1** наряду с предложенной классификацией одиночных дефектов в одномерной диэлектрической ФКС, исследуются особенности, которые проявляются при взаимодействии электромагнитных волн с имеющей дефекты периодической структурой. С помощью сочетания различных типов дефектов и их расположения в структуре мы имеем возможность эффективного управления оптическими свойствами ФКС.

В разделе **4.2** рассмотрено взаимодействие излучения с ФКС, имеющей дефекты инверсии и внедрения, при распространении волны перпендикулярно границам раздела слоев (геометрия  $L_{tt}$ ). Материалами слоев, составляющих период, являются:  $GaAs$  с  $\epsilon_1 = 11.9$  и  $GaN$  с  $\epsilon_2 = 5.8$ . На рис.15 представлены спектры

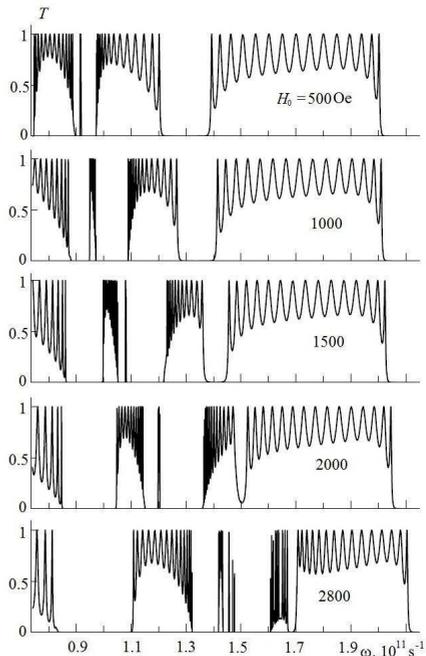


Рис. 14. Спектр коэффициента прохождения при  $H_0 = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.8 \text{ kOe}$ .

пропускания бездефектной ФКС  $(M)^{10}$  (пунктирная кривая) и дефектных структур  $(M)^5(\bar{M})^5$  и  $(\bar{M})^5(M)^5$  (кривые 1,2), в которых инвертирована половина структуры и граница инверсии расположена в центре. Наличие дефекта вызывает изменения в спектре пропускания ФКС и приводит к появлению минизоны пропускания в запрещенной зоне. При равенстве оптических толщин слоев максимум пропускания отвечает центральной частоте зоны непропускания бездефектной структуры  $\omega_0 = 1.326 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ . Симметричность структуры относительно расположения дефекта приводит к максимально возможному значению коэффициента пропускания  $T(\omega_0) \approx 1$  в дефектной моде. Спектральная ширина дефектной моды существенно зависит от ДП слоев в области дефекта. У структуры  $(M)^5(\bar{M})^5$  с низким значением ДП в области дефекта минизона пропускания (кривая 1) намного уже, чем у структуры  $(\bar{M})^5(M)^5$  с высоким значением диэлектрической проницаемости (кривая 2).

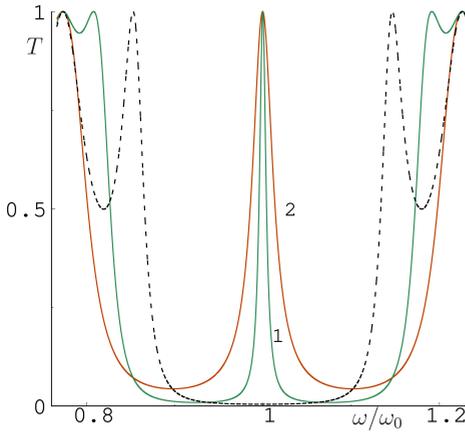


Рис. 15. Спектр пропускания структур:  $(M)^5(\bar{M})^5$  и  $(\bar{M})^5(M)^5$  (кривые 1,2); пунктир — структура  $(M)^{10}$ .

отвечают границам соседних слоев в каждом из периодов. В структуре  $(\bar{M})^5(M)^5$  локализация поля сдвинута, максимумы плотности энергии отвечают границам соседних слоев в каждом из периодов. При этом степень локализации в этой структуре оказывается на порядок меньше, чем в структуре  $(M)^5(\bar{M})^5$ . В разделе 4.3 исследуются особенности спектра пропускания брэгговского микрорезонатора, в котором в качестве резонаторного используется слой сегнетоэлектрика в параэлектрической фазе ( $SrTiO_3$ ). В рассматриваемом диапазоне частот для сегнетоэлектрика предполагаются высокие значения ДП, во много раз превосходящие ДП слоев в брэгговских зеркалах. Так как ДП сегнетоэлектрика зависит от внешнего электрического поля и температуры, то с их помощью можно эффективно управлять положением и шириной фотонных зон и дефектной моды, т.е. спектром прохождения и отражения ФК в целом. На рис.17 представлены спектры пропускания для ФК структур  $M^5\bar{M}^5$  и  $M^5D\bar{M}^5$  (пунктирная и сплошная кривые), полученные для трех значений ДП слоя внедрения, два из которых значительно превосходят проницаемости каждого из слоев в брэгговских зеркалах. Будем считать, что период ФК зеркала состоит из двух слоев изотропных диэлектриков с ДП  $\varepsilon_1 = 4.16$  ( $ZrO_2$ ) и  $\varepsilon_2 = 2.1$  ( $SiO_2$ ), и одинаковыми оптическими толщинами

На рис.16(а,б) приведено распределение квадрата модуля нормированной напряженности электрического поля  $|E/A_0|^2$  по структуре для ФКС с дефектами инверсионного типа:  $(M)^5(\bar{M})^5$  и  $(\bar{M})^5(M)^5$  (кривые 1,2). Распределение показателя преломления в структуре дано пунктирной линией. Характер распределения поля и степень его локализации на дефекте существенно зависят от вида дефектной структуры. Так, для структуры  $(M)^5(\bar{M})^5$  поле максимально локализуется на границе нормальной и инвертированной частях структуры, где достигает значения плотности энергии  $|E/A_0|^2 \simeq 35$ . Симметрично расположенные боковые максимумы поля локализованы на границах соседних периодов структуры, а минимумы поля

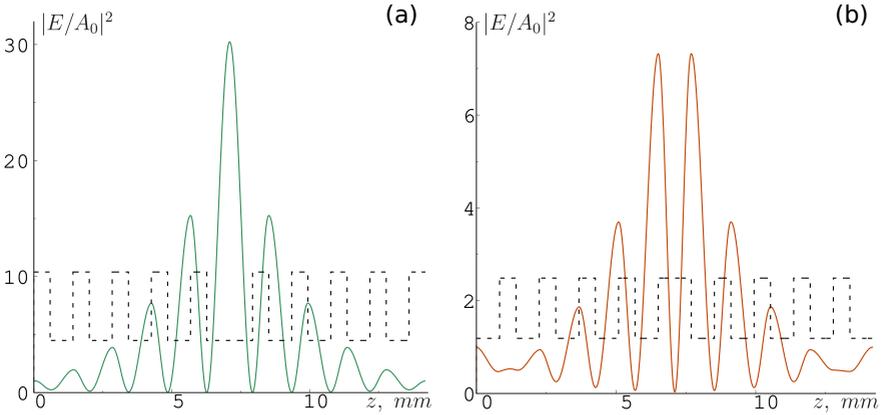


Рис. 16. Распределение квадрата напряженности волнового электрического поля для структур:  $(M)^5(\bar{M})^5$  и  $(\bar{M})^5(M)^5$  (a,b); пунктиром показан профиль показателя преломления.

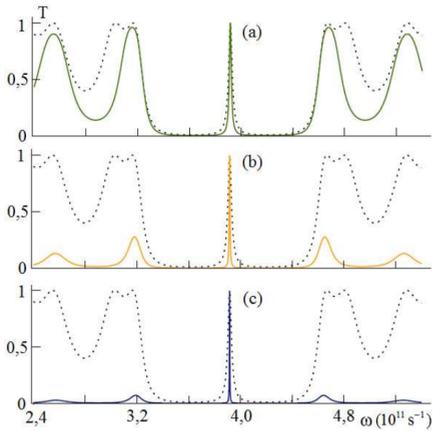


Рис. 17. Спектры пропускания структур  $M^5\bar{M}^5$  и  $M^5D\bar{M}^5$  (пунктирная и сплошная кривые),  $\varepsilon_d = 18, 330, 1800$  и  $L_d = (567.27, 132.485, 56.727) \mu m$  (a – c).

$L_0 = L_1\sqrt{\varepsilon_1} = L_2\sqrt{\varepsilon_2}$ . Этому условию отвечают реальные толщины указанных слоев  $L_1 = 590 \mu m$  и  $L_2 = 830.2 \mu m$ .

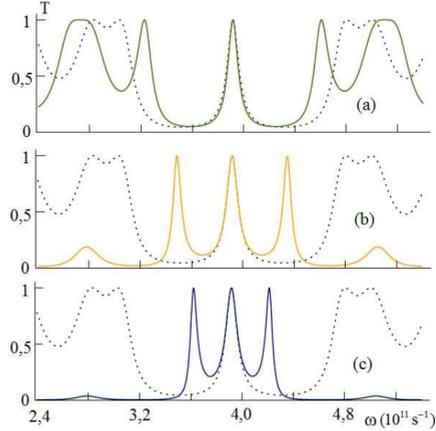


Рис. 18. Спектры пропускания структур  $\bar{M}^5M^5$  и  $\bar{M}^5DM^5$  (пунктирная и сплошная кривые),  $\varepsilon_d = 18, 330, 1800$  и  $L_d = (567.27, 132.485, 56.727) \mu m$  (a – c).

Приведенные зависимости относятся к первой фотонной зоне непрозрачности бездефектного ФК с центральной частотой  $\omega_0 = 3.916 \cdot 10^{11} s^{-1}$ . При выбранных значениях ДП и толщины слоев в ФК зеркалах в спектрах ФК с одним дефектом инверсии (штриховая кривая) дефектная мода располагается в центре запрещенной области. Спектры ФК с дефектами инверсии и внедрения построены для значений ДП дефектного слоя  $\varepsilon_d = 18, 330, 1800$  при выборе соответствующих толщин, удовлетворяющих условию

$L_d\sqrt{\varepsilon_d} = 2L_0$ . В этом случае дефектная мода также располагается в центре запрещенной области, однако ее спектральная линия оказывается существенно уже дефектной линии ФК без внедренного слоя. Отметим значительное подавление прохождения по всей ширине спектра, наблюдаемое при увеличении ДП слоя внедрения (и сохранении его оптической толщины). Рассмотрим теперь спектры пропускания структур с измененным порядком следования слоев в элементарных ячейках ФК зеркал, т.е.  $\bar{M}^5 M^5$  и  $\bar{M}^5 D M^5$  (рис.18). Как и в предыдущем случае в спектрах ФК с одним дефектом инверсии дефектная мода располагается в центре запрещенной области, но ширина ее спектральной линии оказывается существенно больше. В случае ФК структуры с двумя дефектами отметим существенное изменение фотонных спектров, которое сопутствует увеличению ДП дефектного слоя и которое выражается в сужении зоны непропускания и подавлении прохождения вне этой зоны. При этом с увеличением  $\varepsilon_d$  (и сохранением  $L_d\sqrt{\varepsilon_d}$ ) в центре запрещенной зоны четко проявляется область с тремя узкими пиками прохождения. Показано управление положением пика пропускания дефектной моды с помощью внешнего электрического поля и температуры.

Для резонатора типа Фабри-Перо с магнитным дефектом продемонстрировано практически полное подавление поляризационно-чувствительной дефектной ТЕ моды при совпадении частоты магнитного резонанса с частотной областью ФЗЗ; дефектная мода, являющаяся магниточувствительной в случае ее ТЕ поляризации, становится немагниточувствительной в случае ТМ поляризации.

Основные результаты четвертой главы опубликованы в работах [16 – 23, 35 – 37].

В **пятой главе** рассмотрены поляризационные эффекты в одномерных фотонно-кристаллических структурах. В разделе **5.1** исследовано гигантское фарадеевское вращение в структуре типа Фабри-Перо с ФК зеркалами, выполненными на основе двух материалов –  $Gd_3Ga_5O_{12}$  с  $\varepsilon_1 = 3.71$  (слои  $N_1$ ) и  $SiO_2$  с  $\varepsilon_2 = 2.25$  (слои  $N_2$ ). Материалом магнитного дефекта (слой  $M$ ) является железо-иттриевый гранат ( $Y_3Fe_5O_{12}$ ), для которого диагональная и недиагональная компоненты тензора диэлектрической проницаемости имеют вид:  $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ ,  $\pm ig$ . Параметры отдельного магнитного слоя на двух длинах волн приведены в следующей таблице 1

Таблица 1. Параметры отдельного магнитного слоя на двух длинах волн.

$\lambda_0, \mu m$	$\varepsilon'$	$\varepsilon''$	$g$	$\theta_F^0, 10^{-4} deg/\mu m$	$\alpha_f, 10^{-4} 1/\mu m$
1.15	4.65	$3.95 \cdot 10^{-6}$	$3.38 \cdot 10^{-4}$	245	0.1
1.3	4.84	$1.37 \cdot 10^{-5}$	$3.34 \cdot 10^{-4}$	210	0.3

На рис.19 приведены зависимости коэффициента прохождения  $|t| = 0.5(|t^+| + |t^-|)$  и полного угла поворота плоскости поляризации  $\Theta$  проходящей через исследуемую структуру линейно-поляризованной волны от толщины магнитоактивного слоя  $d = \xi d_0$ , где параметр  $\xi$  принимает дискретные значения  $\xi = 0, 2, 4 \dots$  на длине волны излучения  $\lambda_0 = (1.15, 1.3) \mu m$  (квадраты и кружки соответственно), для рассматриваемой ФК-структуры с числом периодов в брэгговских зеркалах  $a = 10, 12, 14$ . Видно, что с увеличением толщины магнитного слоя величина коэффициента прохождения падает тем быстрее, чем больше параметр  $a$ . Анализ показывает, что наличие брэгговских зеркал приводит к многократным переотражениям на брэгговских зеркалах и формированию стоячей волны внутри магнитоактивного резонатора. При выбранном распределении показателя преломления в структуре на границах резонатора с брэгговскими зеркалами формируются максимумы распределения поля. Увеличение толщины

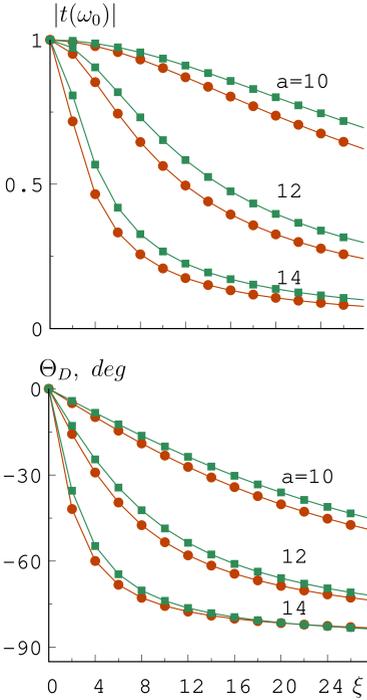


Рис. 19. Зависимости величины прохождения  $|t|$  (на частоте дефектной моды) и угла фарадеевского вращения  $\Theta$  от толщины магнитного дефекта на длине волны излучения  $\lambda_0 = (1.15, 1.3) \mu m$  (квадраты и кружочки соответственно), для структуры  $(N_1 N_2)^a M (N_2 N_1)^a$ , где  $a = 10, 12, 14$ .

дефектного слоя на  $2d_0$  приводит к появлению дополнительного максимума поля внутри этого слоя. Высота этих максимумов, а также амплитуда поля на выходной поверхности структуры зависят от толщины дефектного слоя, что связано с наличием поглощения материала слоя на данной длине волны. Для значений  $\xi \neq 0, 1, 2 \dots$  положение дефектной моды смещается из центра зоны, в результате чего значение коэффициента прохождения резко уменьшается на указанных длинах волн проходящего излучения. Отметим, что резонаторная схема позволяет получать угол поворота плоскости поляризации, намного превышающий его значение при однократном прохождении изолированного магнитного слоя. На рис.20 представлены зависимости от толщины магнитного дефекта относительного угла фарадеевского вращения двух типов: отнесенного к толщине всей структуры  $\theta_D = \Theta/D$ , где  $D = 2a(d_1 + d_2) + d$ , и отнесенного к толщине дефекта  $\theta_d = \Theta/d$ . Зависимости получены на длине волны излучения  $\lambda_0 = (1.15, 1.3) \mu m$  (квадраты и кружочки) для структуры с  $a = 10, 12, 14$ . При увеличении толщины магнитного дефекта (т.е. с ростом параметра  $\xi$ ) угол фарадеевского вращения увеличивается. Если при этом увеличивать количество периодов в зеркалах угол фарадеевского вращения будет стремиться к  $90^\circ$ . При этом удельное фарадеевское вращение уменьшается с увеличением

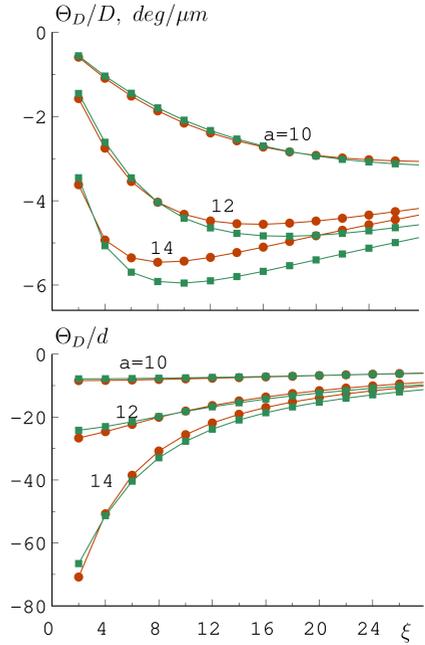


Рис. 20. Зависимости удельного угла фарадеевского вращения  $\theta_D = \Theta/D$  и  $\theta_d = \Theta/d$  от толщины магнитного дефекта на длине волны излучения  $\lambda_0 = (1.15, 1.3) \mu m$  (квадраты и кружочки соответственно), для структуры  $(N_1 N_2)^a M (N_2 N_1)^a$ , где  $a = 10, 12, 14$ .

толщины магнитного дефекта. Интересным представляется тот факт, что максимальное удельное вращение  $\theta_d$  на структуре  $(N_1 N_2)^a M (N_2 N_1)^a$  с увеличением числа периодов в ФК-зеркалах растет нелинейно.

В разделе 5.2 рассмотрен интенсивностный эффект Керра. Одним из важных типов дефектов периодической структуры является дефект замещения. При таком виде дефекта в одном из периодов структуры происходит замещение одного из слоев слоем другого материала этой же структуры. В результате такого замещения полное число слоев в ФКС сохраняется, а участок структуры, включающий дефект, оказывается составленным из трех последовательных слоев одного и того же материала. Возможно существование двух типов дефекта замещения: первый тип отвечает случаю замещения немагнитного слоя магнитным, второй тип отвечает обратному замещению. Структуры с такого вида дефектами определим следующими формулами:  $(M)^a (N_f D_f)(M)^b$ ,  $(M)^a (D_d N_d)(M)^b$ . Представляет интерес магнито-оптическая (МО) активность таких структур. При поперечном подмагничивании с помощью энергетического коэффициента отражения определяется интенсивностный эффект Керра, величина которого характеризуется отношением  $\delta_K = [R(M) - R(0)]/R(0)$ , где  $R(M)$  и  $R(0)$  - коэффициенты отражения от образца в намагниченном и размагниченном состояниях. Для описания подобного эффекта в рассматриваемой периодической структуре под  $R(0)$  будем понимать величину, которая отвечает отсутствию намагниченности ( $M = 0$ ), т.е. нулевым МО параметрам  $f$  и  $g_{ij}$ . Ввиду малой их величины частотная зависимость коэффициента  $R(0)$  в пределах графической точности практически не отличается от аналогичной зависимости коэффициента  $R(M)$ , поэтому для ФКС в точках, где  $R(0) \rightarrow 0$ , величина  $\delta_K \rightarrow \infty$ . Чтобы избавиться от указанных «бесконечностей», неизбежных в периодических структурах при подобном определении величины  $\delta_K$ , будем рассматривать частотную зависимость только разности соответствующих коэффициентов отражения  $\Delta_K = R(M) - R(0)$ . Большие значения интенсивностного МО эффекта Керра  $\Delta_K$ , существенно превышающие соответствующую величину для бездефектной структуры, наблюдаются в области дефектной минизоны. На границе ФЗЗ и в центре минизоны имеет место смена знака интенсивностного МО эффекта.

В разделе 5.3 показано, что интерференционные эффекты при наличии встречных волн в поглощающем слое могут приводить как к увеличению, так и уменьшению тепловыделения в нем. Рассмотрим плоскопараллельный поглощающий слой, ограниченный плоскостями  $z = 0$  и  $z = d$  (область II). Материал слоя будем считать немагнитным ( $\mu = 1$ ). Его электрофизические свойства характеризуется комплексной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$  и, следовательно, комплексными показателем преломления  $n = \sqrt{\varepsilon} = n' - in''$ . Параметр  $n'$  определяет фазовую скорость волны в среде и является фактически коэффициентом преломления для поглощающей среды; параметр  $n''$  определяет степень поглощения волны в среде. Пусть на противоположные границы слоя из вакуума ( $z < 0$ , область I и  $z > d$ , область III) под одинаковым углом  $\alpha$  падают две плоские когерентные волны одинаковой линейной поляризации. При этом нормальные (по отношению к границам раздела сред) компоненты волновых векторов  $k_{1,3}$  падающих волн одинаковы по величине, но противоположны по знаку, а тангенциальные компоненты одинаковы и по величине, и по знаку. На рис.21 представлены зависимости интерференционного тепловыделения  $|D_m| = |I \cos \Delta|$  от параметра  $n''$  для материалов с различным показателем преломления  $n' = 1, 1.5, 2, 3, 4, 5$  (кривые 1 – 6). В случае слабого поглощения ( $a$ ) величина  $n''$  варьируется в интервале (0.1 – 0.75), в котором наибольшие значения  $|I \cos \Delta|$  достигаются при наибольших

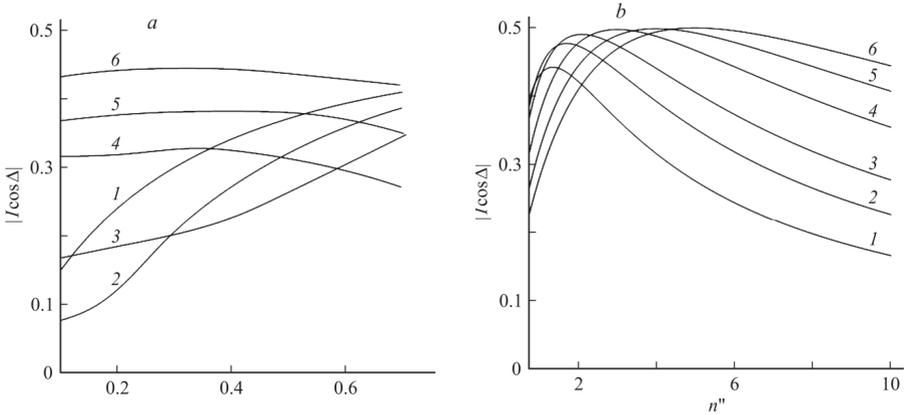


Рис. 21. Зависимости интерференционного тепловыделения от мнимой части показателя преломления  $n''$  в области слабого (а) и сильного (б) поглощения при  $n' = 1, 1.5, 2, 3, 4, 5$  (кривые 1 – 6).

значениях  $n'$ . Для случая  $n' = 5$  интерференционное тепловыделение практически не зависит от  $n''$  в широком интервале его значений - (0.1 – 0.5). При этом значение  $|I \cos \Delta|_{max} = 0.5$  не достигается ни при каких параметрах. Это означает, что при конкретной толщине слоя не удастся добиться изменения значения коэффициента поглощения от нуля до единицы. В случае сильного поглощения (б), которое рассматривалось в интервале значений  $n''$  (0.75 – 10), идеальная ситуация проявляется уже начиная с  $n' = 3$ , когда в максимуме достигается близкое к 0.5 значение величины  $|I \cos \Delta|$ . В точках максимума для каждого случая выполняется условие  $n' = n''$ , из которого следует, что хорошо проводящие среды наиболее оптимально подходят для наблюдения описанного эффекта. Можно также заключить, что если максимум функции  $D_0$  равен 0.5 (при этом сумма коэффициентов отражения и прохождения также равна 0.5, что соответствует полупрозрачному слою), то соответствующий набор параметров будет соответствовать максимуму интерференционного тепловыделения (ИТ). Таким образом при  $D_0 = |I \cos \Delta| = 0.5$  имеют место две крайние ситуации. В минимуме величина  $D_{min} = D_0 - |I \cos \Delta|$  может достигать практически нулевого значения, что соответствует бездиссипативному процессу, в максимуме  $D_{min} = D_0 + |I \cos \Delta|$  равно практически единице, что отвечает полному поглощению слоем падающей мощности. Проведенный анализ, справедливый в широком диапазоне длин волн, показал, что интерференционные эффекты при наличии встречных волн в поглощающем слое могут приводить как к увеличению, так и уменьшению тепловыделения в нем. Управление интегральным тепловыделением осуществляется за счет управления разностью фаз  $\delta$  падающих на слой волн и, следовательно, величиной дополнительной интерференционной составляющей коэффициента поглощения  $D_{int} \cos \delta$ . Наиболее эффективно, с точки зрения управления, тепловыделение в хорошо проводящих средах, в которых при нормальном падении и толщине слоя, соответствующей максимуму интерференционной прозрачности, интегральное поглощение  $D$  может варьироваться в максимально возможных пределах практически от нуля до единицы. В средах со слабым поглощением такая вариация не может быть достигнута при любом подборе вышеуказанных

параметров, однако при выборе s-поляризации падающего излучения можно добиться изменения величины поглощения  $D$  в пределах, близких к максимальным.

Основные результаты пятой главы опубликованы в работах [24 – 27, 39, 40].

В **шестой главе** рассмотрено взаимодействие импульсного излучения с ФКС без дефекта и содержащей дефект в геометрии  $L_{tt}$  (материалы:  $SiO_2$  с  $\varepsilon_1 = 2.1$  и  $TiO_2$  с  $\varepsilon_1 = 6.1$ ). Применительно к задачам трансформации оптических пучков и импульсов широкое распространение получило компьютерное моделирование и эксперимент, позволяющие на основе численного анализа оценить характер и степень деформации огибающей отраженного и прошедшего импульсов. Электрическое поле падающего на структуру импульса  $TE$ -поляризации представим в виде следующего интеграла Фурье:

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t) = \mathbf{s} \int_{-\infty}^{\infty} G(\Omega) \exp \left[ i \left( \Omega t - k_{za} z - \sqrt{k^2 - k_{za}^2} x \right) \right] d\Omega, \quad (6)$$

где  $\mathbf{s}$  - единичный вектор поляризации, перпендикулярный к плоскости падения, а  $G(\Omega)$  - спектр падающего импульса,  $\Omega = \omega - \omega_0$  - отстройка от несущей частоты импульса  $\omega_0$ . Спектр гауссова импульса на границе раздела сред (при  $z = 0$ ) определяется выражением:

$$G(\Omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_0 \exp(-i\Omega t - t^2/\tau_0^2) dt = \frac{E_0 \tau_0}{2\sqrt{\pi}} \exp \left[ -\frac{(\omega - \omega_0)^2 \tau_0^2}{4} \right], \quad (7)$$

где  $E_0$  - пиковое значение волнового поля в импульсе,  $\tau_0$  - его длительность. Поля отраженного и прошедшего через структуру импульсов могут быть описаны квазиплоской волной, амплитуда которой зависит от координат и времени:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_r(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{s} \int_{-\infty}^{\infty} G(\Omega) r_N \exp \left[ i(\omega t + k_{za} z - \sqrt{k^2 - k_{za}^2} x) \right] d\omega, \\ \mathbf{E}_d(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{s} \int_{-\infty}^{\infty} G(\Omega) d_N \exp \left[ i(\omega t + k_{za} z - \sqrt{k^2 - k_{za}^2} x) \right] d\omega. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь  $r_N$  и  $d_N$  - амплитудные коэффициенты отражения и прохождения для ФКС из  $N$  периодов. В разделе **6.1** рассмотрено взаимодействие гауссова импульса с бездефектной диэлектрической ФКС. В области запрещенной зоны ФКС вдали от ее краёв возможно осуществить волноводное распространение светового импульса практически без деформаций его профиля. Искажение импульсов при отражении и прохождении через фотонный кристалл определяется дисперсией среды вблизи несущей частоты импульса, временным фазовым сдвигом и влиянием ближайших границ раздела. Для импульсов малой длительности возможно разделение на несколько сигналов различной интенсивности. Меняя угол падения и характеристики фотонного кристалла, можно изменять степень проникновения электромагнитного поля в волновод.

В разделе **6.2** исследованы особенности взаимодействия гауссова импульса с одномерной ФКС с конечным числом периодов и одним дефектом инверсии. На рис.22 приведена частотная зависимость модуля амплитудного коэффициента прохождения при нормальном падении волны на ФКС с дефектом инверсии, содержащую  $N_1 = N_2 = N/2$ , где  $N = 16$  полных периодов структуры. Оптические толщины отдельных слоев выбраны одинаковыми и равными  $L_1 \sqrt{\varepsilon_1} = L_2 \sqrt{\varepsilon_2} = 2.5 \mu m$ . Показатели преломления внешних слоев  $n_a = n_b = 1$ . Здесь и далее выбранные для анализа среды

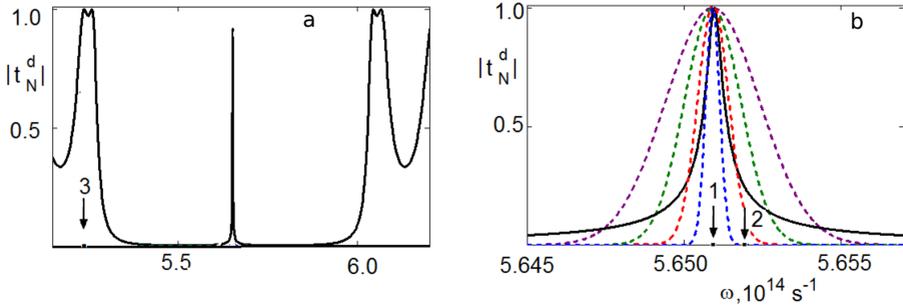


Рис. 22. Частотные зависимости коэффициента прохождения в области второй запрещенной зоны ФК (а) и в малой окрестности дефектной моды (б). Пунктиром показана форма спектров импульса длительностью  $\tau_0 = (3, 5, 10, 20)\pi \cdot 10^{-12}$  s. Стрелками отмечены выбранные для анализа частоты:  $\omega_1 = 5,6509 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ ;  $\omega_2 = 5,652 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ ;  $\omega_3 = 5,25 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ . Формула кристалла  $(M)^8(\bar{M})^8$ .

считаем прозрачными в оптическом диапазоне. Поэтому передаточная матрица является унитарной и для энергетических коэффициентов прохождения и отражения справедливо соотношение  $T = 1 - R$ . Спектр прохождения данной ФКС представляет собой чередование областей пропускания и практически полного отражения (ФЗЗ). Представлена одна из таких зон (вторая), которая при заданных параметрах структуры лежит в интервале частот  $\omega \in (5,25, 6,03) \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$  рис.22(а). Ввиду равенства оптических толщин слоев дефектная минizona расположена в центре ФЗЗ на частоте  $\omega_d = 5,6509 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ . В разрешенной зоне ФКС присутствуют  $N - 1$  осцилляций зависимости  $|t_N^d(\omega)|$ , связанные с интерференцией волн, отраженных от всех границ раздела ФКС. Профиль спектральной линии  $|t_N^d(\omega)|$ , связанной с дефектной модой, приведен в увеличенном масштабе по частоте на рис.22(б). Ширина этой линии составляет величину  $\Delta\omega_d \approx 10^{11} \text{ s}^{-1}$ . Стрелки с цифрами указывают на три частоты, для которых ниже будут приведены профили прошедших через ФКС изначально гауссовых импульсов. На рис.22(б) пунктирными кривыми представлена форма огибающей падающего на ФКС импульса длительностью  $\tau_0 = (3, 5, 10, 20)\pi \cdot 10^{-12}$  s (коричневая, зеленая, синяя, красная линии). Поскольку модуль и фаза коэффициента прохождения в окрестности несущей частоты изменяются быстро, сильнее всего должны деформироваться короткие импульсы, ширина спектра которых сравнима с шириной дефектной моды или больше нее. Видно, что частотная ширина коротких импульсов (коричневая, зеленая кривые) больше ширины дефектной моды. При достаточно точной настройке на частоту дефектной моды эти импульсы должны существенно деформироваться. На рис.23 представлены профили прошедших импульсов с длительностью  $\tau_0 = (3, 5, 10, 20)\pi \cdot 10^{-12}$  s (коричневая, зеленая, синяя, красная кривые или кривые 1 – 4 соответственно и цветная диаграмма распределения амплитуды электрического поля прошедшего импульса по времени при разных длительностях падающего импульса для трех выбранных значений несущей частоты:  $\omega_1 = 5,6509 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ ;  $\omega_2 = 5,652 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ ;  $\omega_3 = 5,25 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ . Максимуму амплитуды поля прошедшего импульса отвечает минимум амплитуды поля отраженного импульса. Для прошедших импульсов на данной несущей частоте характерно незначительное изменение их формы. Наиболее заметна трансформация для импульсов с малой длительностью, так как широкий частотный спектр содержит значительную долю компонент с достаточно большой амплитудой вне линии дефектной

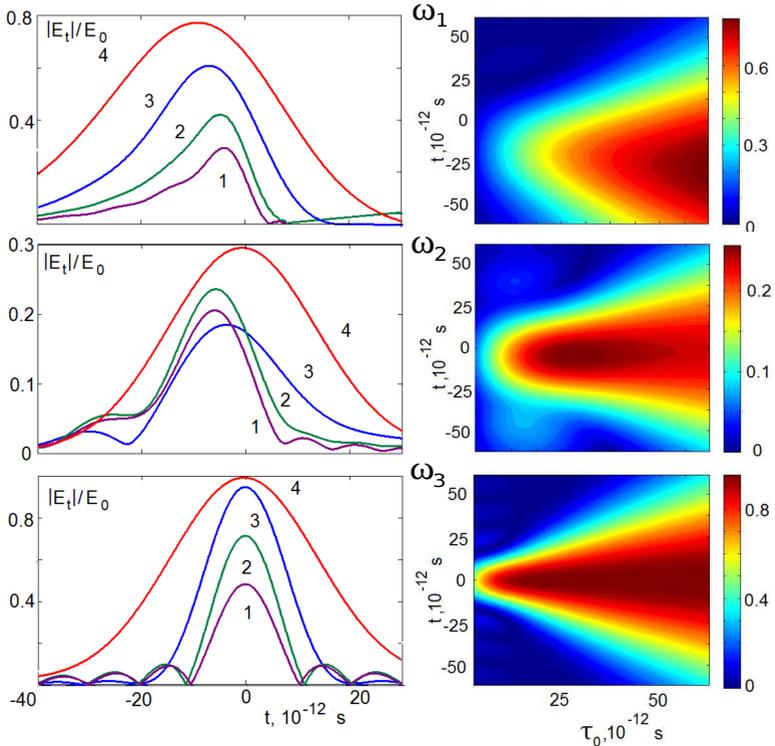


Рис. 23. Профили прошедших импульсов с длительностью  $\tau_0 = (3, 5, 10, 20) \pi \cdot 10^{-12}$  s (коричневая, зеленая, синяя, красная кривые или кривые 1 – 4) и цветная диаграмма распределения амплитуды электрического поля прошедшего импульса по времени при разных длительностях падающего импульса для трех значений несущей частоты:  $\omega_1$ ;  $\omega_2$ ;  $\omega_3$

моды, которые практически не проходят через ФКС. При этом с увеличением длительности импульса коэффициент прохождения увеличивается. Из цветных диаграмм видно, что с увеличением длительности падающего импульса амплитуда прошедшего импульса растет (при заданных пределах изменения величины  $\tau_0$ ). Величина временной задержки для монохроматической компоненты импульса может быть оценена с помощью выражений  $\Delta_{t,r} \approx \partial \varphi_{t,r} / \partial \omega$ , где  $\varphi_{t,r}$  - фазы комплексных амплитудных коэффициентов прохождения и отражения.

Одной из форм управления является модификация профиля импульсов при отражении и прохождении через ФКС, которая определяется характером дисперсии коэффициентов прохождения и отражения вблизи несущей частоты падающего импульса. Даже при нормальном падении на ФКС гауссова пучка прошедший и отраженный импульсы могут испытывать не только уширение и сдвиг вдоль временной оси, но и существенную деформацию своего профиля, вплоть до раздвоения импульса. При точной настройке несущей частоты на дефектную моду наиболее заметна трансформация для отраженных импульсов, тогда как для прошедших импульсов наблюдается незначительная модификация огибающей. При смещении несущей частоты от центра дефектной моды существенную модификацию испытывают импульсы малой длительности.

Основные результаты шестой главы опубликованы в работах [28, 29].

В **седьмой главе** исследована динамика магнитного момента изолированной наночастицы, ячейки из двух наночастиц и плоской магнитодипольной решетки (геометрия задачи рис.24). В разделе **7.1** исследован отклик решетки диполей и отдельной анизо-

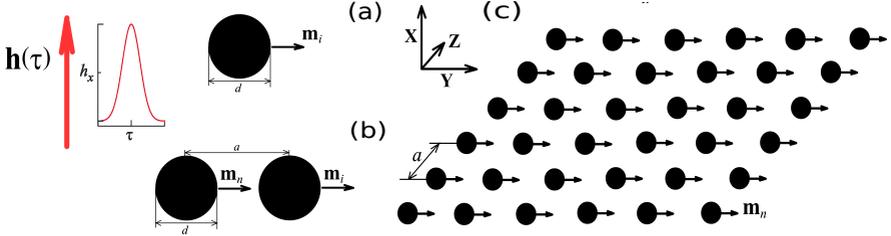


Рис. 24. Изолированная наночастица, ячейка из двух наночастиц и магнитодипольная решетка (a,b,c).

тропной наночастицы на действие гауссова и ступенчатого импульса магнитного поля. Рассматриваемые наночастицы обладают одноосной магнитной анизотропией и находятся в однодомном состоянии. В этом случае энергию  $i$ -ой наночастицы можно записать в виде суммы зеемановской энергии во внешнем магнитном поле  $\mathbf{H}$ , энергии диполь-дипольного взаимодействия и энергий анизотропии:

$$W(\mathbf{m}_i) = -\mathbf{m}_i \mathbf{H} + \sum_n W_d(\mathbf{m}_i, \mathbf{m}_n) + K_u V_0 \frac{(\mathbf{m}_i \mathbf{n})^2}{m_i^2}. \quad (9)$$

где  $K_u$  и  $\mathbf{n}$  – константа одноосной анизотропии и орт оси легкого намагничивания,  $V_0$  – объем наночастицы. Энергия диполь-дипольного взаимодействия:

$$W_d(\mathbf{m}_i) = \sum_{n \neq i} \left( \frac{(\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_n) r_{in}^2}{r_{in}^5} - 3 \frac{(\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{r}_{in})(\mathbf{m}_n \cdot \mathbf{r}_{in})}{r_{in}^5} \right), \quad (10)$$

где  $\mathbf{r}_{in}$  и  $r_{in}$  – радиус-вектор и расстояние между  $i$ -ым и  $n$ -ым диполями. При рассмотрении отдельной дипольной наночастицы энергия диполь-дипольного взаимодействия в выражении (9) отсутствует.

Динамика всех моментов дипольной решетки описывается уравнением Ландау-Лифшица с релаксационным членом в форме Гильберта:

$$\frac{\partial \mathbf{m}_i}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m}_i \times \mathbf{H}_i^{ef} - \frac{\alpha}{m_i} \mathbf{m}_i \times \frac{\partial \mathbf{m}_i}{\partial t}, \quad (11)$$

где  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\alpha$  – одинаковый для всех частиц параметр диссипации. Эффективное магнитное поле, создаваемое в месте расположения  $i$ -го диполя, с учетом (9) имеет вид:

$$\mathbf{H}_i^{ef} = -\frac{\partial W_i}{\partial \mathbf{m}_i} = \mathbf{H} + 2K_u V_0 \frac{\mathbf{n}(\mathbf{m}_i \mathbf{n})}{m_i^2} + \sum_{n \neq i} \frac{3(\mathbf{m}_n \cdot \mathbf{r}_{in}) \cdot \mathbf{r}_{in} - \mathbf{m}_n r_{in}^2}{r_{in}^5}. \quad (12)$$

В дальнейшем перейдем к безразмерным параметрам:  $\mu_i = \mathbf{m}_i/m$ ,  $\mathbf{e}_{in} = \mathbf{r}_{in}/r_{in}$ ,  $\tau = \gamma J t$ ,  $l_{in}^3 = r_{in}^3/V_0$ , где  $J = m/V_0$  – намагниченность наночастицы. Безразмерный параметр решетки  $\rho = r_0 V_0^{-1/3}$ , где  $r_0$  – расстояние между центрами ближайших

наночастиц. В безразмерных параметрах уравнения (11) примут вид:

$$\frac{\partial \mu_i}{\partial \tau} = -\mu_i \times \mathbf{h}_i^{ef} - \alpha \mu_i \times \frac{\partial \mu_i}{\partial \tau}, \quad (13)$$

$$\text{где } \mathbf{h}_i^{ef} = \mathbf{h} + \mathbf{h}_{ai} + \sum_{n \neq i} \left[ \frac{3(\mu_n \cdot \mathbf{e}_{in})\mathbf{e}_{in} - \mu_n}{l_{in}^3} \right].$$

Безразмерные внешнее поле и константа одноосной анизотропии в этом случае запишутся в виде:  $\mathbf{h} = \mathbf{H}/J$ ,  $k_u = 2K_u/J^2$ .

Параметры для перехода от безразмерных величин к размерным для магнитодипольной решетки из наночастиц железа: магнитный момент наночастицы  $m \approx 2.2\mu_B N$ , где  $N$  – число атомов в ней. Для  $N = 561$  радиус наночастицы составляет  $R = 1.364 \cdot 10^{-7}$  cm, а  $m \approx 1.145 \cdot 10^{-17}$  erg/Oe. С учетом  $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$  (Oe·s) $^{-1}$  получаем следующие численные оценки для времени  $t = \tau/(\gamma J) \approx 0.53\tau$  ps, магнитного поля  $H = Jh \approx 1.08h$  kOe и константы анизотропии  $K_u = J^2 k_u/2 \approx 6 \cdot 10^5 k_u$  erg/cm $^3$ .

Для последующего анализа векторное уравнение (13) представим тремя скалярными уравнениями. Так, для x-компонент  $\partial \vec{\mu}/\partial \tau$  получаем:

$$(1 + \alpha^2) \frac{\partial \mu_{ix}}{\partial \tau} = (\mu_{iz} + \alpha \mu_{ix} \mu_{iy}) h_{iy}^{ef} - (\mu_{iy} + \alpha \mu_{iz} \mu_{ix}) h_{iz}^{ef} - \alpha (1 - \mu_{ix}^2) h_{ix}^{ef}. \quad (14)$$

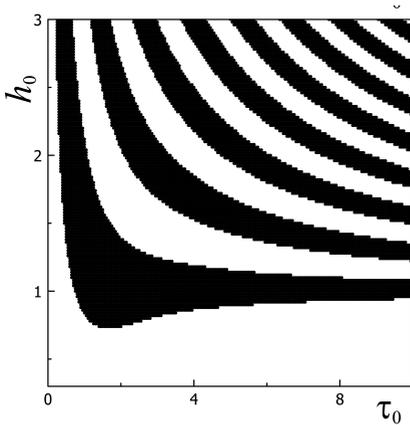


Рис. 25. Диаграмма реализации ПМ/НПМ изолированной наночастицы в переменных  $(h_0, \tau_0)$   $k_u = 1$ .

траектория быстро приближается к равновесному состоянию.

В разделе 7.2 исследовано импульсное перемагничивание и динамика магнитного момента изолированной наночастицы и антиферромагнитной дипольной наночейки. Выберем систему координат так, чтобы направление легких осей обеих наночастиц совпало с осью  $Y$ , при этом их константы анизотропии различны. Параметр диссипации считается равным  $\alpha = 0.01$ . Равновесные ориентации и прецессионные режимы суммарного магнитного момента наночейки определяются на основе численного решения уравнений (14), который проводится с помощью метода Рунге-Кутты. Рассмотрим вначале поведение магнитного момента одной наночастицы при воздействии на нее гауссова импульса магнитного поля.

Исследование отклика магнитного момента наночастицы с одноосной магнитной анизотропией на действие как гауссова, так и ступенчатого импульса поперечного магнитного поля показало сильную зависимость реализации перемагничивания (ПМ) а также продолжительность прецессионной динамики от длительности и пикового значения импульса. В частности, с изменением длительности импульса продолжительность отклика магнитного момента периодически достигает своих максимальных и минимальных значений. При условиях, отвечающих минимуму отклика магнитного момента на действие импульса, после очень короткого всплеска прецессионной динамики фазовая

На рис.25 для наночастицы с константой анизотропии  $k_u = 1$  приведена диаграмма, отражающая зависимость реализации ПМ от амплитуды и длительности гауссова импульса, темные участки соответствуют осуществлению ПМ при данных параметрах импульса, а соответственно, пустое пространство диаграммы соответствует отсутствию ПМ. По диаграмме понятно, что периодичность реализации ПМ происходит при изменении длительности импульса и его амплитуды, период соответствующих интервалов уменьшается с ростом величины параметров. При малой амплитуде (или длительности) импульса ПМ имеет место лишь в одном интервале значений  $\tau_0$  (или  $h_0$ ). В случае ступенчатого профиля действующего импульса характерные параметрические интервалы ПМ/НПМ имеют больший период, чем в случае гауссова импульса. На рис.26 показана

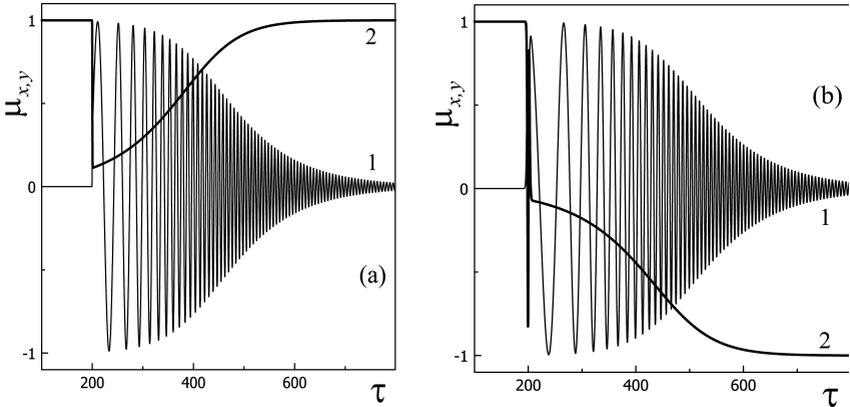


Рис. 26. Зависимость от времени  $X$ -компонент (кривые 1) и  $Y$ -компоненты (кривые 2) магнитного момента наночастицы с  $k_u = 1$  при действии гауссова импульса с  $h_0 = 2$  и  $\tau_0 = 0.3, 2.1$  (a, b); параметр диссипации  $\alpha = 0.01$ .

зависимость от времени  $X$ -компоненты (кривые 1) и  $Y$ -компоненты (кривые 2) магнитного момента наночастицы с  $k_u = 1$  при действии гауссова импульса с  $h_0 = 2$  и длительностью  $\tau_0 = 0.3, 2.1$  (a, b). Случай (a) отвечает НПМ, а случай (b) – ПМ наночастицы. Однако в обоих случаях параметры импульса соответствуют областям вблизи границы между интервалами, определяющими реализацию ПМ, поэтому в обоих случаях импульс вызывает очень продолжительный прецессионный отклик магнитного момента (намного превосходящий длительность импульса). При этом  $Y$ -компонента медленно приходит к равновесному положению, а прецессия в плоскости  $XZ$  продолжительное время имеет большую амплитуду.

Для наноячейки, состоящей из двух наночастиц, магнитные моменты которых в исходном состоянии направлены в противоположные стороны и  $k_{u1} \neq k_{u2}$ , действие импульса может приводить к четырем различным конфигурациям: обе наночастицы сохраняют исходную ориентацию магнитных моментов, обе перемагничиваются и меняют направление магнитного момента на противоположное, перемагничивается только одна из двух наночастиц. В первых двух случаях суммарный магнитный момент ячейки  $\vec{M} = \vec{\mu}_1 + \vec{\mu}_2$  остается равным нулю, в последних двух случаях он имеет одно из двух значений  $M_y = \pm 2$  (что в запоминающем устройстве может выступать в качестве двух разных логических состояний).

Основные результаты седьмой главы опубликованы в работах [30 – 32].

**Основные результаты и выводы.** В диссертационной работе теоретически исследованы особенности взаимодействия монохроматического и импульсного излучения со сверхрешетками и ФКС на основе активных (управляемых) сред для создания материалов с заданными свойствами, для определения условий наблюдения больших МО эффектов, для контроля и управления спектральными характеристиками. Основные результаты сводятся к следующему:

1. В мелкослоистой структуре феррит-полупроводник при наблюдении ФМР для эффективной магнитной проницаемости ТЕ-волны в поперечной геометрии имеет место сдвиг резонансной частоты по сравнению с резонансной частотой массивного ферромагнитного образца; в продольной геометрии сдвиг резонансной частоты отсутствует. Полученная среда, составленная из слоев феррита и полупроводника, с эффективными параметрами обладает симметрией двухосного бигиротропного кристалла, в котором собственные волны ТЕ-типа управляются магнитным полем в СВЧ диапазоне, а волны ТМ-типа в ИК диапазоне. Для поверхностных волн на границе «эффективная бигиротропная среда – вакуум» взаимный характер распространения приводит к односторонней прозрачности. В спектрах ФКС, где один слой периода представляет собой эффективную графеновую среду, появляются области, на которых прохождение отсутствует полностью, отражение сравнительно мало и максимальная часть падающего излучения поглощается. Варьированием угла падения и значением химического потенциала можно перестраивать спектры прохождения и поглощения падающего излучения.

2. Максимальное значение коэффициента отражения для пленки нанокompозита лежит в области отрицательности действительной части эффективной ДП и при увеличении толщины пленки частотная область сильного поглощения расширяется; уменьшение размеров включений и постоянной объемной доли ведет к расширению частотной области, на которой поглощение максимально. Существование поверхностных поляритонов на границе поглощающей НКС и усиливающего диэлектрика возможно в области плазмонного резонанса при отрицательности действительной части ДП нанокompозита. Использование усиливающего диэлектрика сужает область замедления ПП и позволяет управлять их дисперсионными характеристиками.

3. В ФКС «феррит – феррит» с бинарным распределением намагниченности в спектре собственных ТЕ волн рост константы распространения приводит к смещению фотонных зон с одинаковым порядковым номером в область более высоких частот. В интервале между резонансной и антирезонансной частотами найдена одиночная разрешенная зона, ширина которой при увеличении постоянной распространения сужается и переходит в одиночную линию, а частота стремится к частоте антирезонанса.

В спектре при продольном подмагничивании ФКС «феррит – диэлектрик» продемонстрировано наличие частот  $\omega_l$ , на которых происходит «схлопывание» всех запрещенных зон в спектре собственных циркулярно поляризованных волн. В спектре правополяризованных волн вблизи резонансной частоты  $\omega_H$  имеются особенности, связанные с соответствующей частотной зависимостью эффективной МП  $\mu^+(\omega)$ . Для МП  $\mu^-(\omega)$  левополяризованных волн таких особенностей нет.

В спектре ФКС «полупроводник – диэлектрик» увеличение внешнего магнитного поля приводит к сужению одних и расширению других имеющихся запрещенных зон и зон пропускания, и появлению новых зон по сравнению со спектром в отсутствие поля. При увеличении угла падения волны на структуру наблюдается появление новых зон, их расширение и смещение в область более высоких частот.

4. На примере одномерных ФКС дана классификация дефектов структуры. Показано, что в структуре, содержащей дефект инверсии с низким значением ДП, электрическое поле локализуется в центре дефектного слоя, а в центре ФЗЗ возникает узкая минигона пропускания (дефектная мода); у структур, содержащих дефект инверсии с высоким значением ДП, электрическое поле локализуется на границах дефектного слоя и дефектная мода оказывается значительно шире. В структурах, содержащих дефекты инверсии и внедрения, в области дефекта реализуется более высокая степень локализации волнового поля, чем в структурах с одним дефектом инверсии.

5. Показано, что применение структуры типа Фабри-Перо при условии формирования магнитоактивного дефекта внедрения на дефекте инверсии с меньшей ДП приводит к гигантскому увеличению угла фарадеевского вращения. Для ФКС с дефектом замещения большие значения интенсивностного МО эффекта Керра  $\Delta_K = R(M) - R(0)$  ( $R(M)$  и  $R(0)$  – коэффициенты отражения от образца в намагниченном и размагниченном состояниях), существенно превышающие соответствующую величину для бездефектной структуры, наблюдаются в области дефектной минизоны. В центре минизоны имеет место смена знака интенсивностного МО эффекта. В случае ИВВ при наклонном падении излучения на планарную структуру пленка-подложка управление интегральным тепловыделением и дополнительной интерференционной составляющей коэффициента поглощения  $D_{int} \cos \delta$  происходит за счет разности фаз  $\delta$  падающих на слой волн.

6. Для ФКС без дефекта при настройке несущей частоты на частоту запрещенной зоны вдали от ее краёв возможно осуществить распространение светового импульса практически без деформаций его профиля. Искажение профиля импульса при отражении и прохождении через ФКС без дефекта определяется дисперсией среды вблизи несущей частоты импульса, временным фазовым сдвигом и влиянием ближайших границ раздела. Для импульсов малой длительности возможно разделение на несколько сигналов различной интенсивности. ФКС с одним дефектом инверсии является перспективным элементом управления и модификации временного профиля импульса при отражении и прохождении через структуру. При точной настройке несущей частоты на дефектную моду наиболее заметна трансформация для отраженных импульсов, тогда как для прошедших импульсов наблюдается незначительная модификация огибающей. При смещении несущей частоты от центра дефектной моды существенную модификацию испытывают импульсы малой длительности. На краях ФЗЗ в районе первого минимума происходит резкий спад коэффициента отражения и быстрое возрастание величины временного сдвига  $\Delta\tau$  (аналог сдвига Гооса-Хенхен). Для импульсов малой длительности доля этих «отстающих» компонент в спектре может быть велика, что приводит к деформации импульса вплоть до его раздвоения.

7. При исследовании динамики магнитного момента магнитодипольной решетки выявлено, что максимумы отклика магнитного момента на импульс поля разбивают область значений длительности импульса (или область значений его амплитуды – при постоянной длительности) на интервалы, отвечающие перемагничиванию наночастицы, которые чередуются с интервалами, отвечающими отсутствию перемагничивания. Чем ближе магнитный момент к перпендикулярному относительно оси анизотропии направлению, тем продолжительнее оказывается отклик – магнитный момент прецессирует под действием поля анизотропии либо к исходному направлению, либо к противоположному. Для наночастицы, состоящей из двух дипольно связанных наночастиц с противоположным направлением магнитных моментов в исходном состоянии при подборе продолжительности и/или амплитуды импульса возможно перемагничивание

только одного или только другого диполя (при этом магнитный момент системы меняется с 0 на  $\pm 2$ ), либо перемагничивание обоих диполей (магнитный момент сохраняется).

### Благодарности

Выражаю глубокую признательность и благодарность моему научному консультанту д.ф.-м.н. профессору Семенцову Дмитрию Игоревичу за поддержку, помощь, обсуждение результатов и научное консультирование. Считаю своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность кафедре радиофизики и электроники, заведующему кафедрой д.ф.-м.н. профессору Гурину Нектарию Тимофеевичу за поддержку и ценные советы и ведущему научному сотруднику д.ф.-м.н. Шутому Анатолию Михайловичу за обсуждение результатов и плодотворное сотрудничество. Благодарю свою семью и всех, кто сделал настоящую работу возможной.

### Список сокращений

**МПС** – мелкослоистые периодические структуры;  
**ФКС** – фотонно-кристаллическая структура;  
**МДС** – магнитодипольная структура;  
**НКС** – нанокompозитная структура;  
**ПДС** – полосовая доменная структура;  
**ФК** – фотонный-кристалл;  
**МФК** – магнитофотонный-кристалл;  
**ТМ-волна** – волна, вектор электрического поля  $E$  которой, параллелен плоскости падения, синоним  $p$ -волна;  
**ТЕ-волна** – волна, вектор электрического поля  $E$  которой, перпендикулярен плоскости падения, синоним  $s$ -волна;  
**ДП** – диэлектрическая проницаемость;  
**МП** – магнитная проницаемость;  
**ФЗЗ** – фотонная запрещенная зона;  
**ФМР** – ферро-магнитный резонанс;  
**МО** – магнитооптический (эффект);  
**ПП** – поверхностный поляритон;  
**ИТ** – интерференционное тепловыделение;  
**СВЧ** – сверх высокочастотный диапазон излучения;  
**ИК** – инфракрасный диапазон излучения;  
**ПМ/НПМ** – перемагничивание/неперемагничивание;  
**ОЛН** – ось легкого намагничивания.

### Перечень основных публикаций по теме диссертационного исследования

#### Статьи в журналах, индексируемых в Web of Science или Scopus:

1. Елисеева С.В., Семенцов Д.И., Степанов М.М. Дисперсия объемных и поверхностных электромагнитных волн в бигиротропной мелкослоистой среде феррит-полупроводник. // **Журнал Технической Физики**. – 2008. – Т.78. – Вып.10. – С.70–77.
2. Eliseeva S.V., Sannikov D.G., Sementsov D.I. Anisotropy, gyrotropy and dispersion properties of the periodical thin-layer structure of magnetic–semiconductor. // **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**. – 2010. – V.322. – P.3807–3816

3. Елисеева С.В., Семенцов Д.И. Эффективные материальные параметры, резонансные и поляризационные свойства магнитофотонного кристалла. // **Журнал Технической Физики**. – 2014. – Т.84. – Вып.9. – С.100–106.

4. Eliseeva S.V., Sementsov D.I. Material Parameters and Microwave Properties of a Magnetic Photonic Crystal. // **Physics of Wave Phenomena**. – 2014. – V.22. – No.4. – P.1–7.

5. Evseev D.A., Eliseeva S.V., Sementsov D.I. Waves in a plane graphene – dielectric waveguide structure. // **The European Physical Journal Applied Physics**. – 2017. – V.80. – Num.1. – P. 10501-(6).

6. Елисеева С.В., Наседкина Ю.Ф., Семенцов Д.И. Оптические спектры нанокompозитной пленки с металлическими включениями. // **Оптика и Спектроскопия**. – 2014. – Т.117. – No 6. – С.50–58.

7. Елисеева С.В., Семенцов Д.И. Поглощательная способность слоя нанокompозита со сферическими металлическими включениями // **Оптика и Спектроскопия**. – 2018. – Т.124. – В.6. – С. 826–832.

8. Filatov L.D., Eliseeva S.V., Sementsov D.I. Surface polaritons on the interface between an enhanced dielectric and a nanocomposite media. // **Applied Surface Science**. – 2015. – V.351. – P. 48–54.

9. Елисеева С.В., Семенцов Д.И. Спектр собственных электромагнитных волн в периодической структуре ферромагнетик-диэлектрик. // **Кристаллография**. – 2005. – Т.50. – No 4. – С.718–724.

10. Elisséeva S.V., Sementsov D.I. Dispersion des ondes électromagnétiques dans une multicouche périodique dans un champ magnétique extérieur : théorie // **Comptes Rendus Physique**. – 2006. – V.7. – Iss. 2. – P. 255–261.

11. Елисеева С.В., Семенцов Д.И. Спектр собственных электромагнитных волн периодической структуры ферромагнетик-полупроводник. // **Журнал Технической Физики**. – 2005. – Т. 75. – No 7. – С.106–111.

12. Елисеева С.В., Семенцов Д.И. Дисперсия электромагнитных волн в периодической структуре ферромагнетик-диэлектрик. // **Известия Высших Учебных Заведений. Физика**. – 2005. – Т. 48. – No 5. – С.69–75.

13. Елисеева С.В., Семенцов Д.И., Степанов М.М. Фотоннокристаллические свойства магнитогиrotропной структуры с бинарным распределением намагниченности. // **Радиотехника и Электроника**. – 2008. – Т.53. – Вып.12. – С.1509–1515.

14. Елисеева С.В., Семенцов Д.И., Степанов М.М. Фотоннокристаллические свойства одномерной продольно намагниченной периодической структуры. // **Журнал Технической Физики**. – 2010. – Т. 80. – Вып. 2. – С.92–98.

15. Eliseeva S.V., Fedorova I.V., Sementsov D.I. Modification of the transmission spectrum of the "semiconductor-dielectric" photonic crystal in an external magnetic field. // **Advanced Electromagnetics**. – 2017. – V.6. – Num.4. – P. 83–89.

16. Елисеева С.В., Семенцов Д.И. Оптические спектры дефектных одномерных фотонных кристаллов. // **Оптика и Спектроскопия**. – 2010. – Т. 109. – No 5. – С. 789–797.

17. Елисеева С.В., Остаточников В.А., Семенцов Д.И., Степанов М.М. Спектры отражения и прохождения дефектных магнитофотонных кристаллов. // **Радиотехника и Электроника**. – 2011. – Т. 56. – Вып. 6. – С.672–681.

18. Елисеева С.В., Остаточников В.А., Семенцов Д.И. Локализация поля в одномерной фотонно-кристаллической структуре на дефекте инверсионного типа. // **Известия ВУЗов. Физика**. – 2012. – Т. 55. – Вып. 7. – С.72–77.

19. Елисеева С.В., Семенцов Д.И. Магнитооптическая активность одномерного фотонного кристалла с магнитным дефектом. // **Физика Твердого Тела.** – 2012. – Т. 54. – Вып. 10. – С.1858–1864.
20. Eliseeva S.V., Ostatochnikov V.A., Sementsov D.I. Effective defect mode suppression in a magnetophotonic crystals in the magnetic resonance region. // **XVI International Youth Scientific School, Journal of Physics: Conference Series.** – 2013. – V.478. – P.012009–(6).
21. Елисеева С.В., Остаточников В.А., Семенцов Д.И. Подавление дефектной моды фотонного кристалла с магнитным дефектом в области ферромагнитного резонанса. // **Физика Твердого Тела.** – 2013. – Т.55, Вып. 1. – С.61–64.
22. Eliseeva S.V., Ostatochnikov V.A., Sementsov D.I. Control of defect mode in magnetophotonic crystals in the magnetic resonance region. // **Journal of Magnetism and Magnetic Materials.** – 2014. – V.354. – P.267–271.
23. Fedorova I.V., Eliseeva S.V., Sementsov D.I. Photonic spectra of a Bragg microresonator with a ferroelectric resonator layer. // **Superlattices and Microstructures.** – 2018. – V.117. – P. 488–494.
24. Fedorova I.V., Eliseeva S.V., Sementsov D.I. Spectral and polarization properties of a planar multiferroic structure. // **Optics Communications.** – 2020. – V.458 – P. 124881. (Available online 7 November 2019. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401819310016>)
25. Елисеева С.В., Семенцов Д.И. Дефектные моды и магнитооптическая активность одномерного магнитофотонного кристалла. // **Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики.** – 2011. – Т. 139. – Вып. 2. – С.235–240.
26. Eliseeva S.V., Nasedkina Yu.F., Sementsov D.I. Giant Faraday Rotation in One-Dimensional Photonic Crystal with Magnetic Defect. // **Progress In Electromagnetics Research M.** – 2016. – V.51. – P.131–138.
27. Абрамов А.С., Афанасьев С.А., Елисеева С.В., Семенцов Д.И. Интерференционное тепловыделение в поглощающем слое в поле двух волн. // **Журнал Технической Физики.** – 2013. – Т.83. – Вып.5. – С.10–16.
28. Наседкина Ю.Ф., Елисеева С.В., Семенцов Д.И. Взаимодействие Гауссова импульса с одномерным фотонным кристаллом. // **Оптика и Спектроскопия.** – 2015. – Т.119. – No 1. – С.135–141.
29. Nasedkina Yu.F., Eliseeva S.V., Sementsov D.I. Transformation of a Gaussian Pulse when Interacting with a One-Dimensional Photonic Crystal with an Inversion Defect. // **Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications.** – 2016. – V.19. – P. 31–38.
30. Shutyi A.M., Eliseeva S.V., Sementsov D.I. Equilibrium state of planar arrays of magnetic dipoles in the presence of an exchange coupling // **Physical Review B.** 2015. Vol. 91, P. 024421-13.
31. Shutyi A.M., Eliseeva S.V., Sementsov D.I. Dynamics of the magnetic nanoparticles lattice in an external magnetic field. // **Journal of Magnetism and Magnetic Materials.** 2018. Vol. 464. P.76–90.
32. Shutyi A.M., Eliseeva S.V., Sementsov D.I. The response of the magnetic nanoparticles lattice to a Gaussian magnetic field pulse. // **Superlattices and Microstructures.** 2019. Vol. 132. P. 106158–(12)

**Статьи в журналах из списка ВАК, индексируемых в РИНЦ:**

33. Елисеева С.В., Семенцов Д.И. Высоочастотные свойства мультислойной структуры ферромагнитный металл-диэлектрик. // **Физика волновых процессов и радиотехнические системы.** – 2003. – Т. 6. – No 3. – С.19–23.

34. Елисеева С.В., Семенцов Д.И. Глубина проникновения высокоочастотного поля в периодическую структуру ферромагнетик-диэлектрик. // **Физика волновых процессов и радиотехнические системы.** – 2002. – Т. 5. – No 2. – С.45–50.

35. Елисеева С.В., Остаточников В.А., Семенцов Д.И. Поля и спектры одномерного фотонного кристалла с дефектом инверсионного типа. // **Компьютерная оптика.** – 2012. – Т. 36. – Вып. 1. – С.14–20.

36. Елисеева С.В., Остаточников В.А., Семенцов Д.И. Спектральные свойства магнитофотонных кристаллов в области магнитного резонанса. // **Известия Самарского научного центра Российской академии наук.** – 2012. – Т.14. – No 4(4). – С.1096–1101.

37. Елисеева С.В., Остаточников В.А., Семенцов Д.И. Модификация распределения поля в одномерной фотонно-кристаллической структуре с дефектами инверсии и внедрения. // **Физика волновых процессов и радиотехнические системы.** – 2012. – Т.15. – Вып. 1. – С.39–45.

#### **Патенты:**

38. **Патент на изобретение No2540122** Способ нагрева тонких металлических пленок. Авторы Абрамов А.С., Афанасьев С.А., Елисеева С.В., Санников Д.Г., Семенцов Д.И., заявка No2013130979/07 от 16 декабря 2014 г. срок действия 05 июля 2033 г.

39. **Патент на полезную модель No162953** Поляризационно-чувствительный интерференционный фильтр на основе ферромагнетика. Авторы Елисеева С.В., Коробко Д.А., Остаточников В.А., Семенцов Д.И., заявка No2015155837/28 от 10 июня 2016 г., срок действия 24 декабря 2025 г.

40. **Патент на полезную модель No173568** Оптический изолятор на основе магнитофотонного микрорезонатора. Авторы Елисеева С.В., Новиков С.Г., Семенцов Д.И., Шутый А.М., заявка No2017115075 от 27 апреля 2017 г. срок действия 27 апреля 2027 г.

*Елисеева Светлана Вячеславовна*

РЕЗОНАНСНЫЕ, ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В  
АКТИВНЫХ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ И МАГНИТОДИПОЛЬНЫХ  
СТРУКТУРАХ

Автореф. дис. на соискание ученой степени докт. физ.-мат. наук

Подписано в печать \_\_\_\_\_.\_\_\_\_\_.\_\_\_\_\_. Заказ № \_\_\_\_\_

Формат 60×90/16. Усл. печ. л. 1. Тираж 120 экз.

Типография \_\_\_\_\_

