Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования «Ульяновский государственный университет»

На правах рукописи

Елисеева Светлана Вячеславовна

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

01.04.05 — «оптика»

Диссертация на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант:
д.ф.-м.н., профессор
Семенцов Дмитрий Игоревич

Ульяновск — 2020

Оглавление

Стр.

Стр.

Введение

В настоящее время мелкокослоистые 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 [1—6]), 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, нанокомпозиты, 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) характеристиками [7—9]).

Одномерные ФКС с нарушением периодичности (т.е. дефектом структуры) в ФЗЗ содержат дефектные моды [10]. 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 фотонной структуре можно эффективно управлять ее оптическими свойствами.

В качестве активной среды могут выступать такие искусственные среды, как мелкослоистые периодические структуры или нанокомпозиты, представленные равномерным распределением (хаотично либо упорядоченно) в объеме диэлектрической матрицы металлических наночастиц разной формы [11—13]. Нанокомпозитные 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 параметров от структуры вещества основан на том, что свет, отраженный, прошедший или поглощенный несет в себе большое количество информации о свойствах этого вещества. На практике часто используются световые временные импульсы [14; 15] 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 таже прошедших через них. Такое свойство среды, как дисперсия, является причиной изменения закономерностей прохождения через среду (или при отражении от нее) немонохроматических 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 [16—18], 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 плоскослоистыми структурами и ФКС на основе активных (управляемых) сред, а также магнитодипольными структурами для создания композитных материалов с заданными экстремальными свойствами, определения условий наблюдения больших МО и динамических эффектов, контроля и управления спектральными характеристиками.

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

$\mathbf{1}$. Определение в приближении мелкослоистости ($L_i << \lambda$) эффективных материальных параметров ε_{ef} и μ_{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 металло-диэлектрического нанокомпозита 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.

$\mathbf{2}$. 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.

$\mathbf{3}$. 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.

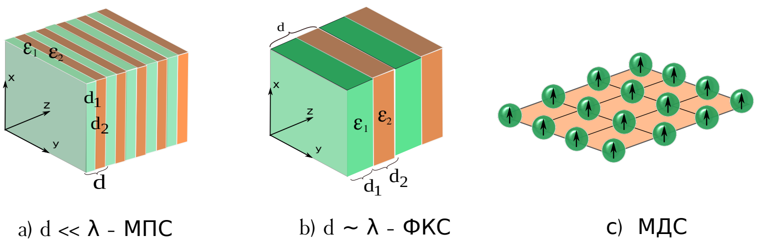


Рисунок 0.1 — Объекты исследований

Объектами исследования являются мелкослоистые периодические структуры, бездефектные и с различного типа дефектами ФКС, выполненные на основе различных активных материалов, плоские магнитодипольные решетки (рис.0.1). 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 нанокомпозита 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 нанокомпозита. 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 ω_l, на которых происходит «схлопывание» всех запрещенных зон в спектре собственных циркулярно поляризованных волн. В спектре правополяризованных волн вблизи частоты магнитного резонанса ω_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 δ 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 ± 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. Нанокомпозитные 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 нанокомпозита 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 θ_d плоскости поляризации прошедшего излучения (эффект Фарадея) достигается в ФКС при формировании симметричной резонаторной структуры $(N_1N_2)^aM(N_2N_1)^a$ 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-зеркалах. 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 ± 2. Указанный тип наноячеек (с антиферромагнитной связью) может быть использован при создании трех-четырех уровневых 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 (2×2) и (4×4), 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-Кутта 4-го порядка.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Плоскослоистая 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 мелкослоистой 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 нанокомпозита 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 нанокомпозита. 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 TE 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 δ 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

Дмитрием Игоревичем. 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.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения, списка сокращений, списка литературы и приложения. В первой главе приведен краткиий обзор литературы, касающийся соответствующих научных задач, их актуальности и областей применения результатов. Полный объём диссертации составляет 257 страниц, включая 126 рисунков и 6 таблиц. Список литературы содержит 351 наименование.

Глава 1. Актуальность, подходы к описанию и использование мелкослоистых периодических, фотонно-кристаллических и магнитодипольных структур

1.1 Мелкослоистые и нанокомпозитные среды

Каждые несколько лет по мере достижения успехов в ряде областей, а особенно в вычислительной технике, увеличивается популярность периодических сред. Интерес научной общественности к активным и пассивным периодическим структурам возник в прошлом веке и это отражено в обзорной статье Ш. Элаши [19]. Бинарные периодические структуры стали известны, прежде всего возможностью комбинирования различных материалов и эффективного управления их электродинамическими и оптическими характеристиками. Со ставших классикой работ С.М. Рытова [20—22] берет начало отдельное направление, посвященное гомогенизации одномерных сред различной природы [23—41]. Теория эффективной среды (рис.1.1) строится в предположении малости линейных размеров (мелкослоистое или длинноволновое приближение), например, периода бинарной МПС по сравнению с длиной волны взаимодействующего электромагнитного излучения. С точки зрения электродинамической теории это позволяет отождествить дискретную структуру искусственно созданного материала [42; 43] эквивалентной ему в электродинамическом отношении сплошной средой, которая определяется некоторыми эффективными значениями диэлектрической проницаемости, магнитной проницаемости, проводимостью и показателем преломления. В своих работах С.М. Рытов [20; 22] рассматривал изотропные материалы, тогда как в настоящей работе по его методу получены эффективные параметры МПС, каждый слой которой описывается ДП и МП с учетом гиротропии, что является новым результатом и вносит вклад в определение вида материальных параметров рассматриваемых сред.

Тонкая пленка [7; 44] магнетика в качестве гиротропного элемента слабо влияет на СВЧ поле, поскольку количество взаимодействующего с полем активного материала в пленке мало. Глубина проникновения поля в образец ограничивает толщину пленки из-за проводимости. Для ферритов [45] в сантиметровом диапазоне волн, где имеются особенности ВЧ магнитной проницаемости, глубина проникновения составляет $0.1 \div 1\ \mu m$.

Возможность сочетания слоев с разными физическими свойствами [22; 42; 43; 46—48] в процессе создания одномерных слоистых структур делает актуальными задачи исследования поведения объемных и поверхностных электромагнитных волн в подобных средах, а также поведение поверхностных поляритонов на границах раздела однородная среда (или вакуум) - эффективная среда [49—51]. Особенности волновых спектров в периодических структурах полупроводник-диэлектрик и магнетик-диэлектрик интересны возможностями создания эффективных сред с управляемыми внешним магнитным полем свойствами [52; 53].

Использование периодической слоистой структуры ферромагнетик-полупроводник в качестве гиромагнитной среды создает условия не только для увеличения объема взаимодействующего с полем активного материала, но и расширение частотного диапазона, где проявляется управляемость внешним полем параметрами среды. С практической точки зрения интерес представляет среда гиротропные свойства которой проявляются в СВЧ диапазоне за счет магнитной проницаемости феррита и в ИК диапазоне за счет электрической проницаемости полупроводника [54; 55]. В качестве активного материала может быть использован сегнетоэлектрик, ДП которого зависит от электрического поля и температуры, и с их помощью может эффективно управляться. Такие свойства наделяют рассматриваемые структуры многообещающими свойствами при производстве магнитных блоков в полупроводниковых электронных и спинтронных устройствах.

В работах [56—58] рассмотрены „левые среды“ популярные в последнее время и получаемые при комбинировании магнитных и немагнитных материалов в приближении эффективной среды. В таких средах ДП и МП одновременно имеют отрицательные значения.

Магнитные слои обладают гиротропией [8; 9; 55; 59—63] которая сопряжена с антисимметричными недиагональными компонентами тензоров МП и (или) ДП $\hat{\mu}_f$ и $\hat{\varepsilon}_f$ (в зависимости от рабочего частотного диапазона). Немагнитные и изотропные диэлектрические слои описываются скалярными материальными параметрами μ_d и ε_d. Дисперсионные свойства структуры связаны с частотной зависимостью компонент тензоров ДП и МП в каждом из слоев, наличием или отсутствием диссипации энергии, а также отношением между длиной волны и периодом структуры. Учёт диссипации приводит к затуханию собственных волн, и к заметному изменению свойств дисперсии и ограничению минимальной фазовой скорости волн. Свойства тензоров существенно зависят от ориентации внешнего магнитного поля.

Задача определения частотного спектра $\omega(\beta)$ при произвольном отношении периода МПС и длины волны, а также при произвольных направлениях магнитного поля $\mathbf{H_0}$ и волнового вектора β по отношению к оси периодичности $\mathbf{n}$ является сложной аналитической задачей, которая в настоящее время решена только для некоторых частных случаев. Поэтому описание высокочастотных и оптических свойств МПС требует применения приближенных методов [64—67]. Самым распространенным и широко используемым приближением является длинноволновое (приближение мелкослоистой среды), когда длина распространяющейся волны много больше периода структуры [55; 66; 67]. Так, для реализации мелкослоистого приближения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах, имеющих большой практический интерес, период структуры должен быть порядка 1 μm. Тогда магнитоактивная МПС рассматривается как однородная среда с эффективными тензорными материальными параметрами. Если магнитное поле направлено перпендикулярно границам слоев структура сохраняет одноосный характер, как и у сред, составленных из изотропных слоев. При подмагничивании вдоль двух ортогональных осей, лежащих в плоскости слоев, МПС приобретает свойства двухосного кристалла. При этом гиротропия и тип анизотропии структуры определяют тип нормальных волн, которые могут распространяться в МПС. Практическое использование высокочастотных и оптических свойств магнитогиротропных слоистых структур требует знания их эффективных параметров. Основная цель теории эффективной среды и данной работы [66—69] состоит в поиске эффективных материальных параметров композитной структуры определенного состава, формы и свойств составных элементов. Этими параметрами являются ДП и МП, проводимость или комплексный показатель преломления.

Интерес представляют бинарные нанокомпозитные структуры, которые состоят из металлических наночастиц разнообразной формы, помещенных в диэлектрическую матрицу в определенном порядке или беспорядочно [70—75]. Подобные среды демонстрируют как свойства включений, так и свойство самой матрицы. Эффективные материальные параметры проявляют отличные свойства от исходных природных материалов. Для расчета распространения световой волны в композитных средах применяются модели эффективных сред в рамках приближения Бруггемана или Мксвелла-Гарнетта.

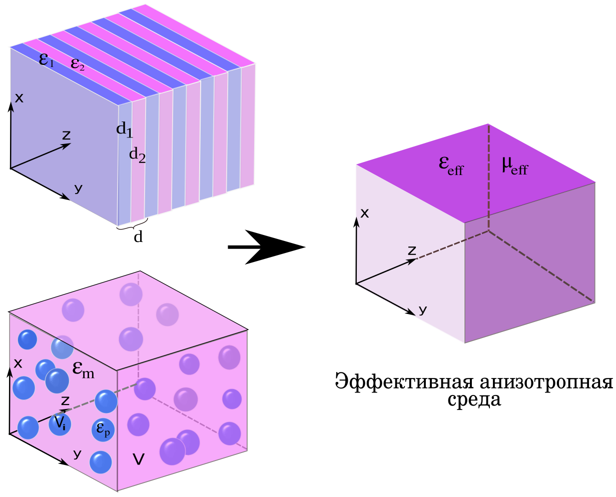


Рисунок 1.1 — Иллюстрация теории эффективной среды

Управление поглощаемой энергией падающего на структуру излучения является одной из ключевых проблем в целом ряде прикладных задач нанофотоники. Поэтому чрезвычайно важным является поиск материалов и оптимизация параметров поглотителей энергии заданного частотного диапазона [70; 74; 76—79]. В общем случае поглощаемая конкретным образцом энергия зависит как от его параметров, так и от параметров излучения (длины волны, угла падения). Типичной является ситуация, когда для поглощения падающего излучения поглотитель выбирается в виде плоского слоя поглощающего вещества. Однако, расположенный в вакууме однородный тонкий слой не может поглотить более 50% падающего излучения [80].

Для увеличения поглощающей способности требуется более сложная структура слоя-поглотителя. В частности, поглотители делают неоднородными по составу с использованием различных метаматериалов [81; 82] или металло-диэлектрических НКС, представляющих собой диэлектрическую матрицу с равномерно распределёнными по ее объёму металлическими наночастицами [73; 83—95] .

Необычные оптические характеристики НКС формируются благодаря поверхностно-плазмонному резонансу металлических наночастиц [72; 96—100], положение и форма линии которого зависит от ДП исходных материалов, концентрации и размера наночастиц. Так, наличие серебряных наночастиц в диэлектрической матрице (стекле) приводит к появлению в оптических спектрах пропускания НКС селективных полос поглощения в видимой области спектра в диапазоне длин волн $400 - 450\ nm$ [12; 76; 101].

Варьирование параметрами нановключений позволяет в достаточно широких пределах изменять действительную и мнимую части эффективной ДП, что дает возможность управлять оптическими характеристиками НКС, в том числе и поглощением [87—89]. В представленной работе исследована поглощательная способность пленки нанокомпозита с равномерным распределением металлических наночастиц сферической формы. При описании ДП для металлических наночастиц использовано приближение Друде с учетом поглощения и размера включений [90—92], а для НКС – приближение эффективной среды [73; 93—95].

В работах [102; 103] представлены резонансные свойства ДП в нанокомпозите, величина и значение резонанса зависит от ДП материала матрицы, и от концентрации наночастиц. Вид резонанса диэлектрической проницаемости такой НКС совпадает с формой резонансов для ионного кристалла, но находится в видимом диапазоне. Действительное значение эффективной ДП нанокомпозита меняется в широких пределах, а именно, от положительных до отрицательных значений [81; 82].

Выбором концентрации, формы и размера нановключений можно добиться отрицательности диэлектрической проницаемости НКС вблизи плазменной частоты. В этой области вдоль плоской границы раздела сред возможно распространение (ПП), волновое поле которых локализуется в приповерхностном слое, толщина которого с каждой стороны от границы раздела обычно имеет порядок длины волны [90; 104; 105].

В последние годы стали актуальны исследования характера воздействия падающего электромагнитного излучения на монослои графена и периодические структуры на его основе. Графен обладает необычными электронными свойствами: высокой подвижностью носителей заряда и, как следствие, высокой проводимостью при отсутствии поглощения в широкой частотной области. При использовании графена имеется возможность локализации волнового поля в очень тонких слоях и управляемость электрическим и магнитным полями, что определяет его уникальные оптические свойства и делает одним из наиболее перспективных материалов фотоники и оптоэлектроники [106—112]. Благодаря особенностям дисперсии проводимости графена физические свойства ФКС на его основе могут значительно отличаться от свойств ФК на основе других материалов [113—116].

С практической точки зрения важную роль играют волноводные свойства графеновых сред. В работах [117—119] обсуждалось распространение локализованных на монослое графена ТМ и ТЕ волн, причем их дисперсия находится в терагерцовой частотной области. Исследована способность структуры, составленной из двух слоев графена с разделяющим тонким диэлектрическим слоем, удерживать локализованные плазмонные моды. Разрабатывается теория создания устройств волноводного типа состоящих из двух слоев графена [120—122].

Как видно, существует много интересных задач, требующих своего решения. Поэтому актуальной проблемой является теоретическое исследование МПС на основе активных сред, представляющих собой эффективную среду, управляемую в различных частотных диапазонах. Получение аналитических выражений для эффективных ДП и МП такой структуры. Исследование поглощательной способности НКС и поведения ПП на границе раздела усиливающий диэлектрик – нанокомпозитная среда.

1.2 Одномерные фотонные кристаллы

На протяжении последних лет остаются актуальными искусственные периодические или одномерные ФКС, созданные на основе активных сред [1; 2; 42; 46; 63; 123—130]. Проявление характерных свойств и эффектов фотонных кристаллов происходит, когда длина волны распространяющегося в них излучения сравнима с их периодом. Одновременно с ФКС, имеющими ФЗЗ в оптическом диапазоне [131—133], популярны периодические структуры с зонами непропускания, находящимися в других диапазонах, эффективная МП которых обладает существенной дисперсией и резонансными частотами в СВЧ-диапазоне [43; 134; 135]. Это магнитофотонные кристаллы (МФК), создаваемые послойным ростом периодической магнитной структуры или заполнением магнитным веществом пустот в опалах [9; 136—143]. Так, характерными особенностями одномерных МФК обладают слоистые периодические структуры, период которых содержит магнитоактивный слой. Спектры таких структур управляются внешним подмагничивающим полем, что существенно для их практического применения. Наличие магнитных сред позволяет наблюдать такие эффекты магнитооптики, как магнитное двулучепреломление (при поперечной ориентации намагниченности относительно направления распространения) и вращение плоскости поляризации прошедшей и отраженной волны (при продольном подмагничивании структуры). Геометрия поперечно намагниченных периодических структур исследована довольно хорошо. Геометрия продольного распространения исследовалась меньше, но с позиции наблюдения эффектов магнитооптики, является более разнообразной. В работе [144] на основе численного моделирования было показано, что в периодической поперечно намагниченной структуре проявляется резонансный интенсивностный магнитооптический (МО) эффект, состоящий в резонансном изменении коэффициентов отражения и пропускания при намагничивании структуры.

Наличие одного или нескольких структурных дефектов в одномерной ФКС локализует распространяющееся излучение в так называемых дефектных модах [145—147] с частотами, принадлежащими запрещенным зонам бездефектной структуры. В данной работе сделана попытка классификации одиночных дефектов в одномерных диэлектрических ФКС и МФК [10; 148]. С точки зрения управления отражением и прохождением интерес представляют ФКС с дефектами. Наличие дефектного слоя создает дополнительные разрешенные зоны по аналогии с дополнительными уровнями в твердых телах. С помощью комбинаций разных типов дефектов, их расположения в структуре и материала возможно эффективное управление МО свойствами полученных сред [146; 147; 149].

Численный анализ магнитных и магнитооптических свойств подобных искусственных структур проведен в работах [3; 5; 150—155]. Интересной задачей является поиск и создание новых нанокомпозитных материалов, в которых за счет специально подобранной структуры возникают резонансные явления, приводящие к значительному усилению оптических и магнитооптических эффектов, связанных с вращением плоскости поляризации и с изменениями интенсивности излучения. Среди всех оптических эффектов, магнитооптическим эффектам принадлежит основное место. Существование магнитооптических эффектов позволяет управлять интенсивностью и поляризацией излучения. Майкл Фарадей в 1845 году в своих работах описал связь между магнитными и оптическими явлениями. При прохождении линейно-поляризованной волны сквозь образец, помещенный в продольное магнитное поле, Фарадей зафиксировал вращения плоскости поляризации этой волны [156]. Подобный эффект для отраженных волн установил Джон Керр [157]. Также было продемонстрировано, что при определенных условиях можно наблюдать интенсивностный магнитооптический эффект. Он заключается в изменении коэффициента отражения при перемагничивании магнитного материала. Наряду с эффектами Фарадея и Керра существуют и другие магнитооптические эффекты, связанные с преобразованием поляризации или интенсивности падающего излучения." [158].

Частотный спектр бездефектной структуры обладает набором запрещенных фотонных зон, в которых излучение полностью отражается от кристалла, что позволяет использовать ее в качестве оптического фильтра [46]. Варьирование геометрических и физических параметров слоев, входящих в период структуры, позволяет управлять ее спектральными характеристиками и тем самым управлять падающим на структуру и отраженным от нее излучением [10].

Активные исследования процессов взаимодействия лазерного излучения с пространственно периодическими структурами позволили в последние годы обнаружить ряд новых оптических эффектов (например, солитонное сжатие импульсов и медленный свет [159—161]).

Общим свойством, характерным для распространяющихся в среде или отраженных импульсов, является трансформация формы их огибающих [162—165], которая является следствием различия в поведении отдельных спектральных компонент импульса. Основными составляющими трансформации огибающей импульса являются асимметричное увеличение или уменьшение его фронта, раздвоение, а также временной сдвиг “центра тяжести” [166]. Наиболее существенно трансформация импульса проявляется в области сильной дисперсии материальных параметров среды [167]. Если несущая частота импульса оказывается в непосредственной близости к границе ФЗЗ, то также наблюдается существенная трансформация его огибающей [15; 168; 169].

Из всего изложенного выше следует, что актуальными являются задачи теоретического поиска структуры способной к гигантским магнитооптическим эффектам. Необходимы исследования особенностей спектра отражения идеальной и дефектной магнитогиротропной ФКС, исследования распеределений полей в структурах, содержащих различные типы дефектов и эффект подавления дефектной моды ФК с магнитным дефектом в области ферромагнитного резонанса. Атуальной является задача исследования взаимодействия импульсного излучения с ФКС без дефекта и с ФКС, содержащей дефект.

1.3 Плоские магнитодипольные структуры

Интерес к ансамблям наночастиц, приобрел особое значение в связи с достижениями в области информационных технологий. Вместе с этим большое значение имеют стационарные структуры, формируемые малым числом элементов, что обусловлено задачами записи информации на магнитных носителях. В последние десятилетия ведется систематическое изучение и внедрение в практику создаваемых нанотехнологиями дипольных сверхструктур магнитного типа [11; 170—175]. Среди таких структур особый интерес представляют двумерные структуры в виде квадратных решеток магнитных наночастиц [16; 176; 177].

Как правило, они состоят из однодоменных наночастиц, сформированных, например, на основе магнетиков [17; 178]. Диполь-дипольное взаимодействие является основным при взаимодействии магнитных моментов в дипольрешеточных структурах [17; 179]. В работах [18; 180—182] исследованы динамика и равновесные состояния цепочек и квадратных массивов однодоменных магнитных диполей при их перемагничивании внешним статическим магнитным полем. Дискретные свойства приводят к значительным различиям, появляющимся при перемагничивании линейных и двумерных массивов наночастиц от свойств макроскопических однодоменных объектов. К отличиям можно отнести бистабильные состояния массивов, вызванные различными ориентационными конфигурациями [183—186] с неодинаковым полным моментом и возможными управляемыми перходами между конфигурациями системы и динамическими колебательными режимами магнитного момента при перемагничивании [18; 180—182].

При этом, регулярные массивы магнитных наночастиц разной размерности смогут служить средой для сверхплотной записи и хранения информации. Запись информации на решетке магнитных диполей базируется на изменениях равновесных конфигурации магнитных моментов при воздействии радиоимпульсов магнитного поля, а считывание происходит благодаря возбуждению возникшей конфигурации радиоимпульсом малой мощности на частоте ферромагнитного резонанса и сканированием частоты отклика дипольной системы [18; 180—182].

Изучению вихревых структур в магнитоупорядоченных средах посвящено достаточно много работ [187—191]. Исследованы также вихревые состояния в наночастицах [192] и спектрах спин-волновых мод под влиянием обменного и дипольного взаимодействий [193—196]. В работе [197] рассмотрены вихревые состояния со сложной структурой вихревого ядра в цилиндрических магнитных образцах различных размеров с учетом диполь-дипольного взаимодействия и магнитного поля при произвольном соотношении констант взаимодействия. Поиск систем с вихрями предельно малого размера представляет как фундаментальный, так и теоретический интерес. К подобным структурам относятся также скирмионы, которые в магнитных кристаллах представляют собой вихревые домены, охватывающие порядка десяти-двадцати атомов [198]. Указанные магнитные объекты существенно отличаются от низкоразмерных систем, к которым относятся решетки наночастиц.

Накопители информации, изготовленные на основе массивов из магнитных диполей, являются одними из наиболее перспективных видов запоминающих устройств. В связи с этим большое практическое значение приобретают исследования влияния на состояния дипольных решеток внешних однородных и локальных статических и переменных магнитных полей.

При исследовании динамики магнитнотного 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.

Актуальной задачей является исследование откликов магнитного момента наночастицы и плоской решетки наночастиц, обладающих одноосной анизотропией, на импульсное воздействие магнитного поля. Исследование влияния параметров импульса и величины анизотропии на прецессионную динамику отклика. Исследование динамики отклика на действие короткого гауссова импульса магнитного поля суммарного момента двух наночастиц, связанных диполь-дипольным взаимодействием и отличающихся величиной одноосной анизотропии.

Выводы к главе 1

Таким образом, на основе проведенного в данной главе обзора методов, подходов и применений рассматриваемых сред и структур можно сформулировать основные актуальные задачи или направления исследований:

1. Определение эффективных материальных параметров и показателя преломления эффективной среды, состоящей из чередующихся слоев феррита и полупроводника, в приближении мелкослоистости, с учетом гиротропии и квадратичных по малому параметру поправок $(L/\lambda)^2$, для основных ориентаций оси периодичности, подмагничивающего поля и волнового вектора. Исследование свойств поверхностных волн поляритонного типа на границе диэлектрика и металло-диэлектрического нанокомпозита в области плазмонного резонанса при наличии в покровном диэлектрике либо поглощения, либо усиления.

2. Определение и анализ дисперсионных соотношений и выражений для коэффициентов отражения циркулярных волн в ФКС магнетик-диэлектрик. Исследование селективных и волноводных свойств периодической структуры, состоящей из чередующихся плоскослоистых доменов ферромагнитного 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 дефектами, классификация дефектов в одномерных ФКС. Сравнение степени локализации поля в структурах с различными типами дефектов. Исследование особенностей спектра пропускания брэгговского микрорезонатора, в котором роль дефекта внедрения выполняет слой активной среды (феррит, титанат стронция).

4. Выявление условий реализации гигантского фарадеевского вращения в структурах резонаторного типа, в которых в качестве резонатора используется магнитный материал, 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 взаимодействия гауссова импульса при отражении от одномерной ФКС (бездефектной и содержащей дефект) с конечным числом

периодов, влияния ее дисперсионных свойств на форму отраженных и прошедших импульсов. Определение с помощью численного моделирования временных сдвигов отраженных импульсов при попадании их несущей частоты в разные области спектра 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.

Глава 2. Активные мелкослоистые периодические и нанокомпозитные структуры в приближении эффективной среды

2.1 Мелкослоистые периодические структуры феррит-диэлектрик и феррит-полупроводник

2.1.1 Типы геометрий структур и эффективные материальные параметры

Для общности рассмотрения задачи о распространении электромагнитных волн в мелкослоистых периодических структурах необходимо различать два основных случая взаимной ориентации оси периодичности структуры (ее направление задает орт $\mathbf{n}$) и направления распространения волны, определяемого константой распространения $\boldsymbol{\beta}$ (рис.2.1). Для первого случая вектор $\boldsymbol{\beta}$ перпендикулярен оси периодичности структуры и лежит в плоскости слоев. Назовем эту взаимную ориентацию поперечной и обозначим символом $\mathbf{T}$. Для второго случая распространения вектор $\boldsymbol{\beta}$ совпадает с направлением оси периодичности (т.е. перпендикулярен границам раздела слоев). Эту ориентацию назовем продольной и обозначим символом $\mathbf{L}$. Задание ориентации поля $\mathbf{H_0}$ по отношению к указанным векторам позволяет классифицировать физически различимые типы распространения волн в МПС.

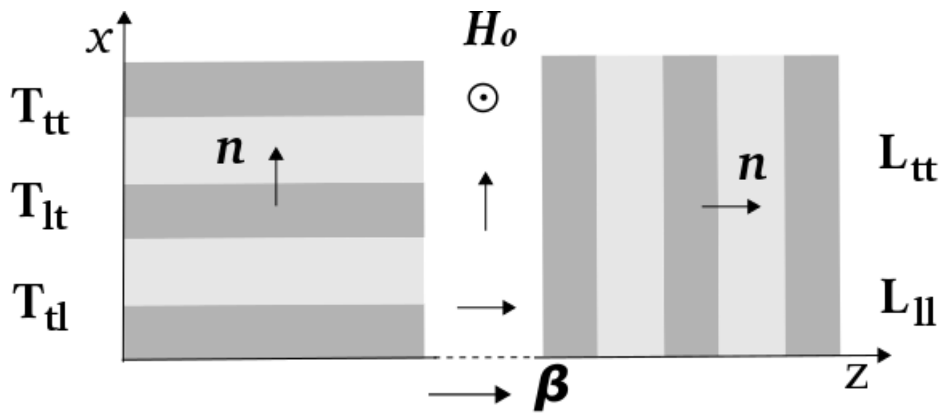


Рисунок 2.1 — Типы распространения волн в МПС

Поперечное распространение (тип $\mathbf{T}$), когда вектор $\boldsymbol{\beta}$ лежит в плоскости слоев, т.е. $\boldsymbol{\beta} \perp \mathbf{n}$. С учетом возможной ориентации магнитного поля в этом случае имеем три основных типа распространения: $\mathbf{T_{tl}}$, когда $\mathbf{H_0} \perp \mathbf{n}$, $\mathbf{H_0} \parallel \boldsymbol{\beta}$;

$\mathbf{T_{tt}}$, когда $\mathbf{H_0} \perp \mathbf{n}$, $\mathbf{H_0} \perp \boldsymbol{\beta}$ и $\mathbf{T_{lt}}$, когда $\mathbf{H_0} \parallel \mathbf{n}$, $\mathbf{H_0} \perp \boldsymbol{\beta}$. Здесь первый индекс указывает ориентацию магнитного поля по отношению к оси симметрии структуры, а второй – по отношению к волновому вектору.

Продольное распространение (тип $\mathbf{L}$), когда $\boldsymbol{\beta} \parallel \mathbf{n}$, при этом и волновой вектор нормален плоскости слоев. С учетом ориентации магнитного поля имеем два случая: $\mathbf{L_{ll}}$, когда $\mathbf{H_0} \parallel \mathbf{n}$, $\mathbf{H_0} \parallel \boldsymbol{\beta}$, и $\mathbf{L_{tt}}$ когда $\mathbf{H_0} \perp \mathbf{n}$, $\mathbf{H_0} \perp \boldsymbol{\beta}$. В этой геометрии при продольном подмагничивании (случай $\mathbf{L_{ll}}$) нормальными волнами являются две волны, у которых поперечные компоненты волнового поля имеют встречную круговую поляризацию, а продольные компоненты равны нулю. При поперечном подмагничивании (случай $\mathbf{L_{tt}}$) нормальными волнами являются две линейно поляризованные в ортогональных плоскостях волны, каждая из которых имеет по три компоненты поля [68; 69]. Варьирование направлений распространения и внешнего магнитного поля относительно оси симметрии структуры приводит к большому разнообразию волновых характеристик, которые могут проявляться в магнитоактивных МПС.

Рассмотрим одномерную МПС, состоящую из чередующихся слоёв немагнитного диэлектрика толщиной l_d со скалярными параметрами ε_d и μ_d, и слоев изотропного магнетика толщиной l_f с тензорными параметрами $\hat{\varepsilon}$ и $\hat{\mu}$ (для общности магнитные слои приняты бигиротропными). В зависимости от относительного направления трех векторов $\mathbf{H_0}$, $\mathbf{n}$ и $\boldsymbol{\beta}$ в МПС могут распространяться различные типы волн [66; 67; 199].

А. Случай $\mathbf{T_{tt}}$. Волна распространяется вдоль границ слоёв перпендикулярно подмагничивающему полю, лежащему в плоскости слоев, т.е. $\mathbf{H_0} \perp \mathbf{n} \perp \boldsymbol{\beta}$. Будем считать, что в рассматриваемом случае поле $\mathbf{H_0}$ ориентировано вдоль оси OY и тензорные проницаемости магнитных слоев имеют вид:

$$\hat{\varepsilon}_f = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & i\varepsilon_a \\ 0 & \varepsilon_0 & 0 \\ -i\varepsilon_a & 0 & \varepsilon \end{pmatrix}, \quad \hat{\mu}_f = \begin{pmatrix} \mu & 0 & i\mu_a \\ 0 & \mu_0 & 0 \\ -i\mu_a & 0 & \mu \end{pmatrix}. \tag{2.1}$$

В такой геометрии в мелкослоистой среде возможно распространение двух типов волн - TE и TM. Для управляемых магнитным полем волн TE типа с компонентами волнового поля (H_x,E_y,H_z) решения уравнений Максвелла для каждой из компонент принимают вид:

$$F_\alpha(x,z) = F_\alpha(x)\exp(-i\beta z), \tag{2.2}$$

где β - константа распространения. Зависимость амплитуд соответствующих компонент волнового поля от координаты x для магнитных слоев имеет следующий вид:

$$\begin{gathered} E_y = B_1 \cos(\nu x) + B_2 \sin(\nu x), \\ H_z = \frac{i}{k_0 \mu_\perp}\left[\left(\frac{\beta\mu_a}{\mu} B_1 + \nu B_2\right)\cos(\nu x) - \left(\nu B_1 - \frac{\beta\mu_a}{\mu} B_2\right)\sin(\nu x)\right], \\ H_x = \frac{1}{\beta\mu_\perp}\left[\left(\frac{\nu\mu_a}{\mu} B_1 - \beta B_2\right)\sin(\nu x) - \left(\beta B_1 + \frac{\nu\mu_a}{\mu} B_2\right)\cos(\nu x)\right], \end{gathered} \tag{2.3}$$

где введены параметры $\nu = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_0 \mu_\perp - \beta^2}$, $\mu_\perp = \mu - \mu_a^2/\mu$ - эффективная магнитная проницаемость, $k_0 = \omega/c$, c - скорость света в вакууме.

В диэлектрических слоях компоненты волнового поля имеют вид:

$$\begin{gathered} E_y = A_1 \cos(\kappa x) + A_2 \sin(\kappa x), \\ H_z = \frac{i\kappa}{k_0 \mu_d}\Big(A_1 \cos(\kappa x) + A_2 \sin(\kappa x)\Big), \quad H_x = -\frac{\beta}{k_0 \mu_d} E_y, \end{gathered} \tag{2.4}$$

где $\kappa = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_d \mu_d - \beta^2}$. В приведенных выражениях ν и κ являются x- компонентами волнового вектора в магнетике и диэлектрике соответственно. Из граничных условий и условий периодичности, накладываемых на тангенциальные компоненты волнового поля, получаем дисперсионное уравнение:

$$2p(1 - \cos(\kappa l_d)\cos(\nu l_f)) + (1 + p^2 + q^2)\sin(\kappa l_d)\sin(\nu l_f) = 0, \tag{2.5}$$

где параметры $p = \kappa\mu_\perp/\nu\mu$ и $q = \kappa\mu_a/\nu\mu$.

В приближении тонких слоёв, т.е. при $\nu l_f << 1$ и $\kappa l_d << 1$ можно ввести эффективные диэлектрическую и магнитную проницаемости, описывающие мелкослоистую среду в рассматриваемой геометрии:

$$\begin{gathered} \varepsilon_{ef} = \overline{\varepsilon}\big[1 + \Delta_\varepsilon\big], \quad \mu_{ef} = \tilde{\mu}\big[1 + \Delta_\mu\big], \\ \Delta_\varepsilon = \frac{\varepsilon_d - \varepsilon_0}{\overline{\varepsilon}}\Delta, \quad \Delta_\mu = \left(\frac{\tilde{\mu}}{\mu_\perp} - \frac{\tilde{\mu}}{\mu_d}\right)\Delta, \\ \Delta = \frac{k_0^2 l_d^2 l_f^2}{6\sqrt{3}L^2}\frac{\overline{\mu}\tilde{\mu}}{\mu_d\mu_\perp}\Big(\varepsilon_d\mu_d - \varepsilon_0\mu_\perp\Big). \end{gathered} \tag{2.6}$$

Здесь введены усредненные по слоистой структуре параметры:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_d\theta + \varepsilon_0}{\theta + 1}, \quad \bar{\mu} = \frac{\mu_d\theta + \mu_\perp}{\theta + 1},$$
$$\frac{1}{\tilde{\mu}} = \frac{1}{\theta + 1}\left(\frac{\theta}{\mu_d} + \frac{1}{\mu_f}\right), \quad \mu_f = \mu - \frac{\mu_a^2}{\mu + \theta\mu_a}. \tag{2.7}$$

где параметр $\theta = l_d/l_f$. При этом константа распространения $\beta = k_0 N_{ef}$, где $N_{ef} = \sqrt{\varepsilon_{ef}\mu_{ef}}$. Приведенные эффективные материальные параметры содержат поправки, квадратичные по малому параметру $k_0\sqrt{l_d l_f}$.

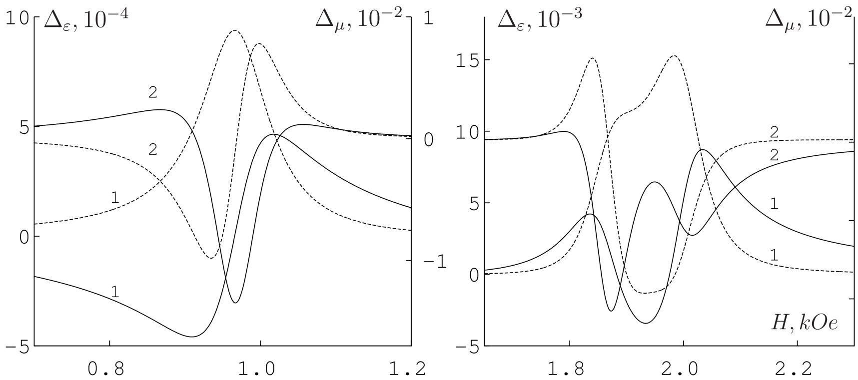


Рисунок 2.2 — Полевая зависимость действительной и мнимой (кривые 1,2) частей поправок к единице в выражениях (2.6) для эффективных ДП (сплошная линия) и МП (пунктирная линии) при $\theta = 1$.

Таким образом, для малых толщин слоев в сравнении с длиной проходящей в структуре волны, мелкослоистая среда в общем является однородной средой с эффективными параметрами (2.6). Из приведенных выражений следует также, что полученные эффективные параметры являются «чистыми» только в нулевом по k_0 приближении. Учёт поправок, пропорциональных Δ, приводит к тому, что эффективная ДП ε_{ef} становится зависящей от МП $\mu_\perp$ и μ_d, а эффективная МП μ_{ef} - от ДП ε_d и ε_0.

Для волны ТМ типа с составляющими полей $\{E_x, H_y, E_z\}$ соответствующие выражения для эффективных проницаемостей могут быть получены из приведенных выше, если в них произвести замены согласно принципу соответствия

[55]:

$$\varepsilon_{ef} = \tilde{\varepsilon}\big[1 + \Delta_\varepsilon\big], \quad \mu_{ef} = \overline{\mu}\big[1 + \Delta_\mu\big],$$

$$\Delta_\varepsilon = \left(\frac{\tilde{\varepsilon}}{\varepsilon_\perp} - \frac{\tilde{\varepsilon}}{\varepsilon_d}\right)\Delta, \quad \Delta_\mu = \frac{\mu_d - \mu_0}{\overline{\mu}}\Delta,$$

$$\Delta = \frac{k_0^2 l_d^2 l_f^2}{6\sqrt{3}L^2}\frac{\overline{\varepsilon}\tilde{\varepsilon}}{\varepsilon_d\varepsilon_\perp}\left(\varepsilon_d\mu_d - \varepsilon_\perp\mu_0\right), \tag{2.8}$$

$$\frac{1}{\tilde{\varepsilon}} = \frac{1}{\theta + 1}\left(\frac{\theta}{\varepsilon_d} + \frac{1}{\varepsilon_f}\right), \quad \varepsilon_f = \varepsilon - \frac{\varepsilon_a^2}{\varepsilon + \theta\varepsilon_a}, \quad \overline{\mu} = \frac{\mu_d\theta + \mu_0}{\theta + 1}.$$

Для геометрий $\mathbf{T_{tl}}$ и $\mathbf{T_{lt}}$ собственными волнами уже не являются TE и TM волны, решения волновых уравнений являются более громоздкими и здесь не рассматриваются.

В. Случай $\mathbf{L_{tt}}$. В данной геометрии подмагничивающее поле лежит в плоскости слоев и $\boldsymbol{\beta} \parallel \mathbf{n}$, $\mathbf{H_0} \perp \boldsymbol{\beta}$. В пренебрежении магнитной анизотропией магнетика в этом случае две ориентации поля $\mathbf{H_0}$ - вдоль осей OX и OY являются эквивалентными. При этом возможно распространение собственных TE и TM волн с компонентами $\{E_x, H_y, H_z\}$ и $\{H_x, E_y, E_z\}$. Каждую из компонент волнового поля можно представить в виде:

$$F_\alpha(z) = F_\alpha(z)\exp\left[i(\omega t - kz)\right].$$

Для TE волны с учетом непрерывности и периодичности волновых полей получаем

$$\cos\left(k_0 N_{ef} L\right) = \cos\left(\kappa l_d\right)\cos\left(\nu l_f\right) - \frac{1 + p^2}{2p}\sin\left(\kappa l_d\right)\sin\left(\nu l_f\right), \tag{2.9}$$

где константы распространения в отдельных слоях $\kappa = k_0\sqrt{\varepsilon_d\mu_d}$ и $\nu = k_0\sqrt{\varepsilon_0\mu_\perp}$, $p^2 = \varepsilon_0\mu_d/\varepsilon_d\mu_\perp$. Это уравнение можно считать точным для определения эффективной константы распространения $k = k_0 N_{ef}$. Если же $\kappa l_d << 1$ и $\nu l_f << 1$, что хорошо выполняется для мелкослоистых сред, то с точностью до членов порядка k_0^2 получаем

$$N_{ef}^2 = \overline{\varepsilon}\;\overline{\mu}(1 + \Delta^2) = \varepsilon_{ef}\mu_{ef}, \quad \Delta = \frac{k_0 l_d l_f(\varepsilon_d\mu_\perp - \varepsilon_0\mu_d)}{2\sqrt{3\overline{\varepsilon}\;\overline{\mu}}L}. \tag{2.10}$$

В соответствии с (2.9) получаем эффективные параметры МПС в рассматриваемом случае:

$$\varepsilon_{ef} = \overline{\varepsilon}(1 + i\Delta), \quad \mu_{ef} = \overline{\mu}(1 - i\Delta). \tag{2.11}$$

Как следует из (2.10), введенные эффективные параметры являются «чистыми» только в нулевом по k_0 приближении. Учет поправок приводит к зависимости ε_{ef} от магнитных проницаемостей μ_d и $\mu_\perp$, а μ_{ef} - от ε_d и ε_0.

Для волны ТМ-типа дисперсионное соотношение и эффективные параметры могут быть получены заменой ε_0 на $\varepsilon_\perp = \varepsilon - \varepsilon_a^2/\varepsilon$, а $\mu_\perp$ на μ_0.

С. Случай $\mathbf{L_{ll}}$. В данной геометрии $\mathbf{H_0} \parallel \mathbf{n} \parallel \beta$ распространяющиеся в структуре вдоль оси периодичности собственные волны $E_\pm$ и $H_\pm$ являются циркулярно поляризованными. В этом случае дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\cos(k_0 N_{ef} L) = \cos(\kappa_\pm l_d)\cos(\nu_\pm l_f) - \frac{1+p_\pm^2}{2p_\pm}\sin(\kappa_\pm l_d)\sin(\nu_\pm l_f), \tag{2.12}$$

где $\nu_\pm = k_0\sqrt{\varepsilon_\pm \mu_\pm}$, $\varepsilon_\pm = \varepsilon \pm \varepsilon_a$ и $\mu_\pm = \mu \pm \mu_a$, параметр $p_\pm^2 = \varepsilon_\pm \mu_d/\varepsilon_d \mu_\pm$. Это уравнение можно считать точным для определения эффективной константы распространения $k_\pm = k_0 N_{ef}$. Если же $\kappa_\pm l_d << 1$ и $\nu_\pm l_f << 1$, с точностью до членов порядка k_0^2 получаем

$$N_{ef}^2 = \varepsilon_{ef}\mu_{ef} = \overline{\varepsilon}_\pm \overline{\mu}_\pm (1+\Delta_\pm^2), \quad \Delta_\pm = \frac{k_0 L l(\varepsilon_d \mu_\pm - \varepsilon_\pm \mu_d)}{\sqrt{12\overline{\varepsilon}_\pm \overline{\mu}_\pm}(L+l)}. \tag{2.13}$$

где эффективные и усредненные параметры даются выражениями:

$$\begin{gathered} \varepsilon_{ef} = \overline{\varepsilon}_\pm(1+i\Delta_\pm), \quad \mu_{ef} = \overline{\mu}_\pm(1-i\Delta_\pm), \\ \overline{\varepsilon}_\pm = (\varepsilon_d\theta + \varepsilon_\pm)/(1+\theta), \quad \overline{\mu}_\pm = (\mu_d\theta + \mu_\pm)/(1+\theta). \end{gathered} \tag{2.14}$$

При изучении высокочастотных свойств магнитоактивных МПС, магнитные слои которых являются проводящими, интерес представляет также вопрос об эффективной проводимости σ_{ef} структуры. Электрические свойства проводящего магнетика описываются диагональными компонентами тензора ДП, которые в этом случае являются комплексными $\varepsilon_{f\alpha} = \varepsilon'_{f\alpha} - i\varepsilon''_{f\alpha}$, где $\alpha = x,y,z$. Мнимые части указанных компонент тензора ДП связаны с компонентами диагонального тензора проводимости $\hat{\sigma}_f$ соотношением $\varepsilon''_{f\alpha} = 4\pi\sigma_{f\alpha}/\omega$. Для заданного типа волны эффективную проводимость МПС структуры определим, выделяя в эффективной ДП ε_{ef} ее мнимую часть.

Если в выражениях (2.6) для ε_{ef} не учитывать поправки, пропорциональные $k_0 L$, то в случае ТЕ волны

$$\sigma_{ef}^{TE} = \frac{\sigma_d\theta + \sigma_0}{1+\theta}, \tag{2.15}$$

где $\sigma_d = \omega\varepsilon_d''/4\pi$ и $\sigma_0 = \omega\varepsilon_0''/4\pi$. Для ТМ волны в этом случае получаем выражение

$$\sigma_{ef}^{TM} = \frac{1}{1+\theta}\left(\frac{\sigma_d\theta\omega^2}{\varepsilon_d'^2\omega^2 + 16\pi^2\sigma_d^2} + \frac{\sigma\omega^2}{\varepsilon_f'^2\omega^2 + 16\pi^2\sigma^2}\right). \tag{2.16}$$

Сравнение проводимостей σ_{ef}^{TE} и σ_{ef}^{TM} по величине показывает, что σ_{ef}^{TE} имеет всегда порядок σ (при $\sigma_d << \sigma$), тогда как $\sigma_{ef}^{TM} \approx \sigma^{-1}$ и существенно зависит от частоты, поэтому для высокопроводящих сред $\sigma_{ef}^{TM} \approx \omega^2/16\pi^2\sigma << \sigma$. Таким образом, эффективная удельная проводимость МПС является поляризационно чувствительной величиной, зависящей от типа волны.

Отметим, что различие компонент $\sigma_x = \sigma_0$ и $\sigma_y = \sigma_z = \sigma$ связано с проявлением гальваномагнитных эффектов при наличии внешнего магнитного поля [68], однако это различие достаточно мало и величины σ_0 и σ имеют один порядок. Поэтому в случае высокопроводящих (металлических) магнитных слоев, для которых $\sigma_0 \approx \sigma \approx 10^{17}\ s^{-1}$ (например, Co), и $\varepsilon \approx 10$, $\omega \approx 10^{10}\ s^{-1}$, $\theta = 1$ получаем для $\sigma_{ef}^{TE} \approx 5 \cdot 10^{16}\ s^{-1}$, тогда как для $\sigma_{ef}^{TM} \approx 10^3\ s^{-1}$.

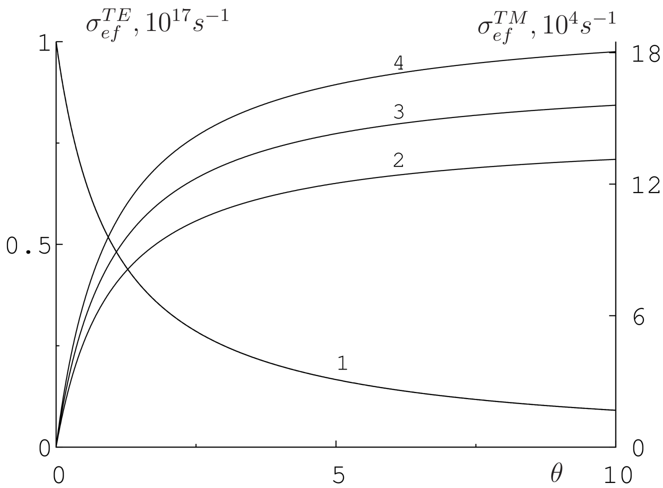


Рисунок 2.3 — Зависимость удельной проводимости мелкослоистой МПС от параметра θ при $\sigma_0 \approx \sigma \approx 10^{17}\ s^{-1}$ для ТМ (кривая 1) и ТЕ волн при значениях частоты $\omega = (4.84;\ 5.75;\ 6.65) \cdot 10^{10}\ s^{-1}$ (кривые 2-4).

На рис.2.3 приведены зависимости эффективных проводимостей σ_{ef}^{TE} и σ_{ef}^{TM} от параметра θ, полученные для МПС с указанными параметрами магнитных и диэлектрических слоев для трех значений частоты $\omega = (4.84;\ 5.75;\ 6.65) \cdot 10^{10}\ s^{-1}$ (кривые 1-3). Видно, что величина σ_{ef}^{TE} от частоты практически не зависит и спадает с увеличением параметра θ, а величина σ_{ef}^{TM} растет с увеличением и частоты, и параметра толщины диэлектрических слоев.

Рассмотренный эффект, обусловленный слоистостью структуры, может быть использован для увеличения глубины проникновения высокочастотного поля в проводящую МПС. В общем случае глубина проникновения может быть определена выражением $\delta = c/\sqrt{2\pi\sigma_{ef}\omega\mu_{ef}}$. Для приведённых выше значений параметров структуры в случае ТЕ волны $\delta^{TE} \approx 10^{-4}\ cm$, тогда как для ТМ волны $\delta^{TM} \approx 10^{3}\ cm$. Это значение намного превышает глубину проникновения СВЧ поля в массивный металлический образец, что позволяет существенно увеличить эффективность взаимодействия слоистых планарных СВЧ устройств с волнами ТМ типа.

2.1.2 Резонансные и поляризационные характеристики

Будем считать, что магнитные слои МПС являются магнито-изотропными, в намагниченном состоянии компоненты тензора МП (2.1) имеют вид:

$$\mu = 1 + \frac{\omega_M(\omega_H^2 + i\omega_r\omega)}{\omega_H(\omega_H^2 - \omega^2 + 2i\omega_r\omega)}, \quad \mu_0 = 1,$$
$$\mu_a = \frac{\omega\omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2 + 2i\omega_r\omega}. \tag{2.17}$$

Здесь введены параметры $\omega_M = 4\pi\gamma M$, $\omega_H = \gamma H$ и $\omega_r = \xi\omega_H$, где M - намагниченность насыщения, H - внешнее статическое магнитное поле, γ - магнитомеханическое отношение, ξ - параметр магнитной релаксации. Эффективной магнитной проницаемостью магнитных слоев для управляемых магнитным полем ТЕ волн в рассматриваемой геометрии является величина $\mu_\perp$. Максимум мнимой части и ноль действительной части этой величины при фиксированном значении поля определяют частоты магнитного резонанса $\omega_0 = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$ и антирезонанса $\omega_a = \omega_H + \omega_M$.

При анализе экспериментальных данных удобно использовать выражения для полей магнитного резонанса и антирезонанса, отвечающие фиксированному значению частоты и определяемые эффективной магнитной проницаемостью μ_{eff} МПС:

$$H_0 = 2\pi M\left(\sqrt{1 + (2\omega/\omega_M)^2} - 1\right), \quad H_a = \frac{\omega_0}{\gamma} - 4\pi M. \tag{2.18}$$

В геометрии $\mathbf{T_{tt}}$ выражения для резонансного и антирезонансного полей имеют вид:

$$H_0 = \frac{\sqrt{F^2\omega_M^2 - 4G(\theta\omega_M^2 - \omega_0^2 G)} - F\omega_M}{2\gamma G},$$

$$H_a = \frac{\sqrt{4\omega_0^2 + \mu_d^2\theta^2\omega_M^2 + 4\mu_d\theta\omega_0^2(2+\theta\mu_d)} - \omega_M(2+\theta\mu_d)}{2\gamma(1+\theta\mu_d)}, \tag{2.19}$$

где введены обозначения $G = (\theta + \mu_d)(1 + \theta\mu_d)$ и $F = \mu_d + \theta(2 + \theta\mu_d)$.

Для определения поляризационных характеристик рассмотрим две геометрии: случай $\mathbf{L_{ll}}$ и случай $\mathbf{L_{tt}}$. В первом случае: пусть на слой толщиной L с эффективными параметрами $\hat{\varepsilon}_{ef}^{\pm} = \delta_{ij}\varepsilon_{ef}^{\pm}$, $\hat{\mu}_{ef}^{\pm} = \delta_{ij}\mu_{ef}^{\pm}$, где $i = j$, $\varepsilon_{ef}^{\pm} = \overline{\varepsilon}_{ef}(1 + i\Delta_{\pm})$, $\mu_{ef}^{\pm} = \overline{\mu}_{ef}(1 + i\Delta_{\pm})$ нормально падает линейно поляризованный свет. В данной геометрии собственными волнами будут волны правой и левой круговой поляризации. Константу распространения с учетом выражения (2.14) можно представить как $k_{\pm} = k_0 N_{ef} = k_{\pm}' - ik_{\pm}''$. Тогда поляризационные характеристики угол поворота плоскости поляризации θ и эллиптичность $e = \operatorname{tg}\psi$ (ψ-угол эллиптичности) можно выразить как

$$\theta(H) = \tfrac{1}{2}(k_+' - k_-')L, \quad e = \frac{\exp(-k_+''L) - \exp(-k_-''L)}{\exp(-k_+''L) + \exp(-k_-''L)}. \tag{2.20}$$

Во втором случае: пусть линейно поляризованный свет падает на эффективную среду с параметрами $\hat{\varepsilon}_{ef} = \delta_{ij}\varepsilon_{ef}$, $\hat{\mu}_{ef} = \delta_{ij}\mu_{ef}$, где $i = j$, $\varepsilon_{ef} = \overline{\varepsilon}(1+i\Delta)$, $\mu_{ef} = \overline{\mu}(1+i\Delta)$, в этой геометрии собственными волнами будут TE $\{E_x, H_y, H_z\}$ и TM $\{H_x, E_y, E_z\}$ волны. Будем считать, что поляризация падающей волны находится под углом ϑ_0 к направлению подмагничивающего поля ($\mathbf{H_0} \parallel OX$) и определяется направлением электрического поля $\mathbf{E_0}$ в плоскости XY. Электрическое поле падающей волны представим в виде суммы TE и TM волн $\mathbf{E_0} = \mathbf{E_0^{TM}} + \mathbf{E_0^{TE}}$, где $\mathbf{E_0^{TM}} = E_0\cos\vartheta_0$, $\mathbf{E_0^{TE}} = E_0\sin\vartheta_0$. Электрическое поле прошедшей волны выразим $\mathbf{E} = \mathbf{E^{TM}} + \mathbf{E^{TE}}$, где

$$\mathbf{E^{TM}} = E_0\cos\vartheta_0 \exp(-k_{TM}''L)\exp(-k_{TM}'L)$$

$$\mathbf{E^{TE}} = E_0\sin\vartheta_0 \exp(-k_{TE}''L)\exp(-k_{TE}'L)$$

Комплексную поляризационную переменную χ представим следующим образом:

$$\chi = \frac{\mathbf{E^{TE}}}{\mathbf{E^{TM}}}\exp(i\delta) = \frac{\sin\vartheta_0\exp(-k_{TE}''L)}{\cos\vartheta_0\exp(-k_{TM}''L)}\exp(i\delta),$$

где фазовое рассогласование на длине прохода волны: $\delta = (k''_{TM} - k''_{TE})L$. Угол наклона большой оси эллипса поляризации:

$$\mathrm{tg}\, 2\theta = \frac{2\Re e|\chi|}{1 - |\chi|^2}, \quad \theta = \frac{1}{2}\,\mathrm{arctg}\,\frac{2\Re e|\chi|}{1 - |\chi|^2}. \tag{2.21}$$

Угол эллиптичности и эллиптичность:

$$\sin 2\psi = -\frac{2\Im m|\chi|}{1 - |\chi|^2}, \quad e = \mathrm{tg}\,\psi. \tag{2.22}$$

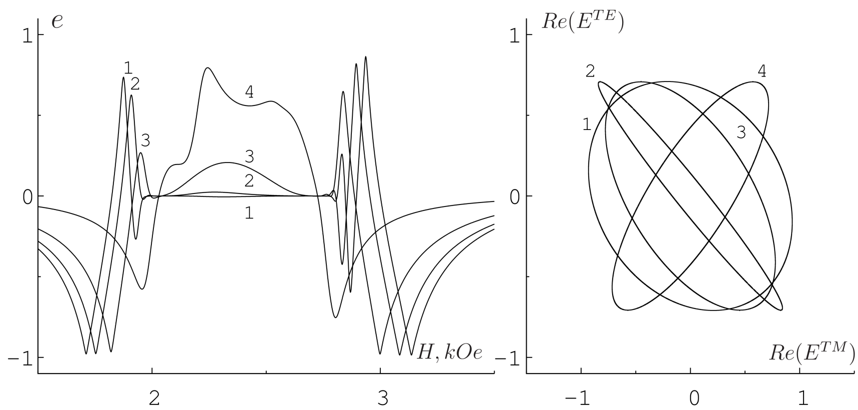


Рисунок 2.4 — Полевая зависимость удельной (на один период) эллиптичности и эллипсы поляризации прошедшего через эффективную среду излучения для $\theta = 0.5,\ 1,\ 2,\ 10$ (кривые1-4) и $\omega = 4.84 \cdot 10^{10}\ s^{-1}$, $\vartheta_0 = \pi/4$.

На рис.2.4 представлены полевая зависимость удельной эллиптичности (в расчете на один период) и эллипсы поляризации прошедшей через структуру волны, полученные при ориентации плоскости поляризации падающей волны $\vartheta_0 = \pi/4$ и значениях параметра $\theta = 0.5,\ 1,\ 2,\ 10$ (кривые 1-4) на частоте $\omega = 4.84 \cdot 10^{10}\ s^{-1}$. Видно, что величина эллиптичности существенно зависит от приложенного магнитного поля и соотношения толщин слоев в периоде и всегда остается меньше единицы. Поэтому прошедшее через структуру излучение, в основном, имеет эллиптическую поляризацию. При значении эллиптичности близкой к нулю можно наблюдать эллипсы поляризации с малым значением малой полуоси, т.е. прошедшее через структуру излучение близко к линейной поляризации.

Рассмотрим характер полевых зависимостей материальных параметров и резонансных свойств магнитоактивных МПС в случае распространения в ней управляемых внешним полем волн TE типа (случай $\mathbf{T_{tt}}$). В качестве диэлектрических слоев выбрана СВЧ керамика с параметрами: $\varepsilon_d = \varepsilon'_d + i\varepsilon''_d$, $\varepsilon'_d = 8$,

$\varepsilon_d'' = 2.4 \cdot 10^{-3}$, $\mu_d = 1$ [200]. В качестве материала магнитных слоев выбран железо-иттриевый гранат с магнитными параметрами $4\pi M = 1780\ Oe$, $\xi = 0.02$. В отношении электрических свойств магнетик будем считать изотропной средой с комплексной ДП $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$, где $\varepsilon' = 15$, $\varepsilon'' = 0.03$.

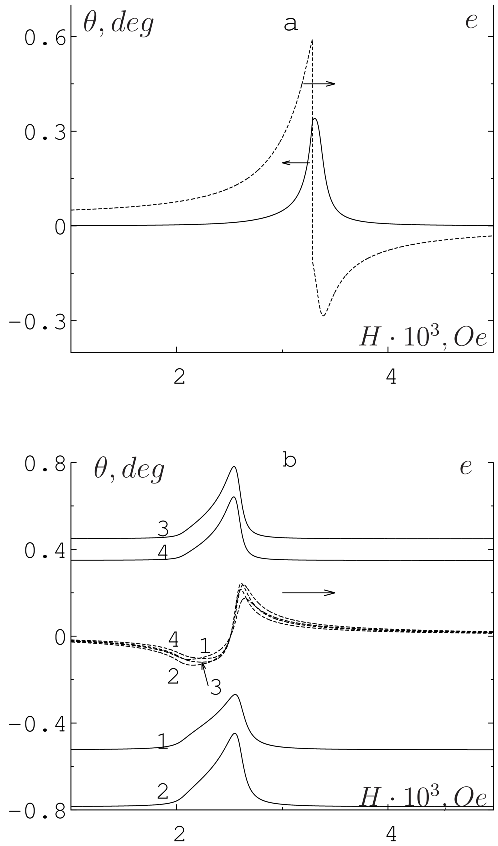


Рисунок 2.5 — Зависимость угла поворота плоскости поляризации (сплошные кривые) и эллиптичности (пунктирные кривые) волны от внешнего магнитного поля для геометрий $\mathbf{L_{ll}}$ и $\mathbf{L_{tt}}$ (a ,b); угол падения $\vartheta_0 = \pi/3;\ \pi/4;\ \pi/7;\ \pi/9$ (кривые 1-4).

На рис.2.5 представлены зависимости угла поворота плоскости поляризации (сплошные кривые) и эллиптичности (пунктирные кривые) прошедшей через структуру волны от внешнего магнитного поля для геометрий $\mathbf{L_{ll}}$ и $\mathbf{L_{tt}}$ (a ,b). Кривые 1 - 4 для случая $\mathbf{L_{tt}}$ получены при углах падения $\vartheta = \pi/3;\ \pi/4;\ \pi/7;\ \pi/9$.

На рис.2.6 представлена полевая зависимость действительной и мнимой (сплошная и пунктирная линии) частей эффективной магнитной проницаемости эффективной среды (2.6) для TE волны при значениях параметра структуры $\theta = 0.5;\ 1;\ 2$ (кривые 1-3). При значении поля $H = 1859.6\ Oe$ имеет место резонанс эффективной проницаемости μ_{ef} для значения $\theta = 1$. При значениях

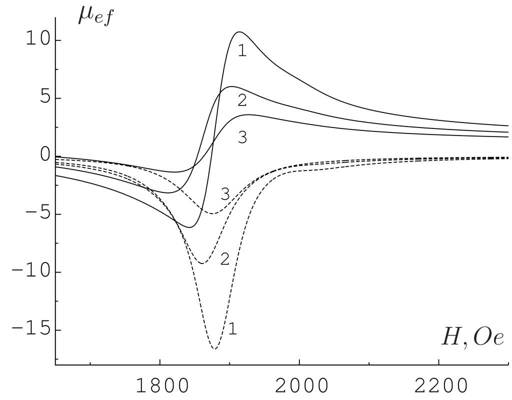


Рисунок 2.6 — Полевая зависимость действительной и мнимой частей эффективной магнитной проницаемости мелкослоистой среды (случай $\mathbf{T_{tt}}$) для TE волны при $\theta = 0.5;\ 1;\ 2$ (1-3). Пунктиром отмечена мнимая часть, сплошной линией – действительная часть. Период структуры $L = 0.5\ mm$.

структурного параметра $\theta = 0.5;\ 2.0$ резонанс μ_{ef} наблюдается при значении подмагничивающего поля $H = 1875.5\ Oe$.

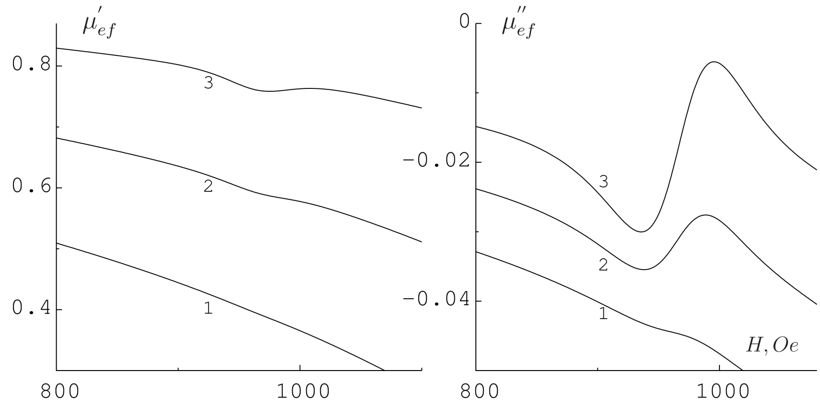


Рисунок 2.7 — Полевая зависимость действительной и мнимой частей эффективной магнитной проницаемости мелкослоистой среды (случай $\mathbf{T_{tt}}$) для TE волны при $\theta = 0.5;\ 1;\ 2$ (1-3) в области антирезонанса магнитной проницаемости $\mu_{\perp}$. Период структуры $L = 0.5\ mm$.

На рис.2.7 представлена полевая зависимость действительной и мнимой частей эффективной магнитной проницаемости мелкослоистой среды при $\theta = 0.5;\ 1;\ 2$ (кривые 1-3) в области антирезонанса магнитной проницаемости $\mu_{\perp}$. При значении поля $H = 969.5\ Oe$ наблюдается резонанс, причем значения эффективной проницаемости μ_{ef} при $\theta = 2.0$ больше, чем при $\theta = 0.5$.

На рис.2.8 представлена полевая зависимость действительной и мнимой частей эффективной диэлектрической проницаемости мелкослоистой среды для $\theta = 0.5;\ 1;\ 2$ (кривые 1-3). Для значений параметра $\theta = 0.5;\ 2.0$ резонансное поле равно $H_0 = 969.5;\ 1875.5;\ 2000\ Oe$, а антирезонансное значение

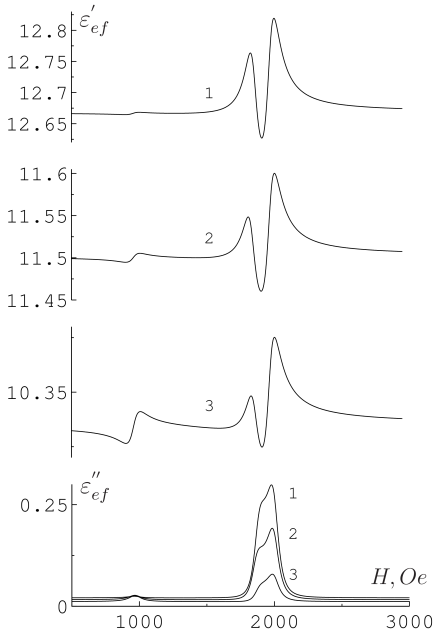


Рисунок 2.8 — Полевая зависимость действительной и мнимой частей эффективной диэлектрической проницаемости мелкослоистой среды при $\theta = 0.5;\ 1;\ 2$ (кривые 1-3) для случая $\mathbf{T_{tt}}$.

поля равно $H_a = 1282.2;\ 1629.2\ Oe$ соответственно. Для значения параметра $\theta = 1.0$ существует три значения резонансного поля, которые равны $H_0 = 969.5;\ 1859.6;\ 2000\ Oe$ а антирезонансное значение поля равно $H_a = 1450.3\ Oe$.

Для TE волн в случае геометрии $\mathbf{L_{tt}}$ на рис.2.9 представлена полевая зависимость действительной и мнимой (сплошная и пунктирная линии) частей эффективной магнитной проницаемости при значениях параметра $\theta = 0.5;\ 1;\ 2$ (кривые 1-3). В данной геометрии для эффективной проницаемости существует одно значение резонансного поля $H_0 = (\sqrt{4\omega_0^2 + \omega_M^2} - \omega_M)/2\gamma = 2000\ Oe$ и три значения антирезонансного поля, когда действительная часть эффективной магнитной проницаемости равна нулю.

На рис.2.10. представлена полевая зависимость действительной и мнимой части эффективной диэлектрической проницаемости эффективной среды для $\theta = 0.5;\ 1;\ 2$ (1-3). Для действительной и мнимой частей существует одно значение резонансного поля $H_0 = 2000\ Oe$ и три значения антирезонасного поля.

Таким образом, получены эффективные параметры мелкослоистой среды с учетом поправок пропорциональных $(L/\lambda)^2$. Диэлектрическая и магнитная проницаемости в этом случае становятся зависимыми от магнитной и диэлектрической проницаемостей отдельных слоев. При этом в данном приближении не только эффективная магнитная, но и эффективная диэлектрическая проницаемость зависят от подмагничивающего поля и имеют несколько резонансных и

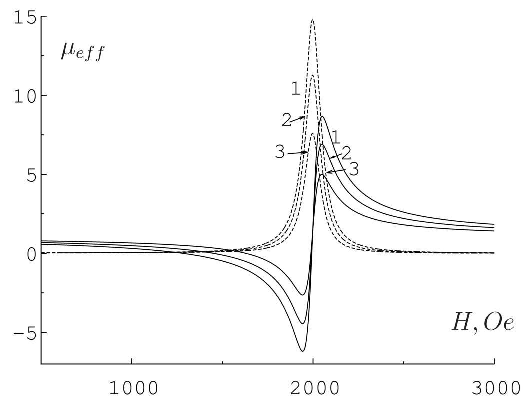


Рисунок 2.9 — Полевая зависимость действительной и мнимой (сплошной и пунктирная линии) частей эффективной магнитной проницаемости мелкослоистой среды для ТЕ волны (случай $\mathbf{L_{tt}}$) при $\theta = 0.5;\ 1;\ 2$ (кривые 1-3), период структуры $L = 0.5\ mm$.

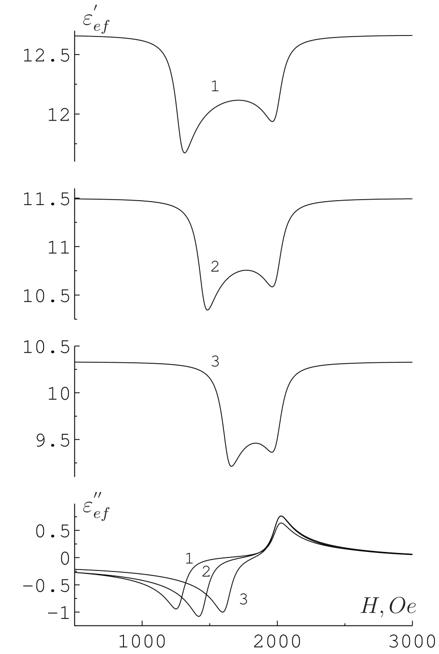


Рисунок 2.10 — Полевая зависимость действительной и мнимой частей эффективной диэлектрической проницаемости эффективной среды в случае $\mathbf{L_{tt}}$ при $\theta = 0.5;\ 1;\ 2$ (кривые 1-3).

антирезонансных значений. Свойствами такой эффективной среды можно управлять внешним магнитным полем.

Благодаря полевым зависимостям эффективных параметров, подобные искусственные структуры имеют перспективные направления практического использования, 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.

2.1.3 Волны в бигиротропной среде

Будем рассматривать мелкослоистую среду, состоящую из слоев феррита с толщиной L_f и слоев полупроводника с толщиной L_s. Направление оси OZ выберем перпендикулярным границе раздела слоев. Пусть периодическая мелкослоистая среда заполняет полупространство $z > 0$ и граничит с вакуумом $z < 0$. Внешнее подмагничивающее поле $\mathbf{H}$ направим вдоль оси OX, а его значение приводит магнитные и полупроводниковые слои к однородному насыщенному состоянию. Поляритонная электромагнитная волна распространяется вдоль границ раздела слоев перпендикулярно подмагничивающему полю, т.е. вдоль оси OY. Собственными волнами в каждой из рассматриваемых сред будут TE и TM-волны. В ферритовых слоях полем управляется TE-волна, а в полупроводниковых TM-волна

Ферритовые слои и их ВЧ свойства описываются МП, являющейся тензорной характеристикой. В данной геометрии для ферритовых слоев отличные от нуля компоненты МП имеют следующую частотную зависимость (2.17).

В слоях полупроводника в данной геометрии ненулевые компоненты тензора ДП могут быть представлены следующим образом: $\varepsilon^s_{xx} = \varepsilon_o$,

$$\varepsilon^s_{yy} = \varepsilon^s_{zz} = \varepsilon_o - \frac{\omega_p^2(\omega + i\nu)}{\omega[(\omega + i\nu)^2 - \omega_c^2]}, \quad \varepsilon^s_{yz} = -\varepsilon^s_{zy} = -\frac{i\omega_p^2\omega_c}{\omega[(\omega + i\nu)^2 - \omega_c^2]}, \tag{2.23}$$

где $\omega_p = (4\pi e^2 n/m^*)^{1/2}$ – плазменная частота, $\omega_c = eH/m^*c$ – частота циклотронного резонанса, n – равновесная концентрация носителей, m^* – эффективная масса носителей; ν – эффективная частота столкновений, определяющая затухание плазменных колебаний в полупроводнике; ε_o – решеточная часть ДП, в общем случае зависящая от частоты [46; 201]. Эффективная ДП в выбранной геометрии для полупроводниковых слоев имеет вид: $\varepsilon^s_\perp = \varepsilon^s_{yy} - \varepsilon^s_{yz}\varepsilon^s_{zy}/\varepsilon^s_{zz}$. Магнитная проницаемость немагнитного полупроводника представим в виде тензора с компонентами $\mu^s_{\alpha\alpha} = \mu_s$, близкими к единице. Характерной частотой для полупроводниковой среды в пренебрежении процессами столкновения являются частота резонанса $\omega^s_o = \omega_c\sqrt{1+b^2}$, где $b = \omega_p/\sqrt{\varepsilon_o}\omega_c$, когда эффективная проницаемость $\varepsilon^s_\perp$ стремится к бесконечности, а также частоты антирезонанса, на которых $\varepsilon_{\perp}^{s}$ обращается в ноль:

$$\omega_{\pm}^{s} = \frac{\omega_c}{\sqrt{2}}\Big(1 + 2b^2 \pm \sqrt{1+4b^2}\Big)^{1/2}. \tag{2.24}$$

В диапазоне частот, включающем характерные частоты для магнитных и полупроводниковых слоев ($\omega = 10^{10} \div 10^{12} s^{-1}$), длины волн в среде располагаются в пределах $\lambda = (1 \div 10^{-2})cm$, в то время как период структуры $L = L_f + L_s$ предполагается не превышающим $10\ \mu m$, что влечет исполнения условий $L \ll \lambda$. Анализ распространения электромагнитных волн в плоскослоистой структуре в этом случае можно проводить в „мелкослоистом“ приближении (приближение эффективной среды [46; 201]). Используя мелкослоистое приближение найдем выражения для компонент тензоров магнитной и диэлектрической проницаемостей.

Следуя методике [66; 201], получим компоненты эффективных тензоров МП и ДП для исследуемой периодической структуры.

В случае распространения волны в плоскости слоев перпендикулярно внешнему магнитному полю (вдоль оси OY). Дисперсионные соотношения имеют следующий вид:

$$k_y^{TE} = k_0\sqrt{\mu_{\perp}^{(y)}\varepsilon_{xx}}, \quad k_y^{TM} = k_0\sqrt{\varepsilon_{\perp}^{(y)}\mu_{xx}}, \tag{2.25}$$

где $k_0 = \omega/c$, c – скорость света в вакууме, а эффективные поперечные проницаемости, зависящие от отношения толщин слоев определяются выражениями:

$$\begin{aligned} \mu_{\perp}^{(y)} &= \frac{(\theta+1)\mu_s\mu_{zz}^{f}(\mu_s+\theta\mu_{\perp}^{f})}{\theta(\mu_s+\theta\mu_{zz}^{f})+\mu_{zz}^{f}(\mu_s+\theta\mu_{\perp}^{f})}, \\ \varepsilon_{\perp}^{(y)} &= \frac{(\theta+1)\varepsilon_f\varepsilon_{zz}^{s}(\theta\varepsilon_f+\varepsilon_{\perp}^{s})}{\varepsilon_f(\theta\varepsilon_f+\varepsilon_{zz}^{s})+\theta\varepsilon_{zz}^{s}(\theta\varepsilon_f+\varepsilon_{\perp}^{f})}. \end{aligned} \tag{2.26}$$

На рис.2.11 приведены частотные зависимости действительной и мнимой частей нормированной константы распространения $k_y = k_y^{'} - ik_y^{''}$ (кривые 1, 2) для TE (нормировано на $k_f = \omega_f/c$) и TM (нормировано на $k_s = \omega_{s2}/c$) волн (рис.2.11 a,b соответственно), полученные для слоистой среды с $\theta = 1$. Здесь учтем затухание колебаний намагниченности $\xi = 0.02$ в ферритовых слоях и эффективную частоту столкновений носителей $\nu = 10^{10}\ s^{-1}$ в слоях полупроводника. Для TE волны максимальные значения действительная и мнимая части

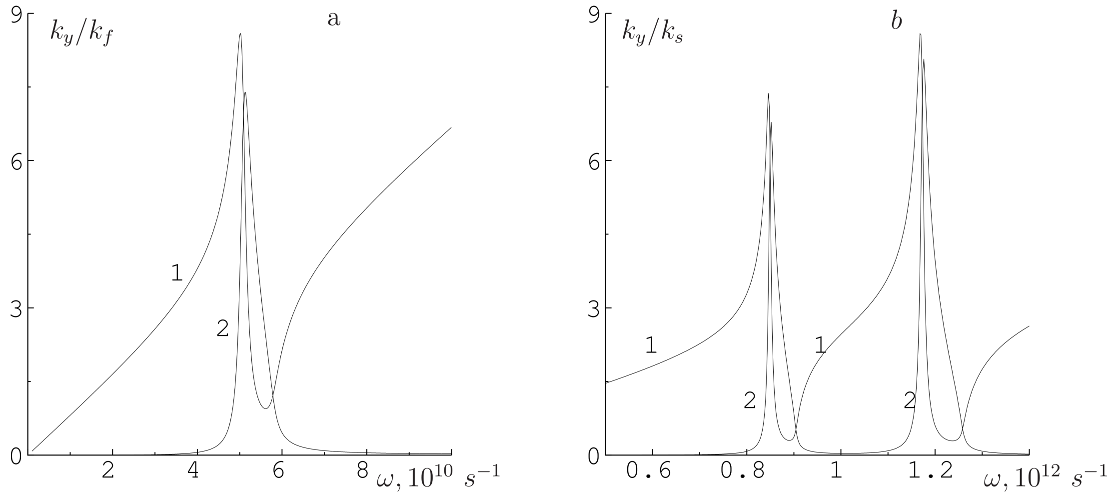


Рисунок 2.11 — Зависимость действительной и мнимой частей нормированной константы распространения от частоты: a — для TE-волн, b — для TM-волн.

константы распространения достигают соответственно на частоте ферромагнитного резонанса ω_f. Минимум действительной части константы распространения расположен на интервале $\omega_{DE} < \omega < \omega_a$, а мнимой части – на интервале $\omega_a < \omega < \omega_{DE}$, где $\omega_{DE} = \omega_H + \omega_M/2$ – частота Даймона-Эшбаха [202]. Для волны TM-типа наблюдаются два максимума действительной и мнимой частей постоянной распространения, которые возможны на резонансных частотах эффективной диэлектрической проницаемости ω_{s1} и ω_{s2}. Минимальные значения действительной части попадают в интервалы $\omega_{s1} < \omega < \omega_b^-$ и $\omega_{s2} < \omega < \omega_b^+$. Минимальные значения мнимой части постоянной распространения попадают в интервалы $\omega < \omega_{s1}$, $\omega_b^- < \omega < \omega_{s2}$ и $\omega > \omega_b^+$.

2.1.4 Поверхностные волны на границе вакуума и эффективной средой

Исследуем распространение поверхностной волны по направлению оси OY, при котором решение уравнений Максвелла в каждой из сред при учете вида материальных параметров приводит к двум собственным волнам: TE-типа с компонентами полей (E_x, H_y, H_z) и TM-типа с компонентами (H_x, E_y, E_z). Ненулевые тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей для поверхностной волны ТЕ-типа следующим образом зависят от координат:

$$(E_x,\, H_y) \;\propto\; \exp\left(-ik_y y\right) \begin{cases} \exp\left(-q_1 z\right), & z > 0, \\ \exp\left(q_0 z\right), & z < 0. \end{cases} \tag{2.27}$$

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

$$ik_y \frac{\mu_{yz}}{\mu_{zz}} + \sqrt{k_y^2 \frac{\mu_{yy}}{\mu_{zz}} - k_0^2 \mu_\perp^{(z)} \varepsilon_{xx}} + \mu_\perp^{(z)} \sqrt{k_y^2 - k_0^2} = 0. \tag{2.28}$$

При $\theta \to \infty$ среда в области $z > 0$ ферромагнитная и уравнение (2.28) характеризует поверхностные магнитные поляритоны в магнитных диэлектриках, управляемые внешним магнитным полем.

Для волны ТМ-типа поля в эффективной среде и вакууме представляются аналогичным образом (при замене полей $E_\alpha \to H_\alpha$ и проницаемостей $\mu_{\alpha\beta} \leftrightarrow \varepsilon_{\alpha\beta}$). Так, для поперечной компоненты волнового вектора получаем $q_1^2 = k_y^2 \varepsilon_{yy}/\varepsilon_{zz} - k_0^2 \varepsilon_\perp^{(z)} \mu_{xx}$. Рассмотрим граничную задачу с учетом (2.27) и найдем вид дисперсионного уравнения для поверхностных волн ТМ-типа:

$$ik_y \frac{\varepsilon_{yz}}{\varepsilon_{zz}} + \sqrt{k_y^2 \frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{zz}} - k_0^2 \varepsilon_\perp^{(z)} \mu_{xx}} + \varepsilon_\perp^{(z)} \sqrt{k_y^2 - k_0^2} = 0. \tag{2.29}$$

Когда $\theta \to 0$ получается полупроводниковая среда, а уравнение (2.29) характеризует поверхностные поляритоны в полупроводниках, управляемые внешним магнитным полем.

Рассмотренные дисперсионные соотношения имеют слагаемые, линейные по константе распространения, это может указывать на невзаимный характер процесса распространения поверхностных волн в данной структуре.

Численно проанализируем полученные дисперсионные соотношения (2.28) и (2.29) в отсутствие процессов затухания в среде ($\omega_r = 0$ и $\nu = 0$), $\theta = 1$. В уравнения входит волновой вектор k в первой степени, что свидетельствует о невзаимности волны, т.е. $\omega(-k) \neq \omega(k)$. На частоте ферромагнитного резонанса $\omega_f = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$ константа распространения $k = k_f = \omega_f/c$, 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 θ и, как и для массивного образца, $\omega_{DE} = \omega_H + \omega_M/2 = 5.07 \cdot 10^{10}\ s^{-1}$. Решение уравнения (2.28) в условии $q_0 = 0$ ведет к двум частотам, одна из которых совпадает с частотой антирезонанса, другая $\omega_A = 3.488 \cdot 10^{10}\ s^{-1}$, а при условии $q_1 = 0$ приводит к частоте $\omega_B = 6.70 \cdot 10^{10}\ s^{-1}$.

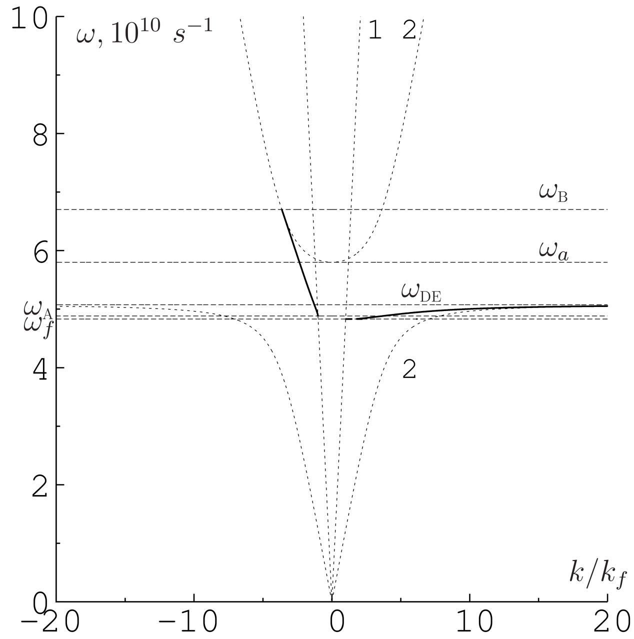


Рисунок 2.12 — Дисперсионная зависимость для ТЕ-волн, решение уравнения (2.28).

На рис.2.12 показана зависимость $\omega(k)$, которая является решением дисперсионного уравнения (2.28) для волн ТЕ-типа, где $k = k_y$. Пунктирные линии 1 являются решением уравнения $q_0 = 0$ и определяются зависимостями $\omega = \pm ck$. Пунктирные линии 2 являются решением уравнения $q_1 = 0$ и определяются зависимостью $\omega = kc\sqrt{\varepsilon_{xx}\mu_{\perp}^{(y)}}$. Анализ дисперсионного уравнения (2.29) в условии $q_0 = 0$ ведет к существованию трех частот две из которых совпадают с антирезонансными $\omega_b^{\pm}$, а одна при выбранном значении параметров $\omega_A = 1.203 \cdot 10^{12}\ s^{-1}$; при условии $q_1 = 0$ решение дисперсионного уравнения приводит к частотам $\omega_{B1} = 9.212 \cdot 10^{11}\ s^{-1}$ и $\omega_{B2} = 1.278 \cdot 10^{12}\ s^{-1}$.

Решение при условии $k < 0$ расположено в интервале между частотами ω_A и ω_B, также решением будет значение $\omega = \omega_a$, а между асимптотами 1 и 2 $\omega = \omega_f$. Когда $k > 0$ решение дисперсионного соотношения лежит между частотами ω_f и ω_{DE}, и также решением будет значение $\omega = \omega_f$ в диапазоне между асимптотами 1 и 2.

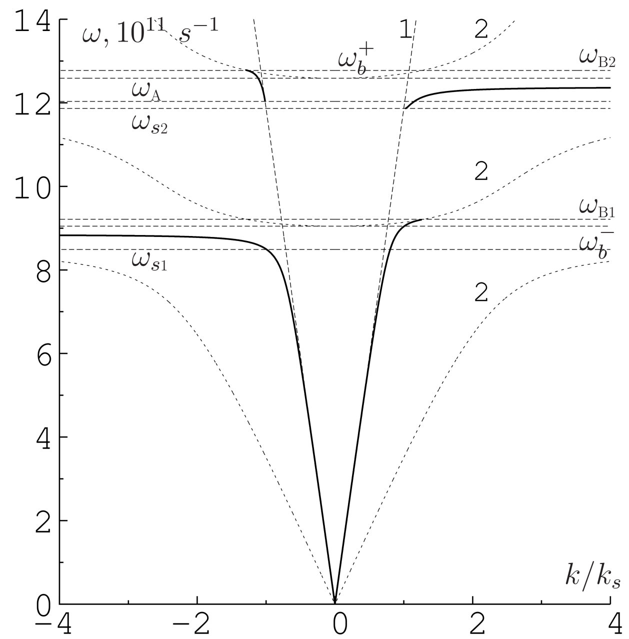


Рисунок 2.13 — Дисперсионная зависимость для ТМ-волн, решение уравнения (2.29).

На рис.2.13 представлено графическое решение $\omega(k/k_s)$ дисперсионного соотношения (2.29) для волны ТМ-типа и характерные частоты, где $k_s = \omega_s/c$. Пунктирные линии 1 - решения $q_0 = 0$, которые определяются зависимостями $\omega = \pm ck$, а пунктирные линии 2 – решение уравнения $q_1 = 0$, определяемое зависимостью $\omega = kc\sqrt{\mu_{xx}\varepsilon_\perp^{(y)}}$. Решение в области $k < 0$ находится между частотами ω_A и ω_{B2}, и ниже частоты ω_b^-, также решением является значение $\omega = \omega_b^+$. В области $k > 0$ решение дисперсионного соотношения находится между частотами ω_{s2} и ω_b^+, и ниже частоты ω_{B1}, также решением является значение $\omega = \omega_b^-$. Минимальной глубина проникновения электромагнитного излучения в слоистую среду будет на резонансной частоте $\omega_{s2} = \sqrt{\omega_c^2 + \omega_p^2/\varepsilon_o}$ при этом константа распространения $k/k_s = 1$, а максимальной на частоте антирезонанса.

В процессе численного анализа структуры, составленной из слоев феррита и полупроводника, получены дисперсионные уравнения двух собственных волн. Управление рассматриваемой структурой возможно в неперекрывающихся частотных диапазонах: волны ТЕ-типа чувствительны в СВЧ диапазоне, а ТМ-типа в ИК диапазоне. Рассмотренная среда в мелкослоистом приближении представляет собой двухосный бигиротропный кристалл.

Проведенные исследования диперсионных соотношений показали асимметрию свойств такой структуры. На определенных частотах проявляется односторонняя прозрачность, характеризуемая невзаимностью. В этом случае среда прозрачна для волны определенной частоты, но не пропускает ее в обратном направлении.

2.2 Оптические свойства нанокомпозитной среды и пленки

Проведем анализ спектров отражения, прохождения и поглощения для границы раздела нанокомпозит-вакуум и для тонкого слоя из НКС с металлическими включениями сферической формы, которые характеризуются резонансной зависимостью эффективной ДП. Воспользуемся приближением Друде для учета ДП металлических включений с учетом поглощения и размера наночастиц [74; 203—205]. Дисипация в НКС заметно влияет на вид оптических спектров [77; 206]. Если наночастицы равномерно распределены в диэлектрической матрице НКС представляет собой оптически изотропную среду, свойства которой зависят от физических характеристик ее компонент, радиуса наночастиц и среднего расстояния между ними. Для описания оптических свойств подобной структуры в работе используется эффективная ДП, полученная в рамках приближения эффективной среды [70—73].

2.2.1 Отражение от плоской границы

При описании оптических свойств НКС важную роль играет так называемая модель эффективной среды. Смысл такой модели в том, что равномерное распределение наночастиц в диэлектрической матрице может рассматриваться как однородная среда с эффективной ДП [70]. Как правило, в модели эффективной среды используется электростатическое приближение, условием которого является малость по сравнению с длиной волны в среде как размера наночастиц, так и расстояния между ними [13; 70; 71; 207—217].

Будем считать, что материал матрицы НКС представляет собой непоглощающую среду с постоянной и действительной в исследуемом частотном диапазоне ДП ε_m. В ее объеме однородно распределены металлические наночастицы сферической формы одного радиуса a с ДП ε_p. Магнитные проницаемости всех сред считаем равными единице. Такой нанокомпозит обладает изотропными оптическими свойствами. Для их описания мы используем одну из наиболее широко применяемых моделей эффективной среды с одним типом наночастиц - модель Максвелла-Гарнетта [203—205]. В рамках этой модели эффективная ДП среды имеет вид [72; 73]:

$$\varepsilon_{ef} = \varepsilon_m \left(1 + \frac{\eta(\varepsilon_p - \varepsilon_m)}{\varepsilon_m + g(1-\eta)(\varepsilon_p - \varepsilon_m)}\right), \tag{2.30}$$

Здесь g - деполяризующий фактор, который в случае наночастиц сферической формы равен $g = 1/3$; параметр $\eta = (4\pi/3)a^3 n$ определяет объемную долю сферических включений, число которых в единице объема n.

Для описания оптических свойств наночастиц используем выражение для ДП металла, которое следует из классической модели Друде:

$$\varepsilon_p(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega(\gamma + v_F/a)}, \tag{2.31}$$

где ω_p - плазменная частота свободного электронного газа в неограниченном объеме, ε_0 - вклад решетки в ДП металла,γ - скорость релаксации, которая совпадает с шириной линии плазмонного резонанса электронного газа (в приближении $\gamma << \omega$). Однако, как следует из эксперимента, ширина линии плазмонного резонанса для сферических наночастиц с $a \leqslant 20\ nm$ обратно пропорциональна их радиусу. Это связано с тем, что средняя длина пробега электронов сравнивается, или даже начинает превосходить размер наночастиц. В этом случае в релаксацию существенный вклад вносят процессы рассеяния электронов на их поверхности. При этом скорость релаксации в (2.31) начинает зависеть от радиуса наночастицы. Учет столкновений электронов с поверхностью наночастицы приводит к добавке к объемной скорости релаксации, обратно пропорциональной радиусу частицы [74; 203—205]:

$$\gamma(a) = \gamma_0 + A\frac{v_F}{a}, \tag{2.32}$$

где γ_0 - константа затухания для неограниченного объема металла, v_F - скорость электронов при энергии, равной энергии Ферми. Коэффициент A определяется деталями процесса рассеяния электронов на поверхности наночастиц и имеет величину близкую к единице. Однако коэффициент A не имеет однозначного теоретического выражения, поэтому его часто полагают равным единице [74; 203–205], чему следуем и мы в настоящей работе.

Учет релаксации в выражении (2.31) приводит к комплексности компонент тензора эффективной проницаемости нанокомпозита $\varepsilon_{ef} = \varepsilon'_{ef} + i\varepsilon''_{ef}$, где действительная и мнимая части определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \varepsilon'_{ef} &= \varepsilon_m + \frac{\eta}{G}\left\{(\varepsilon'_p - \varepsilon_m)\left(1 + g(1-\eta)\frac{\varepsilon'_p - \varepsilon_m}{\varepsilon_m}\right) + g(1-\eta)\frac{(\varepsilon''_p)^2}{\varepsilon_m}\right\}, \\ \varepsilon''_{ef} &= \frac{\eta}{G}\varepsilon''_p, \quad G = \left(1 + g(1-\eta)\frac{\varepsilon'_p - \varepsilon_m}{\varepsilon_m}\right)^2 + \left(g(1-\eta)\frac{\varepsilon''_p}{\varepsilon_m}\right)^2. \end{aligned} \tag{2.33}$$

а также введены следующие обозначения:

$$\varepsilon'_p = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + (\gamma + v_F/a)^2}, \quad \varepsilon''_p = \frac{(\gamma + v_F/a)\omega_p^2}{\omega(\omega^2 + (\gamma + v_F/a)^2)}.$$

Частотные зависимости действительной и мнимой частей эффективной ДП нанокомпозитной среды имеют резонансный характер, связанный с плазмонным резонансом наночастиц и отвечающий максимуму мнимой части эффективной ДП на частоте

$$\omega_{res} \approx \sqrt{\frac{(1-\eta)g\omega_p^2}{\varepsilon_m + (1-\eta)g(\varepsilon_0 - \varepsilon_m)} - (\gamma + v_F/a)^2}. \tag{2.34}$$

Продемонстрируем правильность применяемой модели НКС при описании ее оптических свойств. Поскольку концентрация зависит от объемной доли и размера наночастиц в матрице и представлена соотношением $n = 3\eta/4\pi a^3$, то среднее расстояние между наночастицами $d \approx (n)^{-1/3} = a(4\pi/3\eta)^{1/3}$. Для используемых далее (при численном анализе) значений $\eta = 0.1$ и $a = (2.5 - 20)\ nm$ получаем значения $d = (9 - 70)\ nm$. Учитывая, что в качестве материала матрицы мы используем TiO_2 с $\varepsilon_m = 2.25$, величины $2a$ и d можно считать намного меньшими длины волны оптического диапазона в указанной среде.

На рис.2.14 приведены зависимости от размера наночастиц резонансной частоты и параметра релаксации (кривые 1, 2). При их построении и далее будут использоваться следующие параметры структуры: $\varepsilon_m = 2.25$ (материал матрицы - TiO_2), объемная доля наночастиц $\eta = 0.1$, материал наночастиц - серебро, для которого $\varepsilon_0 = 5$, $\omega_p = 1.367 \cdot 10^{16}\ s^{-1}$, $\gamma_0 = 3.04 \cdot 10^{13}\ s^{-1}$, $v_F = 1.4 \cdot 10^6\ m/s$ [205]. Из приведенных кривых следует, что для значений радиуса наночастиц

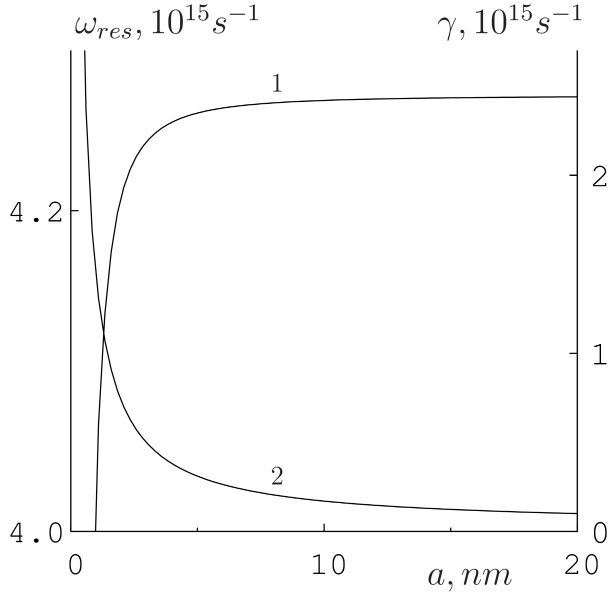


Рисунок 2.14 — Зависимости от размера наночастиц резонансной частоты и параметра релаксации (кривые 1, 2).

$a \geqslant 5\ nm$ резонансная частота практически остается постоянной величиной, равной $\gamma_{res} = 4.27 \cdot 10^{15}\ s^{-1}$. В дальнейшем все графические частотные зависимости мы будем нормировать на эту частоту. Величина скорости релаксации в указанном диапазоне размеров наночастиц составляет величину $\gamma \approx 10^{14}\ s^{-1}$ и резко возрастает в области $a < 2.5\ nm$.

На рис.2.15 приведены частотные зависимости действительной и мнимой частей эффективной ДП композитной среды, полученные для нановключений с $a = 2.5,\ 5,\ 10,\ 20\ nm$ (кривые $1 - 4$). Видно, что с ростом размера включений существенно увеличиваются экстремальные значения действительной и мнимой частей эффективной ДП. При этом ширина линии плазмонного резонанса убывает. Растет также ширина частотной области, где $\varepsilon_{ef}^{'} < 0$, что представляет определенный практический интерес, в частности, для реализации режимов распространения поверхностных волн [104].

Рассмотрим теперь особенности отражения и прохождения монохроматической линейно-поляризованной волны плоской границей раздела изотропного диэлектрика и нанокомпозита (среды 1 и 2). Будем считать, что волна с амплитудой E_0 из среды с вещественной (в рассматриваемом диапазоне частот) ДП ε_1 под углом θ_1 падает на полубесконечную НКС с ДП ε_{ef}. Решение граничной задачи приводит к следующим выражениям для амплитудных коэффициентов

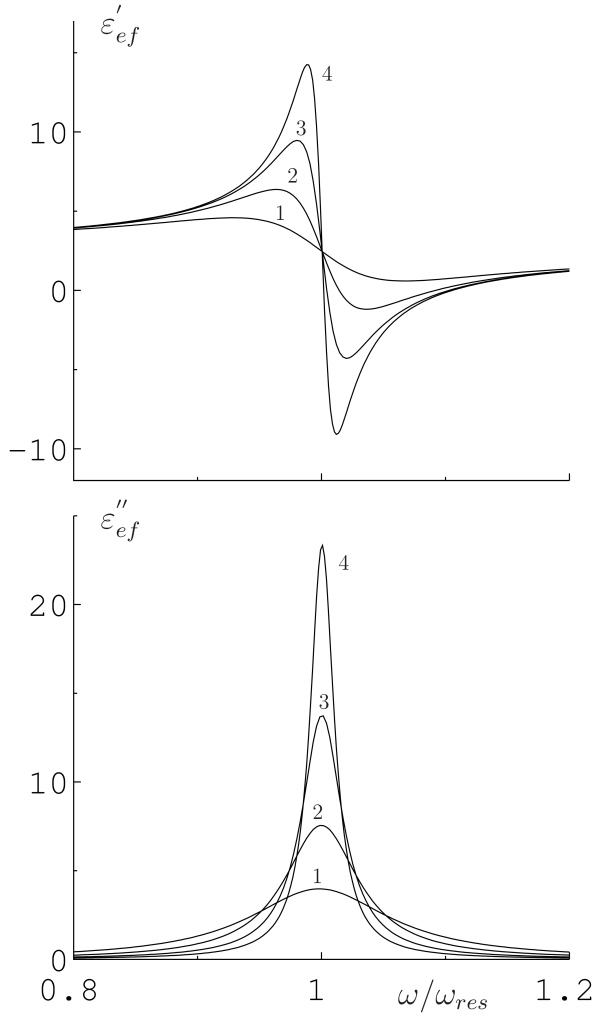


Рисунок 2.15 — Частотная зависимость действительной и мнимой частей эффективной ДП нанокомпозита, $a = 2.5,\ 5,\ 10,\ 20\ nm$ (кривые 1–4).

отражения и прохождения волн с поляризациями, параллельной (p) и ортогональной (s) по отношению к плоскости падения [218]:

$$r_{12}^p = \frac{Z_1 \cos\theta_1 - Z_2 \cos\theta_2}{Z_1 \cos\theta_1 + Z_2 \cos\theta_2}, \quad t_{12}^p = \frac{2Z_2 \cos\theta_2}{Z_1 \cos\theta_1 + Z_2 \cos\theta_2},$$
$$r_{12}^s = \frac{Z_2 \cos\theta_1 - Z_1 \cos\theta_2}{Z_2 \cos\theta_1 + Z_1 \cos\theta_2}, \quad t_{12}^s = \frac{2Z_2 \cos\theta_1}{Z_2 \cos\theta_1 + Z_1 \cos\theta_2}. \tag{2.35}$$

Здесь импедансы каждой из сред даются выражениями $Z_j = 1/\sqrt{\mu_j/\varepsilon_j}$, где $j = 1{,}2$, а угол преломления θ_2 связан с углом падения соотношением $\sin\theta_2 = (\varepsilon_1/\varepsilon_2)^{1/2}\sin\theta_1$.

На рис.2.16 приведены зависимости энергетических коэффициентов отражения $R_{p,s} = |r^{p,s}|^2$ от частоты, полученные при нормальном падении волны из вакуума $(\varepsilon_1 = 1)$ на поверхность нанокомпозита с размерами включений

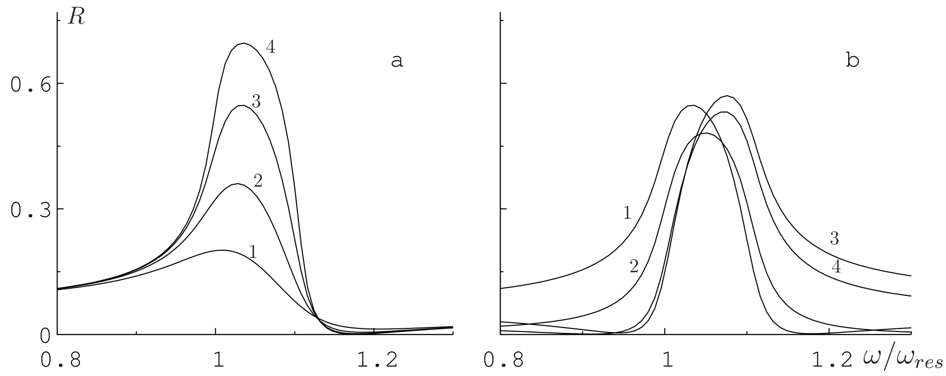


Рисунок 2.16 — Частотные зависимости энергетических коэффициентов отражения при нормальном падении волны из вакуума ($\varepsilon_1 = 1$) на поверхность НКС с размерами включений $a = 2.5,\ 5,\ 10,\ 20\ nm$ (a, кривые 1-4) и из среды с $\varepsilon_1 = 1,\ 2.25,\ 5.8,\ 8$ (b, кривые 1-4) при $a = 10\ nm$.

$a = 2.5,\ 5,\ 10,\ 20\ nm$ (а, кривые 1-4) и из среды с ДП $\varepsilon_1 = 1,\ 2.25,\ 5.8,\ 8$ (б, кривые 1-4) при размере включений $a = 10\ nm$. При нормальном падении света на изотропную структуру энергетические характеристики отраженного света для p- и s-поляризаций совпадают, т.е. $R_{p,s} = R$. С приближением частоты к резонансной наблюдается рост коэффициента отражения, что связано с возбуждением падающей на НКС волной плазмонного резонанса наночастиц, который и приводит к появлению резонансной полосы в спектрах отражения. При этом с увеличением размера нановключений наблюдается рост резонансного значения коэффициента отражения. Отметим, что при указанных выше значениях ε_1 поведение низкочастотного и высокочастотного «хвостов» функции $R(\omega)$ противоположное. Так, при $\varepsilon_1 = 1$ вне резонансной области и $\omega > \omega_{res}$ величина R близка к нулю, тогда как при $\omega < \omega_{res}$ для всех значений параметра a эта величина существенно отличается от нуля. При увеличении ДП среды падения ε_1 поведение низкочастотного и высокочастотного «хвостов» функции $R(\omega)$ меняется на обратный.

На рис.2.17 представлены угловые зависимости коэффициентов отражения R_p и R_s, полученные на частотах $\omega = (0.8,\ 1.1)\omega_{res}$ (кривые 1,2) для значений $\varepsilon_1 = 1,\ 5.8$ (сплошная и пунктирная линии) (1-2 линии) и размера включений $a = 10\ nm$. Видно, что в дорезонансной области для волны, падающей из вакуума, отражающие свойства НКС аналогичны прозрачному диэлектрику. В частности, отметим наличие угла Брюстера для волны р-поляризации и монотонный рост коэффициента R_s. Особенностью является очень слабое отражение НКС в широкой области углов для волн обеих поляризаций в случае $\varepsilon_1 = 5.8$. В

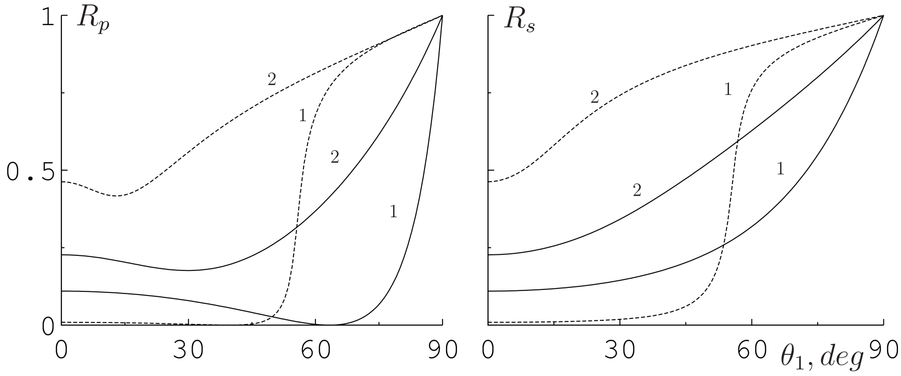


Рисунок 2.17 — Угловые зависимости коэффициентов R_p и R_s (сплошная и пунктирная линии) при $\omega = (0.8,\, 1.1)\omega_{res}$ (a, b) и $\varepsilon_1 = 1,\, 5.8$ (кривые 1-2), $a = 10\ nm$.

области резонанса характер угловых зависимостей для волн обеих поляризаций сближается с той лишь разницей, что кривые $R_p(\theta_1)$ являются немонотонными в отличие от кривых $R_s(\theta_1)$.

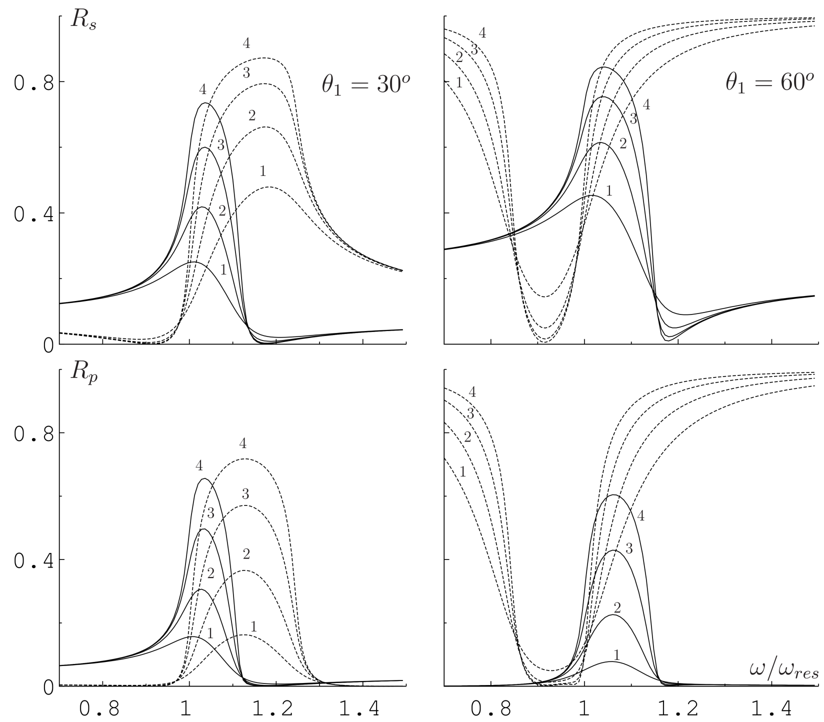


Рисунок 2.18 — Частотная зависимость коэффициента отражения s- и p-поляризации от границы раздела НКС и среды с $\varepsilon_1 = 1,\, 5.8$ (сплошные и пунктирные линии) при угле падения $\theta_1 = 30^o,\, 60^o$, $a = 2.5,\, 5,\, 10,\, 20\ nm$ (кривые 1-4).

На рис.2.18 приведены частотные зависимости коэффициентов отражения $R_{p,s}(\omega)$, полученные для двух углов падения $\theta_1 = 30^o,\, 60^o$, значений ДП среды падения $\varepsilon_1 = 1,\, 5.8$ (сплошные и пунктирные линии) и размеров включений $a = 2.5,\, 5,\, 10,\, 20\ nm$ (кривые 1-4). Видна существенная модификация спектров отражения при увеличении угла падения для волн обеих поляризаций. Так, при падении из вакуума вне резонансной области коэффициент R_p практически равен нулю для рассматриваемых углов падения. В случае $\varepsilon_1 = 5.8$ при увеличении угла падения от 30^o к 60^o наблюдается инверсия спектра отражения, т.е. вблизи резонансной частоты возникает достаточно широкая область, где коэффициенты $R_{p,s}$ близки к нулю, а вне ее близки к единице.

2.2.2 Отражение от слоя конечной толщины

Исследуем теперь характеристики отраженной и прошедшей волн в случае, когда нанокомпозит образует плоскопараллельный слой толщиной h на границе раздела двух однородных изотропных сред. Чтобы электромагнитная волна, проникающая в слой нанокомпозита, «почувствовала» особенности его структуры, толщина слоя должна быть в несколько раз больше усредненного расстояния между металлическими включениями. При этом выражения для амплитудных коэффициентов отражения и прохождения имеют вид [218]:

$$r^\alpha = \frac{r^\alpha_{12} + r^\alpha_{23} \exp -2ik_2 h \cos\theta_2}{1 + r^\alpha_{12} r^\alpha_{23} \exp -2ik_2 h \cos\theta_2}, \quad t^\alpha = \frac{t^\alpha_{12} t^\alpha_{23} \exp -2ik_2 h \cos\theta_2}{1 + r^\alpha_{12} r^\alpha_{23} \exp -2ik_2 h \cos\theta_2}, \tag{2.36}$$

где $k_2 = k_0\sqrt{\varepsilon_2}$. Если пленка находится между непоглощающими средами с вещественными диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_3, то соответствующие энергетические коэффициенты записываются в виде:

$$R_\alpha = |r^\alpha|^2, \quad T_\alpha = \frac{\sqrt{\varepsilon_3}\cos\theta_3}{\sqrt{\varepsilon_1}\cos\theta_1}|t^\alpha|^2. \tag{2.37}$$

С учетом наличия поглощения в пленке нанокомпозита представляет интерес также и коэффициент поглощения, определяющий долю поглощенной пленкой энергии. Этот коэффициент определяется выражением $D_\alpha = 1 - R_\alpha - T_\alpha$.

На рис.2.19 приведены частотные зависимости коэффициентов отражения, отвечающие нормальному падению волны на пленку нанокомпозита толщиной $h = 0.15\ \mu m$. Указанные зависимости получены для значений $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$, размеров включений $a = 2.5,\ 5,\ 10,\ 20\ nm$ (a, кривые 1-4) и $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1,\ 2.25,\ 5.8,\ 8$ (b, кривые 1-4), $a = 10\ nm$. По сравнению с отражением от отдельной границы раздела рассматриваемых сред спектр отражения существенно расширяется за счет появления еще одного длинноволнового максимума (см.

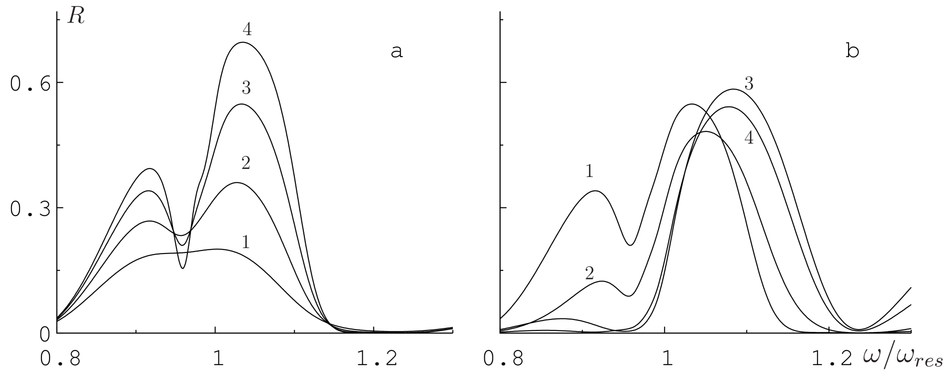


Рисунок 2.19 — Частотные зависимости коэффициентов отражения для пленки толщиной $h = 0.15\ \mu m$ при $\theta_1 = 0^o$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1,\ 5.8$ (сплошные и пунктирные линии), $a = 2.5,\ 5,\ 10,\ 20\ nm$ (кривые 1-4).

рис.2.16). В случае падения волны из вакуума на пленку заданной толщины с ростом размера включений «провал» в спектре отражения наблюдается на частоте $\omega \approx 4.103 \cdot 10^{15}\ s^{-1} = 0.96\omega_{res}$. Положение основного максимума коэффициента отражения отвечает области отрицательных значений действительной части эффективной ДП на частоте $\omega \simeq 0.92\omega_{res}$, а длинноволнового максимума – области положительных значений на частоте $\omega \simeq 1.04\omega_{res}$.

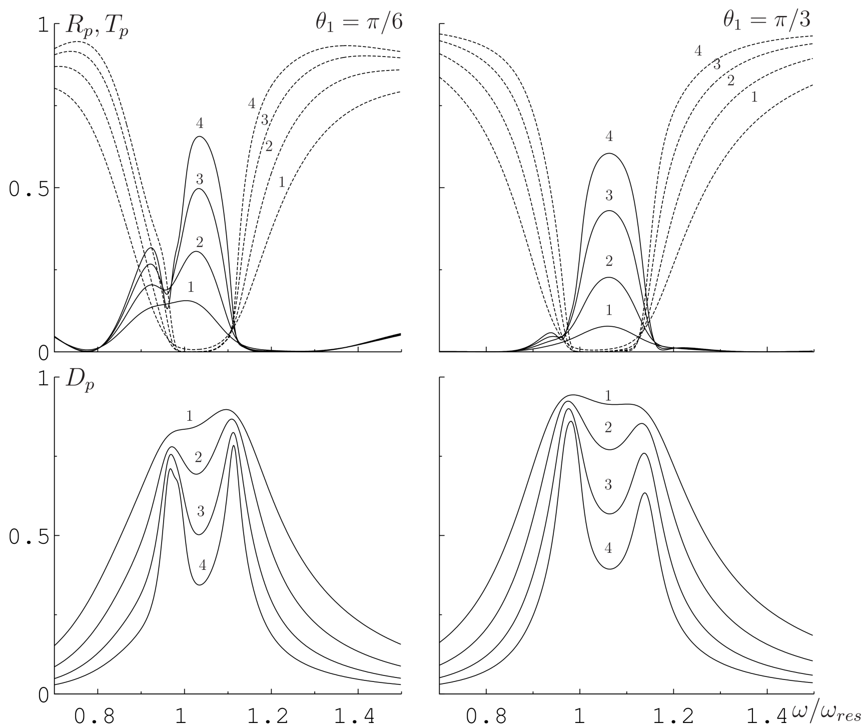


Рисунок 2.20 — Частотные зависимости коэффициентов отражения R, прохождения T (сплошная и пунктирная линии) и поглощения D для волн p- поляризации при $a = 2.5,\ 5,\ 10,\ 20\ nm$ (кривые 1-4), $h = 0.15\ \mu m$ и $\theta_1 = \pi/6,\ \pi/3$.

На рис.2.20 приведены частотные зависимости коэффициентов отражения, прохождения (сплошная и пунктирная линии) и поглощения для волн p- поляризации, полученные для пленки НКС толщиной $h = 0.15$ μm при падении волны на пленку под углами $\theta_1 = \pi/6$, $\pi/3$ и параметрах $\varepsilon_1 = 1$, $a = 2.5$, 5, 10, 20 nm (кривые 1-4). В рассматриваемом случае в области отрицательных значений действительной части эффективной ДП коэффициент прохождения практически равен нулю, пик отражения лежит внутри резонансной области, а пики поглощения примыкают к резонансной области. В спектрах отражения имеются достаточно широкие частотные области вне резонансной, где коэффициенты отражения близки к нулю, т.е. наблюдается эффект оптического просветления. Коэффициент поглощения уменьшается с увеличением размера нановключений. При угле падения $\theta_1 = \pi/3$ максимум коэффициента отражения в области положительных значений действительной части ДП выражен слабее, чем при $\theta_1 = \pi/6$. Отметим, что аналогичные зависимости коэффициентов R_s, T_s и D_s имеют такой же характер.

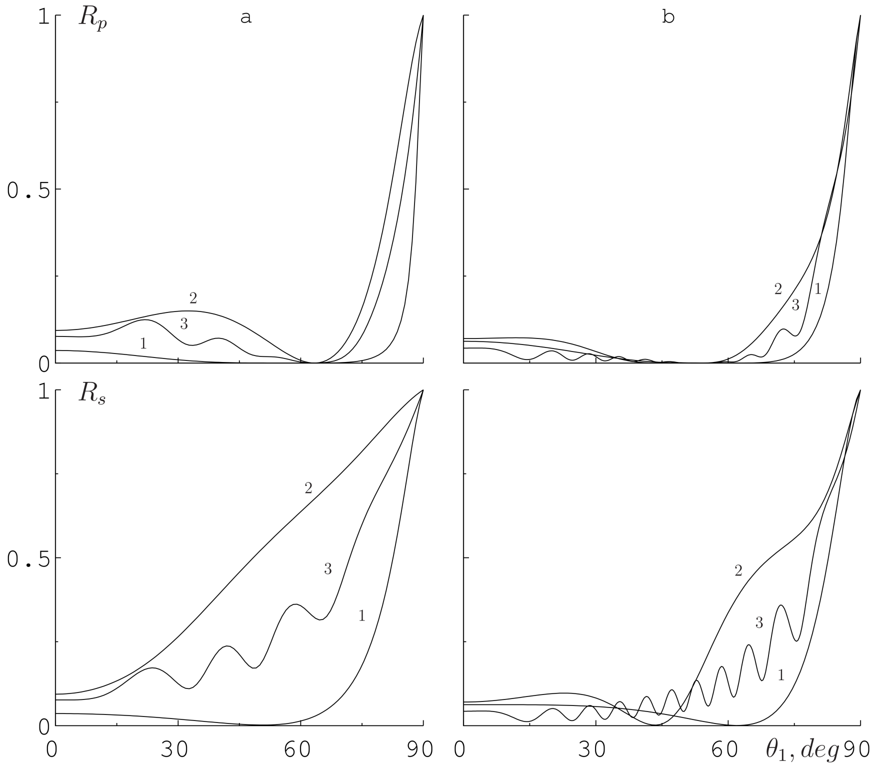


Рисунок 2.21 — Угловые зависимости коэффициентов отражения R_p, R_s при $\omega = (0.8,\ 1.4)\omega_{res}$ (a, b), $h = (0.15,\ 0.53,\ 3.73)$ μm (кривые 1-3), $a = 20$ nm.

На рис.2.21 представлены угловые зависимости коэффициентов отражения R_p и R_s, полученные на частотах $\omega = (0.8,\ 1.4)\omega_{res}$ (a, b) для трех значений толщины пленки $h = (0.15,\ 0.53,\ 3.73)$ μm (кривые 1-3), размера включений

$a = 20\ nm$ и $\varepsilon_1 = 1$. Видно, что для толстых пленок ($h > \lambda$) наблюдаются осцилляции коэффициента отражения, амплитуда которых растет с увеличением размера включений. При малых толщинах слоев угол Брюстера наблюдается для обеих поляризаций. Угловая область, где коэффициент отражения близок или равен нулю, для волн p- поляризации больше, чем для волн s- поляризации. Так, на частоте $\omega = 0.8\omega_{res}$ эта область для волн p- поляризации лежит в пределах угла падения от $\theta_1 = 40^o$ до $\theta_1 = 70^o$.

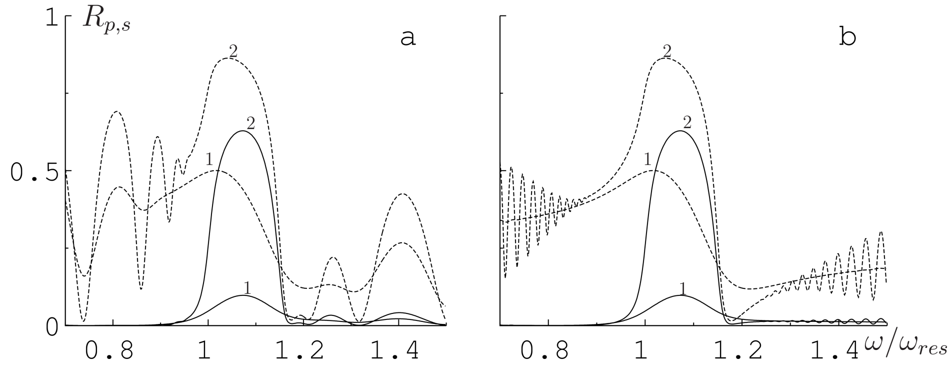


Рисунок 2.22 — Частотные зависимости коэффициентов R_p, R_s (сплошная и пунктирная линии) при $\theta_1 = 64^o$, $h = (0.53,\ 3.37)\ \mu m$ (a, b), $a = (2.5,\ 20)\ nm$ (кривые 1,2).

На рис.2.22 представлены частотные зависимости коэффициентов отражения $R_{p,s}$ (сплошная и пунктирная линии), полученные для пленки НКС толщиной $h = (0.53,\ 3.37)\ \mu m$ (a, b) с размерами включений $a = (2.5,\ 20)\ nm$ (кривые 1,2) при угле падения $\theta_1 = 64^o$ и $\varepsilon_1 = 1$. Из приведенных зависимостей следует, что осцилляции коэффициента отражения, возникающие при увеличении толщины пленки, лежат вне области отрицательных значений действительной части эффективной ДП. Амплитуда осцилляций при удалении от резонансной области растет и для волн s-поляризации она больше, чем для p-поляризации. Максимум коэффициента отражения лежит внутри области отрицательности действительной части эффективной ДП, причем коэффициент отражения для s-поляризованной волны больше, чем для p-поляризованной.

Выявленные особенности оптических свойств нанокомпозитной среды и пленки связаны с плазмонным резонансом металлических включений в НКС и характерной резонансной зависимостью эффективной ДП этой среды. Наличие области отрицательных значений действительной части ДП этой среды приводит к наличию в спектрах достаточно широких частотных областей как с практически полным отражением, так и пропусканием. Зависимость эффективной ДП нанокомпозита от размера включений и их концентрации, ДП матрицы, а также толщины пленки из НКС позволяет их использовать для многих важных практических приложений. В частности, нанокомпозитные пленки могут быть использованы в качестве просветляющих покрытий или могут выступать в роли дихроичных поляризаторов, поглощая одну из компонент светового поля падающей волны.

2.2.3 Поглощательная способность слоя нанокомпозита

Рассмотрим тонкую пленку, выполненную из композитного материала «SiO_2/серебро» [73; 90—95; 219—221], который представляет собой распределенные с объемной долей η в диоксиде кремния с ДП $\varepsilon_m = 2.15$ наноразмерные сферические частицы серебра радиуса a. Параметры серебра: $v_F = 1.4 \cdot 10^6\ m/s$, $\varepsilon_0 = 4.96$, $\omega_p = 1.367 \cdot 10^{16}\ s^{-1}$, $\gamma_0 = 3.04 \cdot 10^{13}\ s^{-1}$ [73; 94; 95]. При исследовании оптических свойств НК необходимо, чтобы толщина пленки h в несколько раз превышала усредненное расстояние между металлическими частицами $d = a(4\pi/3\eta)^{1/3}$ (чтобы рассеяние волны происходило на нескольких слоях нановключений). Так, для используемых далее значений $\eta = 0.1$ и $a = 10\ nm$ расстояние между центрами наночастиц $d \simeq 35\ nm$.

Согласно модели эффективной среды Максвелла-Гарнетта, ДП пленки, состоящей из одинаковых металлических наночастиц сферической формы, однородно распределенных в диэлектрической матрице, может быть представлена в виде (2.30) [73; 93; 203—206; 218; 222]. ДП диэлектрика, используемого в качестве матрицы композита, будем считать постоянной и действительной величиной. Для проницаемости металлических наночастиц используем выражение (2.31).

Известно, что ширина линии плазмонного резонанса для сферических наночастиц обратно пропорциональна их радиусу a. Когда средняя длина пробега электронов сравнивается или начинает превосходить размер наночастиц, в релаксацию существенный вклад вносят процессы рассеяния электронов на поверхности наночастицы, поэтому релаксационный параметр в (2.31) начинает зависеть от радиуса наночастицы [90].

$$\gamma(a) = \gamma_0 + D\frac{v_F}{a}, \tag{2.38}$$

где γ_0 - константа затухания для неограниченного объема металла, v_F - скорость электронов при энергии, равной энергии Ферми. Коэффициент D определяется деталями процесса рассеяния электронов на поверхности наночастиц и имеет величину близкую к единице. Однако коэффициент D не имеет однозначного теоретического выражения, поэтому его часто полагают равным единице.

Учет релаксации в выражении (2.31) приводит к комплексности компонент тензора эффективной проницаемости нанокомпозита $\varepsilon_{ef} = \varepsilon_{ef}^{'} + i\varepsilon_{ef}^{''}$, где действительная и мнимая части в соответствии с (2.30) определяются следующими выражениями (2.33).

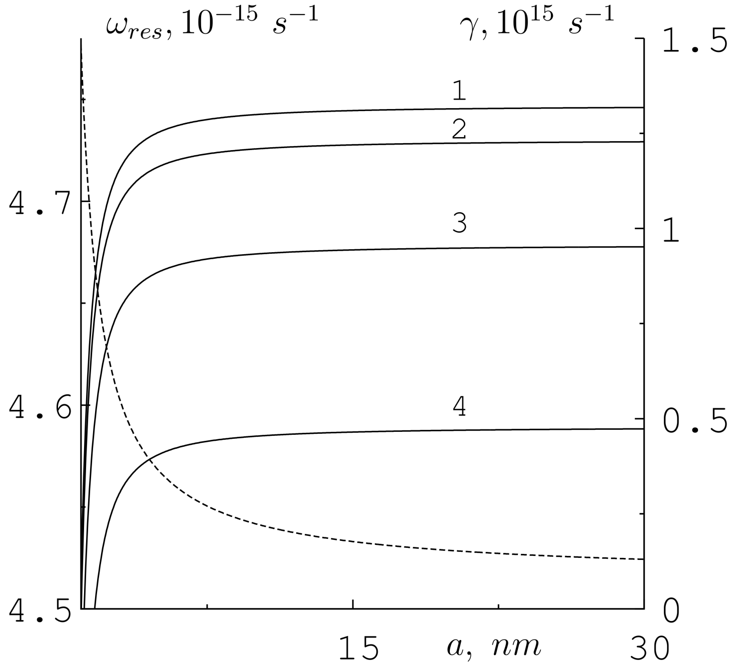


Рисунок 2.23 — Частотная зависимость действительной и мнимой частей эффективной диэлектрической проницаемости нанокомпозита, $a = 10\ nm$ и $\eta = 0.01,\ 0.02\ 0.05,\ 0.1$ (линии $1 - 4$).

На рис.2.23 приведена частотная зависимость действительной и мнимой частей эффективной ДП нанокомпозита с параметрами: $a = 10\ nm$ и $\eta = 0.01,\ 0.02\ 0.05,\ 0.1$ (кривые $1 - 4$). Указанные зависимости имеют резонансный характер, связанный с плазмонным резонансом наночастиц. Резонансная частота нанокомпозита отвечает максимуму мнимой части эффективной ДП (2.34) и для выбранных значений параметров ω_{res} лежит в оптическом диапазоне. С увеличением доли включений η наблюдается сдвиг резонансной линии в область более низких частот и рост максимальных значений как действительной, так и мнимой части эффективной ДП. При этом появляется интервал частот

$\omega_1 < \omega < \omega_2$, где ε'_{ef} становится отрицательной. В соответствии с выражениями (2.33) для указанных частот получаем:

$$\omega_j = \omega_p \left[\varepsilon_0 - \varepsilon_m \left(1 - \frac{1}{g(1-\eta) + (j-1)\eta}\right)\right]^{-1/2}, \quad j = 1, 2. \tag{2.39}$$

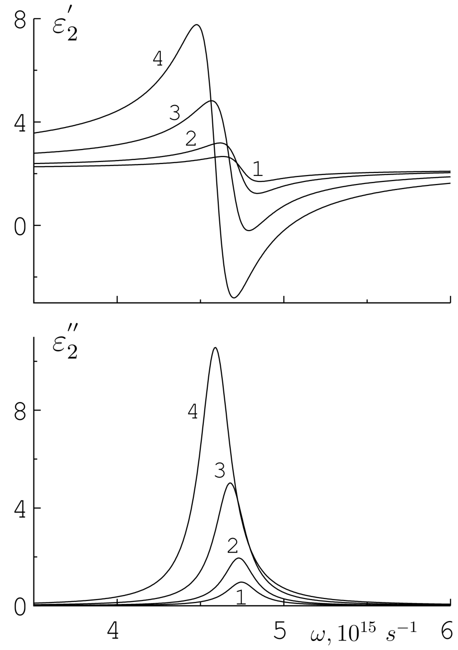


Рисунок 2.24 — Зависимость от размера включений резонансной частоты сплошные линии: для различных значений доли включений $\eta = 0.01,\ 0.02\ 0.05,\ 0.1$ и параметра релаксации (пунктирная линия).

На рис.2.24 приведена зависимость резонансной частоты от размера наночастиц серебра, полученная для значений $\eta = 0.01,\ 0.02\ 0.05,\ 0.1$ (кривые $1-4$). Пунктирная линия отвечает зависимости параметра релаксации γ от размера наночастиц. Видно, что с увеличением размера наночастиц в области значений $a < 4\ nm$ наблюдается резкий рост резонансной частоты, тогда как при $a > 10\ nm$ ω_{res} уже практически остается постоянной величиной. С увеличением доли включений резонансная частота уменьшается в соответствии с выражением (2.34). Параметр релаксации растет с уменьшением размера наночастиц: в области $a < 4\ nm$ имеет место его быстрый рост, а при $a > 20\ nm$ γ является уже слабо меняющейся величиной. В приведенной ниже таблице 1 для различных долей включений и размера наночастиц серебра $a = 10\ nm$ даны значения резонансной частоты и частот, на которых действительная часть ДП достигает своего максимального и минимального значения.

Пусть плоская линейно поляризованная монохроматическая волна с амплитудой E_0 падает под углом θ_1 на тонкую пленку НК толщиной h и ДП ε_2.

Таблица 1 — Значения частот для характерных величин ДП нанокомпозита.

η	$\omega_{\varepsilon'_{max}}$	ω_{res}	$\omega_{\varepsilon'_{min}}$
0.01	$4.65 \cdot 10^{15}\ s^{-1}$	$4.76 \cdot 10^{15}\ s^{-1}$	$4.86 \cdot 10^{15}\ s^{-1}$
0.02	$4.62 \cdot 10^{15}\ s^{-1}$	$4.74 \cdot 10^{15}\ s^{-1}$	$4.85 \cdot 10^{15}\ s^{-1}$
0.05	$4.57 \cdot 10^{15}\ s^{-1}$	$4.68 \cdot 10^{15}\ s^{-1}$	$4.80 \cdot 10^{15}\ s^{-1}$
0.1	$4.49 \cdot 10^{15}\ s^{-1}$	$4.60 \cdot 10^{15}\ s^{-1}$	$4.71 \cdot 10^{15}\ s^{-1}$

Пленка разделяет две непоглощающих в рассматриваемом диапазоне длин волн среды с ДП $\varepsilon_1 = \varepsilon_3$. Направим ось OZ вдоль нормали к границе раздела сред, плоскость XZ является плоскостью падения.

Энергетические коэффициенты отражения и пропускания параллельной и ортогональной плоскости падения поляризаций $(\alpha = p,s)$ для рассматриваемой структуры определяются общими выражениями (2.37) [69; 223; 224]. С учетом симметричности структуры $T_\alpha = |t_\alpha|^2$. Наличие поглощения в пленке нанокомпозита приводит к тому, что часть падающей на пленку энергии переходит в тепло. В этой связи интерес представляет коэффициент поглощения $A_\alpha = 1 - R_\alpha - T_\alpha$, определяющий долю поглощенной пленкой энергии. При нормальном падении излучения на пленку изотропного нанокомпозита выражения соответствующих коэффициентов одинаковы для обеих поляризаций.

Здесь представлены результаты численного анализа приведенных выше соотношений для энергетических коэффициентов пленки нанокомпозита с различными размерами включений и их объемной доли. На рис.2.25 приведена частотная зависимость коэффициентов отражения, прохождения и поглощения (кривые $1 - 3$) при нормальном падении волны на пленку НК толщиной $h = 1\ \mu m$, размером наночастиц $a = 10\ nm$ и объемной долей $\eta = 0.01,\ 0.1$. Видно, что при малой объемной доле в резонансной области поглощение максимально $A = 0.96$ (коэффициент поглощения близок к единице), отражение мало $R = 0.04$, а прохождение вообще отсутствует $T = 0$. Вне резонансной области наблюдаются осцилляции коэффициентов отражения и поглощения. С увеличением концентрации наночастиц в резонансной области наблюдается значительный рост отражения и уменьшение поглощения при полном отсутствии прохождения.

Области с коэффициентом поглощения, близким к единице, характерны для пленок НК независимо от размера включений и концентрации наночастиц.

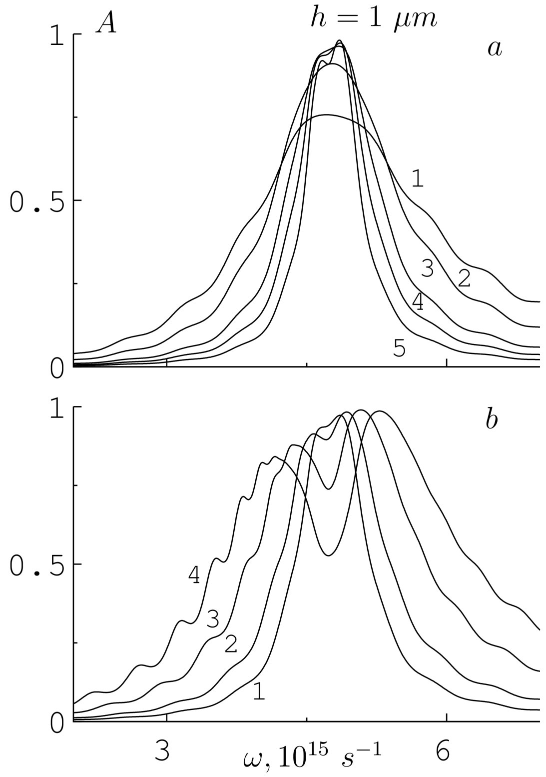


Рисунок 2.25 — Частотная зависимость коэффициентов отражения, прохождения и поглощения (линии 1-3 соответственно), $a = 10\ nm$ и $\eta = 0.01,\ 0.1$.

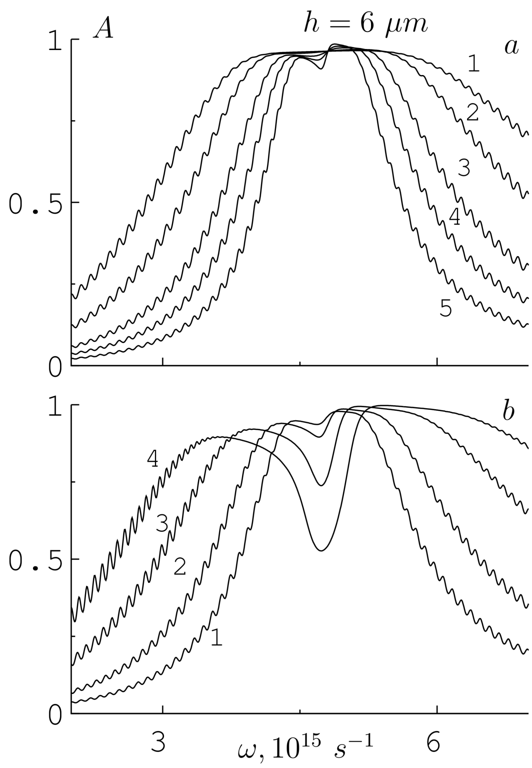


Рисунок 2.26 — Частотная зависимость коэффициента поглощения для толщины пленки $h = 1\ \mu m$, $\eta = 0.01$, $a = (1,\ 2,\ 5,\ 10,\ 30)\ nm$ (линии $1 - 5$, рисунок (a)), и для $a = 10\ nm$, $\eta = 0.01,\ 0.02\ 0.05,\ 0.1$ (линии $1 - 4$, рисунок (b)).

На рис.2.26 представлена частотная зависимость коэффициента поглощения для пленки с $h = 1\ \mu m$ при следующих значениях параметров: $\eta = 0.01$, $a = (1,\ 2,\ 5,\ 10,\ 30)\ nm$ (a, кривые $1 - 5$) и $a = 10\ nm$, $\eta = 0.01,\ 0.02\ 0.05,\ 0.1$ (b, кривые $1 - 4$). При фиксированном значении параметра η 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 $a = 10\ nm$ имеется область почти полного поглощения. При уменьшении доли включений – эта область становится меньше и смещается в сторону более низких частот.

На рис.2.27 представлена зависимость коэффициентов поглощения, отражения и прохождения от объемной доли включений, полученная на резонансной

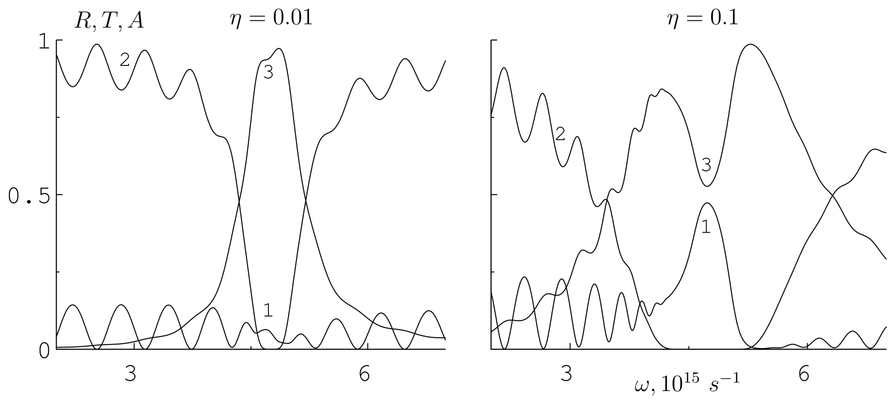


Рисунок 2.27 — Зависимость от доли включений энергетических коэффициентов поглощения, отражения и прохождения при толщине пленки $h = 1\ \mu m$ на резонансной частоте $4.76 \cdot 10^{15}\ s^{-1}$ для размера включений $a = (1,\, 2,\, 5,\, 10,\, 30)\ nm$ (линии $1 - 5$).

частоте для размера включений $a = (1,\, 2,\, 5,\, 10,\, 30)\ nm$ (кривые $1 - 5$). Обращает внимание факт, что на указанной частоте при концентрациях включений $\eta \geqslant 0.01$ и всех реалистичных размерах наночастиц $(a > 3\ nm)$ коэффициент прохождения практически равен нулю, т.е. пленка НК толщиной $h = 1\ \mu m$ при нормальном падении на нее излучения становится непрозрачной. При этом большая часть падающей на пленку энергии поглощается. Наибольшее поглощение достигается при малых концентрациях $(\eta < 0.01)$, с ростом концентрации и размера наночастиц величина поглощения начинает плавно уменьшаться, а отражение растет. При больших концентрациях $(\eta \geqslant 0.1)$ практически полного поглощения можно достичь при малых размерах включений $(a \leqslant 1\ nm)$.

На рис.2.28 представлены угловые зависимости коэффициента поглощения и отражения для p- и s-поляризации волны, падающей на пленку толщиной $h = 1\ \mu m$. Полученные зависимости отвечают резонансной частоте при $\eta = 0.1$, $a = (1,\, 2,\, 5,\, 10,\, 30)\ nm$ (сплошные кривые $1 - 5$), и $\eta = 0.05$, $a = (1,\, 2,\, 5,\, 10,\, 30)\ nm$ (пунктирные кривые $1' - 5'$). Для p-поляризации при всех значениях параметра a наблюдается максимум поглощения на угле, при котором отражение становится минимальным или даже отсутствует (при $a = 1\ nm$). Этот угол можно считать углом Брюстера для поглощающей НК структуры. Для s-поляризации подобный угол отсутствует, и зависимости коэффициентов поглощения и отражения имеют монотонный характер. При этом для всех значений концентрации включений p-поляризованные волны имеют большее поглощение, чем волны s-поляризации. Отметим также, что прохождение для волн обеих поляризаций очень мало.

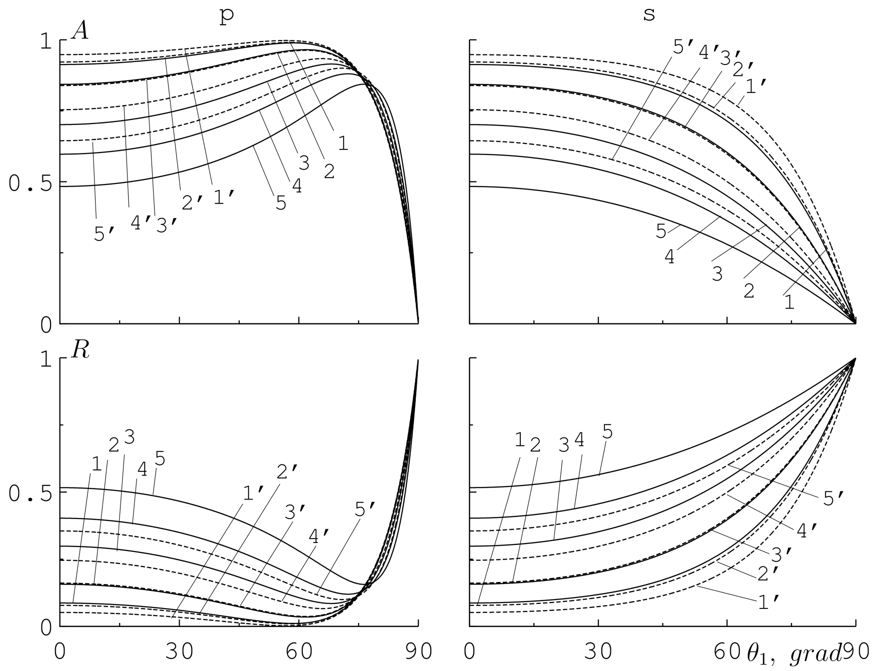


Рисунок 2.28 — Угловая зависимость коэффициента поглощения и отражения при $\eta = 0.1,\ 0.05$ (сплошные $1-5$ и пунктирные $1^{'}-5^{'}$ линии соответствуют размерам нановключений $a = (1,\ 2,\ 5,\ 10,\ 30)\ nm$) на резонансной частоте $4.76 \cdot 10^{15}\ s^{-1}$, толщина пленки $h = 1\ \mu m$, для p- и s-поляризации.

На рис.2.29 представлена частотная зависимость коэффициента поглощения для пленки толщиной $h = 6\ \mu m$, остальные параметры взяты теми же, что и на рис.2.26. Из сравнения зависимостей, приведенных на обоих рисунках, следует, что с увеличением толщины пленки происходит уширение области повышенного поглощения (вблизи резонансной частоты) и увеличение частоты осцилляций коэффициента поглощения вне резонансной области. Наблюдается также общее увеличение поглощения на рассматриваемом интервале частот.

Исследованы особенности оптических характеристик и, в частности, поглощательной способности слоя композита с металлическими сферическими наночастицами (из серебра), которые проявляются при изменении их размера и объемной доли, при нормальном и наклонном падении излучения на слой. Из полученных зависимостей следует, что в спектрах энергетических коэффициентов есть частоты, на которых поглощение максимально, а отражение и прохождение практически отсутствует. Это позволяет пленку нанокомпозита использовать в качестве поглотителя излучения. При уменьшении размеров включений и постоянной объемной доле увеличивается частотная область, на которой поглощение максимально. Также в спектре имеется область частот, в которой прохождение отсутствует, что позволяет использовать тонкую пленку в

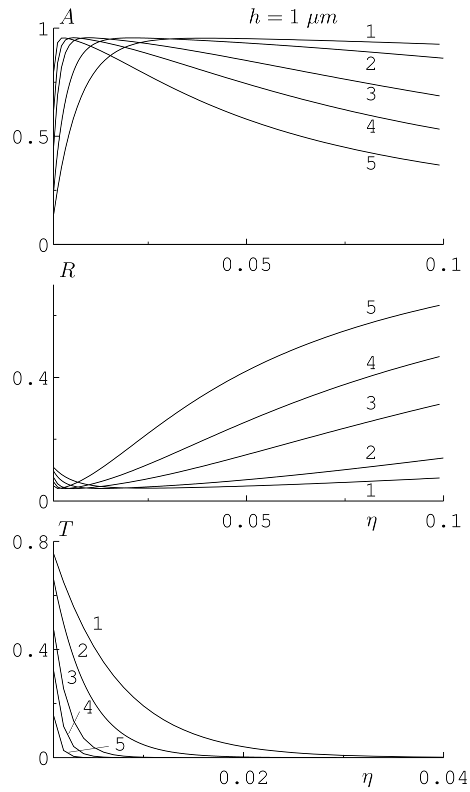


Рисунок 2.29 — Зависимость от доли включений энергетических коэффициентов поглощения, отражения и прохождения при толщине пленки $h = 1\ \mu m$ на резонансной частоте $4.76 \cdot 10^{15}\ s^{-1}$ для размера включений $a = (1,\,2,\,5,\,10,\,30)\ nm$ (линии $1 - 5$).

качестве частотного фильтра. При увеличении толщины пленки частотная область сильного поглощения расширяется, при этом увеличиваются осцилляции коэффициента поглощения вне этой области. Наблюдаемые особенности оптических свойств пленки НК указывают на хорошие возможности практического применения их в фотонике.

2.2.4 Поверхностные поляритоны на границе усиливающего диэлектрика и нанокомпозита

Наличие металлических нановключений приводит не только к резонансной зависимости эффективной ДП, но и к наличию поглощения в НКС, что существенно ограничивает длину пробега ПП. Для частичной компенсации поглощения в структуре целесообразно использовать усиливающий диэлектрик, в котором в результате накачки формируется инверсия населенности активных уровней. В настоящем разделе в предположении неистощимой накачки исследуются особенности распространения ПП в структуре усиливающий диэлектрик – НКС, анализируется влияние знака и величины мнимой части ДП диэлектрика на дисперсионные зависимости, глубину залегания и длину пробега ПП, энергетические потоки в граничащих средах.

Чтобы найти дисперсионное уравнение необходимо решить граничную задачу для волнового поля поверхностной волны. Такие задачи для границ раздела диэлектрик-полупроводник, диэлектрик-металл, пассивная-усиливающая среды достаточно хорошо освещены в литературе [105; 224—227]. В данной геометрии для поверхностной ТМ-волны с учетом гармонической зависимости от времени отличные от нуля компоненты волнового поля (E_x,H_y,E_z) имеют следующую зависимость от продольной и поперечной координат:

$$H_y(x,z) = H_0 \exp i(\omega t - \beta x) \begin{cases} \exp(-q_1 z), & z > 0, \\ \exp(q_2 z), & z < 0, \end{cases}$$

$$E_x = \frac{i}{k_0 \varepsilon_j} \frac{dH_y}{dz}, \qquad E_z = -\frac{\beta}{k_0 \varepsilon_j} H_y, \tag{2.40}$$

где учтена непрерывность компоненты H_y на границе раздела сред; для диэлектрика $j = 1$, для НКС $j = 2$. Поперечные компоненты волнового вектора в каждой из сред определяются выражениями:

$$q_1^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_d, \qquad q_2^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{ef}, \tag{2.41}$$

где $k_0 = \omega/c$, ω and c - скорость света в вакууме. Второе граничное условие для волнового поля ПП состоит в непрерывности тангенциальной компоненты электрического поля при $z = 0$, что приводит к следующему уравнению:

$$\left. \frac{1}{\varepsilon_d} \frac{\partial {H_y}^{(1)}}{\partial z} - \frac{1}{\varepsilon_{ef}} \frac{\partial H_y^{(2)}}{\partial z} \right|_{z=0} = 0. \tag{2.42}$$

Запишем дисперсионное соотношение и явное выражение для константы распространения волны рассматриваемого типа

$$\frac{q_1}{\varepsilon_d} + \frac{q_2}{\varepsilon_{ef}} = 0, \qquad \beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_{ef}}{\varepsilon_d + \varepsilon_{ef}}}. \tag{2.43}$$

Используя выражения (2.41) и (2.43), получаем связь поперечных компонент волнового вектора с материальными параметрами обеих сред:

$$q_1^2 = -k_0^2 \frac{\varepsilon_d^2}{\varepsilon_{ef} + \varepsilon_d}, \qquad q_2^2 = -k_0^2 \frac{\varepsilon_{ef}^2}{\varepsilon_{ef} + \varepsilon_d}. \tag{2.44}$$

Далее исследования необходимо проводить с учетом комплексности величины ε_d. При этом положительность мнимой части ε_d'' отвечает поглощению, а отрицательность - усилению диэлектрика.

В отсутствие поглощения из полученных соотношений следует, что существование ПП возможно лишь в той области параметров, где проницаемости обеих сред удовлетворяют условиям

$$\varepsilon_d \varepsilon_{ef} < 0, \qquad \varepsilon_d + \varepsilon_{ef} < 0. \tag{2.45}$$

Если $\varepsilon_d > 0$, то в отсутствие поглощения условия (2.45) выполняются при выполнении неравенств $\varepsilon_{ef} < 0$ и $|\varepsilon_{ef}| > \varepsilon_d$.

При наличии поглощения в структуре константа распространения и поперечные компоненты волнового вектора становятся комплексными, т.е. $\beta = \beta' - i\beta''$ и $q_j = q_j' - iq_j''$. В этом случае магнитное поле ПП

$$H_y(x,z) = H_0(x) \exp\left(\mp q_j' z\right) \cdot \exp\left[-i(\beta' x \mp q_j'' z)\right], \tag{2.46}$$

где амплитуда поля $H_0(x) = H_0 \exp\left(-\beta'' x\right)$, верхние знаки относятся к области $z > 0$, а нижние – к области $z < 0$. Действительная и мнимая части константы распространения даются соотношениями

$$\beta' = \frac{k_0}{\sqrt{2}}\left(\sqrt{m^2+n^2}+m\right)^{1/2}, \qquad \beta'' = \frac{k_0}{\sqrt{2}}\left(\sqrt{m^2+n^2}-m\right)^{1/2}, \tag{2.47}$$

$$m = \frac{(\varepsilon_d' \varepsilon_{ef}' - \varepsilon_d'' \varepsilon_{ef}'')(\varepsilon_d' + \varepsilon_{ef}') + (\varepsilon_d' \varepsilon_{ef}'' + \varepsilon_{ef}' \varepsilon_d'')(\varepsilon_d'' + \varepsilon_{ef}'')}{(\varepsilon_d' + \varepsilon_{ef}')^2 + (\varepsilon_d'' + \varepsilon_{ef}'')^2},$$
$$n = \frac{(\varepsilon_d' \varepsilon_{ef}' - \varepsilon_d'' \varepsilon_{ef}'')(\varepsilon_d'' + \varepsilon_{ef}'') - (\varepsilon_d' \varepsilon_{ef}'' + \varepsilon_{ef}' \varepsilon_d'')(\varepsilon_d' + \varepsilon_{ef}')}{(\varepsilon_d' + \varepsilon_{ef}')^2 + (\varepsilon_d'' + \varepsilon_{ef}'')^2}.$$

Из представления волнового поля (2.46) следует, что для существования ПП необходимо выполнение условий $q_1' > 0$, $q_2' > 0$ которые означают, что амплитуда волнового поля экспоненциально спадает при удалении от границы. Условие отсутствия обратной волны требует выполнения неравенства $\beta' > 0$.

Исследованы особенности распространения поверхностных волн поляритонного типа вдоль плоской границы раздела усиливающего диэлектрика и НКС с заданной частотной зависимостью материальных параметров. Реализация ПП в указанной структуре возможна в частотной области плазмонного резонанса, где действительная часть ДП нанокомпозита становится отрицательной. Учет поглощения в НКС и усиления в диэлектрике приводит к деформации дисперсионных зависимостей по сравнению с пассивной структурой, в частности, к конечному значению константы распространения в частотной области отрицательности ε'_{ef}, в отличие от структуры без поглощения, для которой $\beta \to \infty$ при стремлении частоты к верхней границе существования ПП. При этом поверхностные и объемные поляритонные волны являются частями одной непрерывной кривой, представляемой зависимостью $\beta'(\omega)$. Проведенный анализ указывает на возможность гибкого управления дисперсионными характеристиками ПП за счет использования 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.

2.3 Графеновый фотонный кристал

В данном разделе рассмотрены оптические свойства одномерного фотонного кристалла, состоящего из чередующихся слоев эффективной графеновой среды gr/SiO_2 и чистого кремния Si. В такой структуре наблюдаются частоты, на которых коэффициент отражения или прохождения практически отсутствует, а коэффициент поглощения максимален. Исследуется поведение поглощения излучения в зависимости от химического потенциала и от отношения слоев в периоде структуры. 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, ограниченна 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.

2.3.1 Эффективная среда графен-диэлектрик

Рассмотрим конечную ФКС с числом периодов N. Период структуры L включает два оптически изотропных слоя с толщинами L_1 и L_2. Материалом первого слоя является мелкослоистая периодическая среда, которая состоит из чередующихся слоев графена толщиной d_{gr} и окиси кремния с ДП $\varepsilon_{SiO_2} = 5.07$ и толщиной d_{SiO_2}. Вторым слоем в периоде является чистый кремний Si с ДП $\varepsilon_{Si} = 10.9$ (рис.2.30). Покровной средой и подложкой для ФКС являются материалы с ДП ε_a и ε_b. Магнитные проницаемости всех материалов равны единице.

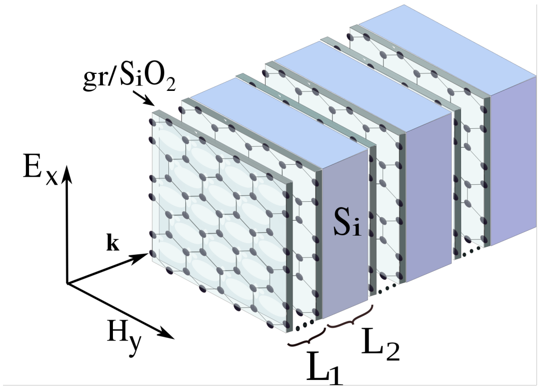


Рисунок 2.30 — Геометрия задачи

Подобная структура обладает выделенным направлением (ось OZ), что определяет одноосную анизотропию ее свойств. Тензор эффективной ДП такой среды имеет отличные от нуля компоненты $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{ef}$, $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_{ef}^0$.

В приближении мелкослоистости $(d_{gr}+d_{SiO_2} << \lambda)$ указанные компоненты эффективной ДП могут быть представлены в виде

$$\varepsilon_{ef} = \frac{\varepsilon_{SiO_2} d_{SiO_2} + \varepsilon_{gr} d_{gr}}{d_{gr} + d_{SiO_2}} = \frac{\varepsilon_{SiO_2} + \theta\varepsilon_{gr}}{\theta + 1} = \frac{1}{\theta + 1}\left(\varepsilon_{SiO_2} - \frac{4\pi\sigma''}{\omega d_{SiO_2}} + i\frac{4\pi\sigma'}{\omega d_{SiO_2}}\right),$$

$$\varepsilon_{ef}^0 = \frac{\varepsilon_{gr}\varepsilon_{SiO_2}(d_{gr} + d_{SiO_2})}{d_{gr}\varepsilon_{SiO_2} + d_{SiO_2}\varepsilon_{gr}} = (1+\theta)\frac{\varepsilon_{gr}\varepsilon_{SiO_2}}{\theta\varepsilon_{SiO_2} + \varepsilon_{gr}},$$

где параметр $\theta = d_{gr}/d_{SiO_2}$. При записи ε_{ef} учтено, что для графена функция ε_{gr} связана с его поверхностной проводимостью $\sigma = \sigma' + i\sigma''$ соотношением $\varepsilon_{gr} = i4\pi\sigma/\omega d_{gr}$, где ω - частота. В реальных структурах $d_{gr} << d_{SiO_2}$ (так как $d_{gr} \simeq 0.335\ nm$) и параметр $\theta << 1$, поэтому выражения (2.48) совпадают с выражениями, полученными в работах [116; 228–231]:

$$\varepsilon_{ef} = \varepsilon_d - \frac{4\pi\sigma''}{\omega d} + i\frac{4\pi\sigma'}{\omega d}, \varepsilon_{ef}^0 = \varepsilon_d, \tag{2.48}$$

где ε_d и d - ДП и толщина слоя диэлектрика, на который нанесен графен.

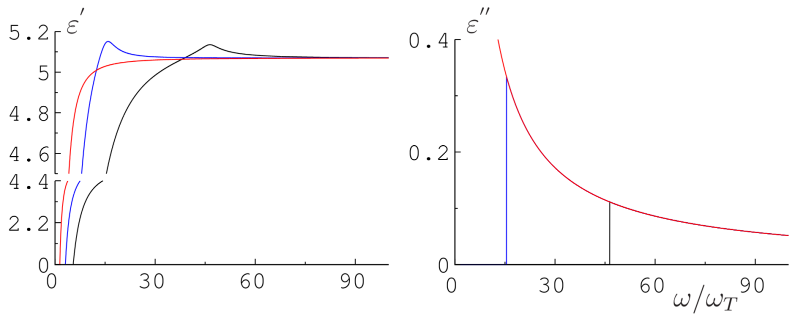


Рисунок 2.31 — Действительная и мнимая части ДП эффективной среды для $\mu = 0.6; 0.2; 0\ eV$ (черная, синяя, красная линии).

Слои графена обладают дисперсией, которая определяется частотной зависимостью комплексной поверхностной проводимости $\sigma = \sigma' + i\sigma''$ [110; 111; 232—234]. Действительная и мнимая части этой величины описываются выражениями:

$$\sigma'(\omega) = \sigma_0 \Theta(\hbar\omega - 2\mu),$$
$$\sigma''(\omega) = \sigma_0 \left[\frac{1}{2\pi} \left(\frac{16 k_B T}{\hbar\omega} \log\left(2\cosh\left(\frac{\mu}{2k_B T} \right) \right) - \right. \right.$$
$$\left. \left. - \log\left(\frac{(\hbar\omega + 2\mu)^2}{(\hbar\omega - 2\mu)^2 + (2k_B T)^2} \right) \right) \right]. \qquad (2.49)$$

Здесь $\sigma_0 = e^2/4\hbar = 5.5 \cdot 10^7$ cm/s, e - заряд электрона, $\hbar$ - постоянная Планка, Θ - ступенчатая функция Хэвисайда [231], k_B - постоянная Больцмана, T - температура, μ - химический потенциал графена, $\mu = \hbar\upsilon_F\sqrt{\pi n_0}$, где n_0 и υ_F - концентрация носителей заряда и скорость Ферми в графене. Согласно (2.49), действительная часть проводимости графена при $\omega = \omega_\mu$ испытывает скачек от нулевого значения до значения σ_0. Мнимая часть проводимости в достаточно широкой частотной области принимает отрицательные значения, что указывает на возможность реализации в планарных структурах на основе графеновых слоев отрицательных значений действительной части эффективной ДП. Далее в качестве параметров графена будем использовать следующие величины: $v_F = 10^8\ cm/s, n_0 = 10^{11}\ cm^{-2}, T = 300\ K, \omega_\mu = 2\mu/hbar = 1.83 \cdot 10^{15}\ s^{-1}$ [235].

Анализ показывает, что действительная часть проводимости σ' при $\omega = \omega_\mu = 2\mu/\hbar$ имеет скачок от нулевого значения до значения σ_0. Мнимая часть проводимости в широком частотном диапазоне принимает отрицательные значения и при $\omega = \omega_\mu$ достигает наименьшего отрицательного значения. С помощью температуры и внешнего электрического поля можно управлять величиной химического потенциала, что важно для практического использования [235].

На рис.2.31 показаны частотные зависимости действительной и мнимой части ДП эффективной среды ε_{ef} для $\theta = 0.01$ и значений $\mu = 0; 0.2; 0.6\ eV$ (красная, синяя, черная линии). Видно, что в спектре имеется область непрозрачности структуры, где величина ε'_{ef} отрицательна и объемная волна должна затухать. С увеличением доли графена в структуре (т.е. параметра θ) эта область расширяется и наблюдается рост мнимой части эффективной ДП, т.е. поглощения в области $\omega > \omega_\mu$. В области скачка величины σ' (при $\omega = \omega_\mu$) действительная часть эффективной ДП достигает максимума.

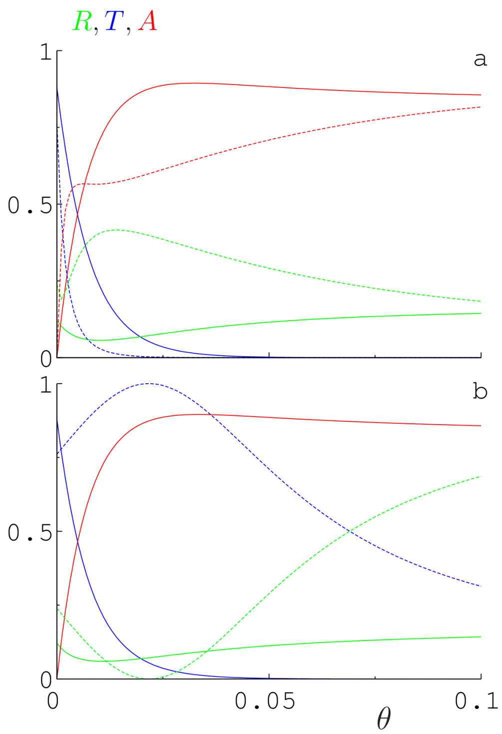


Рисунок 2.32 — Зависимость энергетических коэффициентов отражения, прохождения и поглощения (зеленая, синяя и красная линии) структуры $(graphene - SiO_2/Si)^{20}$ от $\theta = d_{SiO_2}/d_{gr}$ при $\mu = (0.2; 0.6)eV$ (a, b), толщина слоя $(graphene - SiO_2)$ $L_1 = 0.2\ \mu m$ и Si $L_2 = 0.25\ \mu m$ для частот $\omega/\omega_T = 56.9; 40.1$ (сплошная и пунктирная линии).

На рис.2.32 приведены зависимости энергетических коэффициентов от параметра θ для $\mu = (0.2; 0.6)eV$ (a, b) на двух частотах $\omega/\omega_T = 56.9; 40.1$ (сплошная и пунктирная линии). 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 μ и θ 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 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.

Пусть в рассматриваемой планарной структуре [236] волна распространяется вдоль оси OX. При этом все компоненты волнового поля зависят от времени и продольной координаты пропорционально фактору $\exp\left[i(\omega t - \beta x)\right]$, где β - константа распространения. В данной структуре могут распространяться волноводные моды двух типов – с TE и TM поляризацией. Далее мы будем рассматривать свойства только TE волн, для которых уравнения для компонент волнового поля в волноводной структуре принимают вид:

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} + q_j^2 E_y = 0,$$
$$H_z = \frac{\beta}{k_0} E_y, \qquad H_x = -\frac{i}{k_0}\frac{d}{dz} E_y. \tag{2.50}$$

где $j = 1, 2, 3$, $q_1^2 = q_3^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_0$ и $q_2^2 = k_0^2 \varepsilon - \beta^2$ - поперечные компоненты волнового вектора вне и внутри структуры, $k_0 = \omega / c$, c - скорость света в вакууме. Необходимыми условиями существования волноводного режима в структуре являются $Re(q_{1,3}^2) > 0$, которые обеспечивают экспоненциальный спад амплитуды волнового поля при удалении от границ раздела на бесконечности. Также требуется выполнение неравенств $\beta' > 0$, $\beta'' > 0$, первое из которых указывает на положительность фазовой скорости волны в структуре, второе - на отсутствие усиления. Решение уравнений (2.50) приводит к симметричному (S) и антисимметричному (A) распределению электрического поля по координате z:

$$E_y^{(S,A)}(z) = C_{S,A} \begin{cases} \pm\exp{(q_1 z)}, & 0 < z, \\ \dfrac{G_{S,A}[q_2(z - D/2)]}{G_{S,A}(q_2 D/2)}, & 0 < z < D, \\ \exp{[-q_3(z - D)}, & z > D, \end{cases} \tag{2.51}$$

где функции $G_S(\cdots) = \cos(\cdots)$, $G_A(\cdots) = \sin(\cdots)$. Коэффициенты $C_{S,A}$ являются амплитудами поля при $z = 0$ и связаны с мощностью $P_{S,A}$, переносимой модой на единичной ширине волновода. Выражения для компонент магнитного поля находятся с помощью уравнений (2.50) при подстановке в них соотношений (2.51). Согласно (2.50) симметрия нормальной компоненты магнитного поля $H_z(z)$ совпадает с симметрией поля электрического, а симметрия тангенциальной компоненты $H_x(z)$ противоположна симметрии электрического поля.

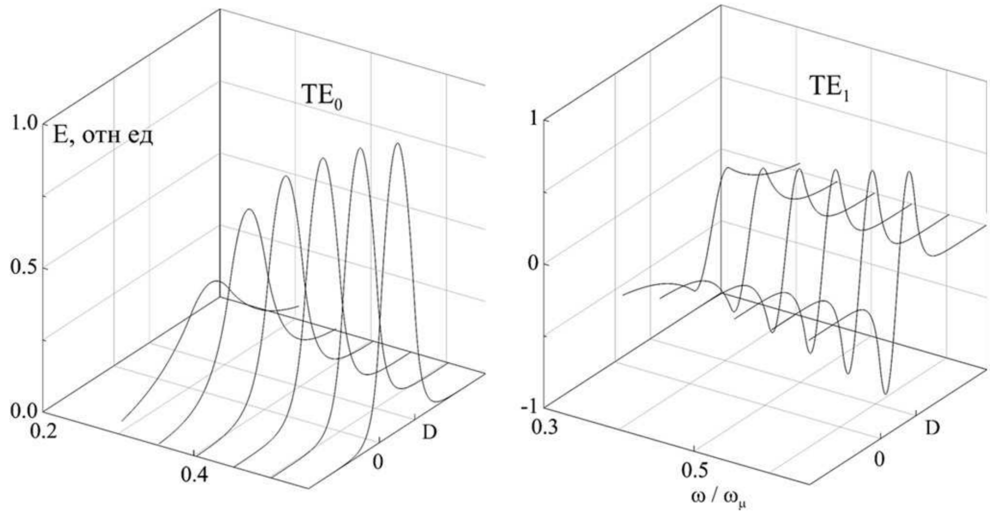


Рисунок 2.33 — Распределение электрического поля по структуре для нулевой и первой волноводных мод на разных частотах.

На рис.2.33 приведены распределения электрического волнового поля по поперечному сечению структуры (вдоль координаты z) нулевой и первой волноводных мод при различных частотах. Видно, что распределение нулевой моды является симметричным, а первой моды – асимметричным. С ростом частоты волновое поле нулевой моды все больше локализуется в центре волноводного слоя, тогда как поле первой моды локализуется вблизи границ. При удалении от слоя для каждой из волноводных мод наблюдается экспоненциальный спад. Область локализации поля моды вблизи поверхностей, ограничивающих слой, определяется обратной величиной действительной части поперечной компоненты волнового вектора вне структуры, т.е. $1/q'_{1,3}$.

2.3.2 Волноводное распространение

Далее мы будем рассматривать симметричную структуру, у которой границы являются либо графеном, либо диэлектриком. Для получения дисперсионного соотношения воспользуемся граничными условиями для тангенциальных компонент электрического и магнитного полей при $z = 0,D$:

$$\begin{aligned} E_{2y} = E_{1y}, \qquad H_{2x} - H_{1x} = \eta(4\pi\sigma/c)E_{1y}, \qquad z = 0 \\ E_{3y} = E_{2y}, \qquad H_{3x} - H_{2x} = \eta(4\pi\sigma/c)E_{3y}, \qquad z = D \end{aligned} \tag{2.52}$$

Здесь учтено, что в случае проводящих граничных поверхностей структуры наличие проводимости приводит к поверхностным токам и к скачку напряженности магнитного поля. Поэтому параметр $\eta = 1$, если границы структуры являются слоями графена, и $\eta = 0$, если граничные слои являются диэлектриком. Подставляя выражения для электрического и магнитного волновых полей в граничные условия (2.53), приходим к следующим дисперсионным соотношениям для волноводных мод, которые могут распространяться в рассматриваемой структуре:

$$\begin{aligned} \frac{q_2 D}{2} = \pi m_s + \arctan\left(\frac{q_1}{q_2} - \eta\frac{4\pi i\sigma k_0}{q_2 c}\right), \\ \frac{q_2 D}{2} = \pi m_a - \arctan\left(\frac{q_1}{q_2} - \eta\frac{4\pi i\sigma k_0}{q_2 c}\right). \end{aligned} \tag{2.53}$$

Здесь первое уравнение отвечает волноводным модам, симметричным по электрическому полю (или четным с номерами $m_s = 0,2,\ldots$); второе уравнение отвечает антисимметричным модам с нечетными номерами $m_a = 1,3,\ldots$.

Исследованы особенности распространения волноводных мод TE поляризации в МПС конечной толщины, состоящей из чередующихся слоев диэлектрика и графена. В приближении эффективной среды для различных значений периода и толщины структуры получены дисперсионные соотношения для волноводных мод, распределения волнового поля по сечению волновода, групповой и фазовой скоростей. Численный анализ дисперсионного соотношения показал, что на частотах $\omega < \omega_\mu$ в структуре отсутствует поглощение даже при комнатной температуре. С ростом доли графена в структуре появляется отсечка нулевой моды и сдвиг частоты отсечки высших мод в высокочастотную область, увеличивается поглощение в структуре и появляются дискретные излучательные моды. При $\omega = \omega_{\mu}$ имеет место скачек поглощения, а также особенность в поведении групповой скорости соответствующих мод.

Выводы к главе 2

Основные результаты данной главы опубликованы в работах [55; 66; 236–239] и сводятся к следующему:

– диэлектрическая и магнитная проницаемости эффективной мелкослоистой среды с учетом поправок пропорциональных $(L/\lambda)^2$ становятся зависимыми от магнитной и диэлектрической проницаемостей отдельных слоев; в этом приближении не только эффективная магнитная, но и эффективная диэлектрическая проницаемость зависят от подмагничивающего поля и имеют несколько резонансных и антирезонансных значений; эффективная удельная проводимость МПС становится поляризационно чувствительной величиной, зависящей от типа волны;

– эффективная МПС, составленная из чередующихся слоев одноосного магнетика и полупроводника представляет собой двухосный бигиротропный кристалл; волны ТЕ типа управляются в СВЧ диапазоне, а волны ТМ типа в ИК диапазоне; для поверхностных волн на границе эффективная среда-вакуум получены дисперсионные кривые, анализ которых показал невзаимный характер, приводящий к односторонней прозрачности;

– для пленки НКС R_{max} лежит внутри области отрицательности действительной части эффективной ДП, причем $R_s > R_p$; при увеличении толщины пленки частотная область сильного поглощения расширяется; при уменьшении размеров включений и постоянной объемной доле увеличивается частотная область, на которой поглощение максимально;

– реализация ПП на границе диэлектрика и НКС возможна в частотной области плазмонного резонанса, где действительная часть ДП нанокомпозита имеет отрицательные значения; при учете поглощения в НКС и усиления в диэлектрике наблюдаются деформации дисперсионных зависимостей по сравнению с пассивной структурой; наблюдается сужение области замедления ПП при учете усиления;

– уже при комнатной температуре в мелкослоистой структуре конечной толщины, которая состоит из чередующихся слоев графена и диэлектрика на частотах $\omega < \omega_\mu$ отсутствует поглощение; при увеличении доли графена в структуре возникает отсечка нулевой моды, а также наблюдается сдвиг частоты отсечки высших мод в СВЧ область, растет поглощение в структуре и появляются дискретные излучательные моды; скачек поглощения наблюдается при $\omega = \omega_\mu$ и особенности в поведении групповой скорости соответствующих мод.

Глава 3. Одномерные фотонные структуры без нарушения периодичности

3.1 Структура с бинарным распределением намагниченности феррит-феррит.

Исследуем монокристаллическую пленку феррит-граната (ФГ) с полосовой доменной структурой (ПДС), которая представляет собой естественную периодическую среду. С помощью внешнего магнитного поля можно управлять спектральными свойствами рассматриваемой магнитогиротропной структурой [202; 240—243]. Магнитные моменты соседних доменов ориентированы противоположно а структура в целом представляет собой „оптическую“ неоднородность, формируемую в СВЧ диапазоне недиагональными компонентами тензора магнитной проницаемости $\hat{\mu}$. Такая структура способна проявлять селективные и волноводные свойства в зависимости от направления распространяющейся волны. Пленки ФГ с перпендикулярной анизотропией легко реализуют ПДС, распределение намагниченности в которых близко к ступенчатому (бинарному). При распространении света в указанных пленках вдоль оси периодичности ПДС в области брэгговского отражения должны проявляться ее селективные свойства, а при распространении вдоль доменов и межслойных границ ее волноводные свойства [135; 142; 244].

Рассмотрим селективные и волноводные свойства периодической волноведущей структуры, которая составлена путем чередования доменов плоскослоистого ферромагнитного диэлектрика с противоположным направлением магнитных моментов. Слои-домены характеризуются одинаковыми материальными параметрами и толщиной L_j $(j = 1{,}2)$. Период структуры состоит из двух соседних доменов $L = L_1 + L_2$, их магнитные моменты ориентированы вдоль положительного и отрицательного направлений оси Z. Структура имеет периодичность вдоль оси Y, а моды волноводного характера направлены вдоль оси X. Управляющее подмагничивающее поле, изменяющее симметрию структуры (параметр $\Delta = L_1 - L_2$) и сохраняющее ее период, сонаправлено с намагниченностью одной из группы доменов и противоположно другой группе.

3.1.1 Материальные параметры магнитных доменов, собственные волны

Высокочастотные свойства магнитных доменов характеризуются тензором магнитной проницаемости. В данной геометрии запишем компоненты тензора МП не равные нулю $\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu$, $\mu_{xy} = -\mu_{yx} = i\mu_a$ и для соседних доменов зависят от частоты следующим образом (2.17) [202].

Магнетик представляет собой кубический кристалл диэлектрические свойства которого можно определить тензором ДП. В СВЧ диапазоне тензор имеет диагональный вид с компонентами $\varepsilon_{\alpha\alpha} = \varepsilon$, которые одинаковы для обеих групп доменов. Используя данный тип подмагничивания для выделенного доме характерными частотами являются: частота ферромагнитного резонанса $\omega_p = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$, где эффективная проницаемость поперечно-намагниченной среды $\mu_\perp = \mu - \mu_a^2/\mu$ при отсутствии затухания обращается в бесконечность, и частота антирезонанса $\omega_a = \omega_H + \omega_M$, где $\mu_\perp = 0$.

В рассматриваемой геометрии существуют две собственные волны, распространяющиеся перпендикулярно намагниченности и под углом θ к границам доменов: волна TM-типа имеет компоненты поля (E_x, E_y, H_z) и волна TE-типа с компонентами (H_x, H_y, E_z). Свойства TE-волны зависят от величины внешнего подмагничивающего поля, будем рассматривать этот тип волны. Модовые волновые поля имеют зависимость от времени и координат в виде:

$$\left.\begin{matrix} \vec{E}(t,x,y) \\ \vec{H}(t,x,y) \end{matrix}\right\} = \left.\begin{matrix} \vec{E}(y) \\ \vec{H}(y) \end{matrix}\right\} \exp[i(\omega t - kx)], \tag{3.1}$$

где ω – частота, а $k = K\cos\theta$ – постоянная распространения волноводной моды (т.е. продольная компонента волнового вектора $\vec{K}$).

Рассматриваемая бинарная структура имеет следующее дисперсионное соотношение [245]:

$$\cos\varkappa_{ef}L = \cos\varkappa L_1 \cos\varkappa L_2 - (1 + 2\zeta^2)\sin\varkappa L_1 \sin\varkappa L_2, \tag{3.2}$$

где введен параметр $\zeta = k\mu_a/\varkappa\mu$. Для удобства анализа запишем уравнение в следующей форме:

$$\cos(\varkappa_{ef}L) = (1 + \zeta^2)\cos(\varkappa L) - \zeta^2\cos(\varkappa\Delta), \tag{3.3}$$

Не сложно продемонстрировать, что фактор $\exp(i\varkappa_{ef}L)$ есть собственное число передаточной матрицы. Воспользуемся свойством ее унимодулярности, и получим уравнение для собственных чисел, которое можно представить в виде

$$2\cos \varkappa_{ef} L = m_{11} + m_{22}. \tag{3.4}$$

Подставим в это уравнение выражения матричных элементов m_{11} и m_{22}, и получаем уравнение (3.2). Такое дисперсионное уравнение удовлетворяет условию периодичности в „$\varkappa_{ef}$–пространстве“, т.е.

$$\omega(k,\varkappa_{ef}) = \omega(k,\varkappa_{ef} + 2\pi n/L). \tag{3.5}$$

В результате указанной периодичности все физически неэквивалентные состояния должны находиться в первой „зоне Бриллюэна“, принадлежащей интервалу блоховских волновых чисел

$$-\pi/L \leqslant \varkappa_{ef} \leqslant \pi/L \tag{3.6}$$

Общее решение волноводной задачи учитывая условия непрерывности и периодичности для тангенциальных компонент волнового поля на границах между доменами можно представить в виде (3.1), модовые поля зависят от координаты y следующим образом:

$$\begin{aligned} \vec{E}(y) &= \sum \vec{E}_n \exp\left[i\left(\varkappa_{ef} + \tfrac{2\pi n}{L}\right)y\right], \\ \vec{H}(y) &= \sum \vec{H}_n \exp\left[i\left(\varkappa_{ef} + \tfrac{2\pi n}{L}\right)y\right]. \end{aligned} \tag{3.7}$$

Здесь $\vec{E}_n$ и $\vec{H}_n$ – амплитуды мод и суммирование идет по полному набору волноводных мод.

Фазовую скорость конкретной волноводной моды определим выражением

$$\vec{V}_f^{(n)} = \omega\left[k\vec{e}_x + \left(\varkappa_{ef} + \frac{2\pi n}{L}\right)\vec{e}_y\right]\left[k^2 + \left(\varkappa_{ef} + \frac{2\pi n}{L}\right)^2\right]^{-1}, \tag{3.8}$$

где $\vec{e_x}$ и $\vec{e_y}$ – орты соответствующих координатных осей.

3.1.2 Анализ дисперсионного соотношения

В приближении мелкослоистой среды, когда поперечный период изменения волнового поля $\Lambda = 2\pi/\varkappa_{ef}$ больше периода структуры L и можно считать

$\varkappa_{ef} L \ll 1$, дисперсионное соотношение (3.3) перепишется следующим образом:

$$K(\theta) = k_0 \left[\frac{\varepsilon\mu_\perp}{1 - \dfrac{\mu_a^2}{\mu^2}\left(1 - \dfrac{\Delta^2}{L^2}\right)\cos^2\theta} \right]^{1/2}, \tag{3.9}$$

где K – модуль волнового вектора $\vec{K}$ волны, которая распространяется в среде под углом θ к оси ox перпендикулярно магнитным моментам слоев. Для компонент волнового вектора выполняются соотношения $k = K\cos\theta$, $\varkappa_{ef} = K\sin\theta$. Из (3.9) видно, что при условии распространения волны по направлению оси периодичности структуры ($\theta = \pi/2$) волновое число $K(\pi/2) = \varkappa_{ef}(\pi/2) = k_0\sqrt{\varepsilon\mu_\perp}$, т.е. периодичность в мелкослоистом приближении не изменяет характер дисперсии по сравнению с однородно намагниченной средой. Если волны распространяются вдоль границы раздела слоев ($\theta = 0$) волновое число станет зависимым от параметров доменной структуры, т.е.

$$K(0) = k(0) = k_0 \left[\frac{\varepsilon\mu_\perp}{1 - \dfrac{\mu_a^2}{\mu^2}\left(1 - \dfrac{\Delta^2}{L^2}\right)} \right]^{1/2}. \tag{3.10}$$

Фазовая скорость волны в среде, определяемая в соответствии с (3.9) выражением $V_f(\theta) = \omega/K(\theta)$, также существенно зависит от ее направления распространения.

Для отношения параметров $\lambda/L \sim 1$ длинноволновое приближение неверно и для анализа дисперсионного соотношения (3.3) необходимы численные методы. Ниже приведены результаты такого анализа.

На рис. 3.1 показана зависимость нормированной частоты ω/ω_p от нормированной константы распространения k/k_p, которая построена по дисперсионному соотношению (3.3) и отражает зонный характер спектра периодической структуры с $L_1 = 6\ mm$, $L_2 = 4\ mm$; $k_p = \omega_p/c$. Решениям с условием $\cos\varkappa_{ef}L = 1$ отвечают кривые 1, а решениям $\cos\varkappa_{ef}L = -1$ отвечают кривые 2; эти кривые ограничивают зоны прохождения (заштрихованные области), т.е. где $\varkappa_{ef}$ 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 $\omega < \omega_p$ уменьшаются с ростом k достаточно быстро, тогда как для зон в области $\omega > \omega_a$ это уменьшение менее заметно. В интервале $\omega_p < \omega < \omega_a$ найдена

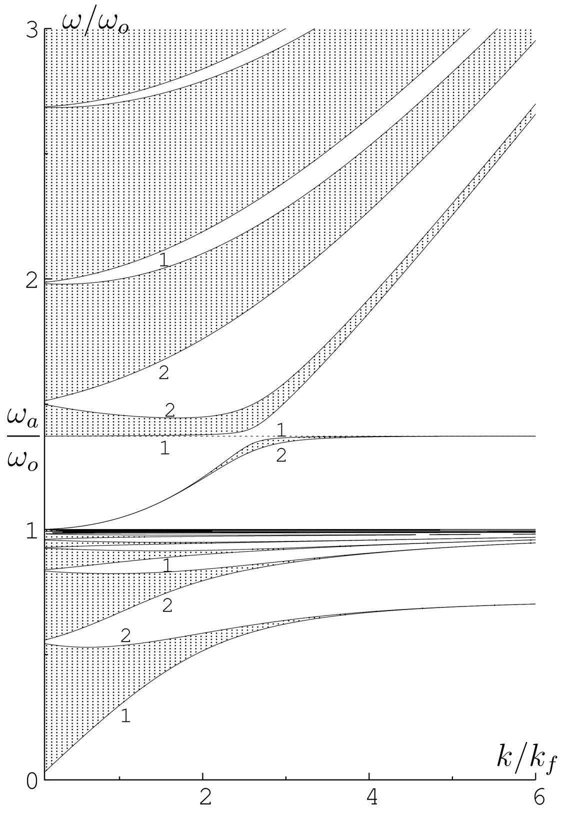


Рисунок 3.1 — Зависимость нормированной частоты ω/ω_p от нормированной константы распространения k/k_p

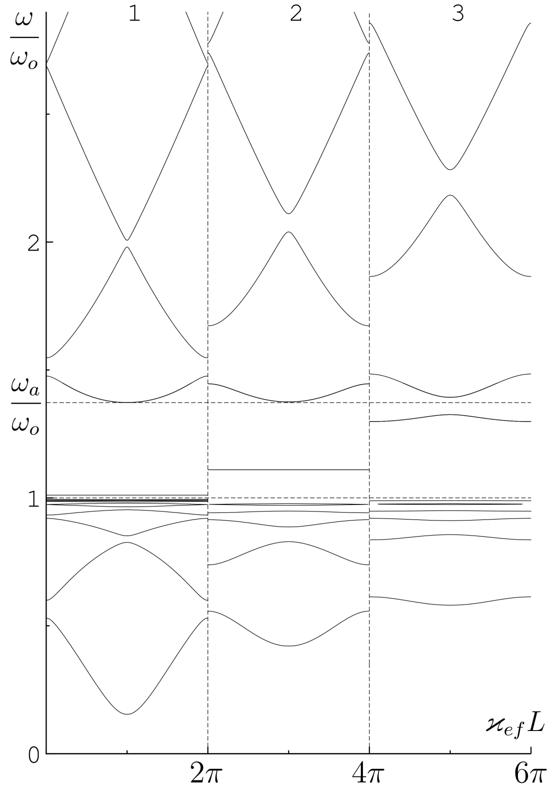


Рисунок 3.2 — Зависимость частоты волны в структуре от блоховского параметра $\varkappa_{ef}$ для трех значений нормированной константы распространения $k/k_p = 0.5,\ 1.5,\ 2.5$ (области $1-3$).

одиночная узкая зона, соответствующая поверхностной моде. Положение и ширина этой моды меняются с ростом k: если $k << k_p$ положение этой зоны будет совпадать по частоте с ω_p, а если $k >> k_p$ приближается к ферромагнитной антирезонансной частоте. При больших и малых k такая зона выглядит как самостоятельный отдельный уровень. Расщепление зоны становится заметно при $k \simeq 3k_p$. При выбранных параметрах структуры ферромагнитная резонансная частота $\omega_p = 4.83 \cdot 10^{10}\ s^{-1}$, антирезонансная частота $\omega_a = 6.63 \cdot 10^{10}\ s^{-1}$, а параметр $k_p = 1.62\ cm^{-1}$.

На рис. 3.2 для трех значений нормированной константы распространения $k/k_p = 0.5,\ 1.5,\ 2.5$ (области $1-3$) построена частотная зависимость волны в структуре от блоховского волнового вектора $\varkappa_{ef}$, расчитанная на основе (3.3) и 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

$\omega(\varkappa_{ef})$ представлена на интервале величин $\varkappa_{ef}$, 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 $\varkappa_{ef} = 2\pi n/L$ и $\varkappa_{ef} = \pi(2n-1)/L$, где $n = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots$. При условии $\omega < \omega_p$ 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 $\mu_\perp \to \infty$. В этом случае параметры $\varkappa L$ и $\varkappa\Delta$ дисперсионного соотношения (3.3) будут стремиться к бесконечности, в свою очередь это приведет к быстрым осцилляциям тригонометрических функций дисперсионного соотношения и появлению многочисленных зон пропускания и непропускания. При увеличении значения константы распространения видно смещение зон с одинаковым порядковым номером в область более высоких частот. При условии $\omega > \omega_p$ появляется узкая одиночная зона, соответствующая поверхностной поляритонной моде. При условии $\omega > \omega_a$ снова появляются зоны, соответствующие объемным волнам.

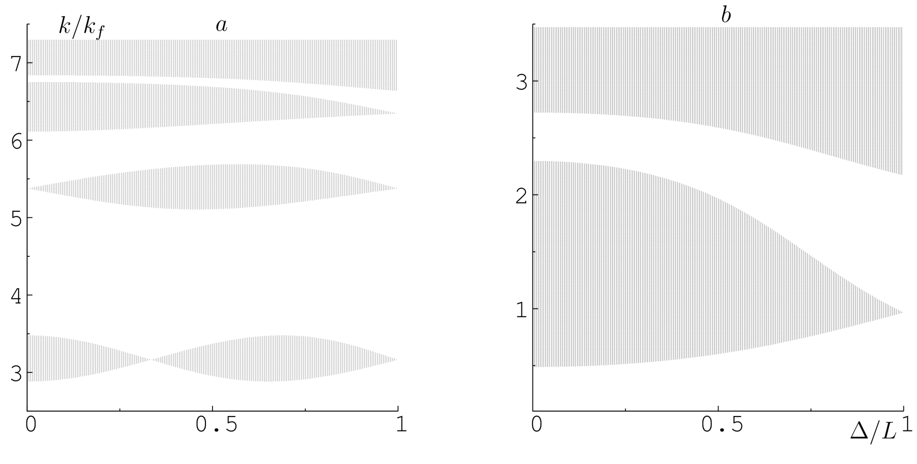


Рисунок 3.3 — Зависимость от параметра симметрии Δ/L нормированной константы распространения, рассчитанная для двух значений частоты $\omega = (3; 0.6)\omega_p$ (а,б)

На рис. 3.3 приведены зависимости нормированной константы распространения от параметра симметрии Δ/L, полученные для двух значений частоты $\omega = (3; 0.6)\omega_p$ (а,б). Представлена конфигурация запрещенных зон (заштрихованные участки), отвечаюшая значениям $|\cos\varkappa_{ef}L| > 1$, т.е. $|m_{11} + m_{22}| > 2$. В случае $\omega = 3\omega_p$ видны три явно выраженные запрещенные зоны, отвечающие конечным значениям k, и одна зона с $k \to \infty$. В случае $\omega = 0.6\omega_p$ таких зон две: одна включает только конечные значения константы распространения, другая - простирается до $k \to \infty$.

Теоретический анализ показал, что полосовая доменная структура, представляет собой одномерный ФК, при помощи магнитного поля можно управлять волной ТЕ-типа, а ее спектр содержит разрешенные и запрещенные зоны. Характер зон пропускания и непропускания значительно зависит от симметрии структуры, т.е. от отношения толщин доменов, входящих в период. В области между резонансной и антирезонансной частотами видна одиночная разрешенная зона, ее ширина при увеличении константы распространения сужается. Зона становится одиночной линией, частота которой стремится к частоте антирезонанса.

В длинноволновом приближении волновое число достигает максимального значения на частоте ферромагнитного резонанса, это означает, что глубина проникновения электромагнитного излучения для данной частоты минимальна, а максимальна на частоте антирезонанса. По отношению к оптическим свойствам периодическая среда становится аналогом одноосного кристалла.

Представленная зависимость фазовой скорости волноводных мод от направления распространения волны по отношению к оси периодичности структуры. Выявлено наличие в спектре разрешенных и запрещенных зон. Селективными и волноведущими свойствами такой доменной структуры можно управлять с помощью внешнего магнитного поля. Управляемость может служить основой для многих практических применений магнитных многодоменных ФКС.

3.2 Продольно-намагниченная периодическая структура феррит-диэлектрик

Рассмотрим особенности отражения циркулярно- поляризованных волн от продольно намагниченной периодической структуры при условии, когда видна зонная структура спектра. Пусть структура составлена чередованием слоев магнитного и немагнитного диэлектрика и расположена во внешнем подмагничивающем поле, направленное вдоль оси периодичности. Используя граничные условия получим выражения для коэффициентов отражения циркулярных волн и дисперсионные соотношения.

Периодическая структура состоит из слоев однородно намагниченного феррита толщиной d_1 и слоев немагнитного диэлектрика толщиной d_2. Ось OZ ориентирована вдоль оси периодичности. Также направлено внешнее подмагничивающее поле $\vec{H}$ и распространяются собственные циркулярно-поляризованные электромагнитные волны СВЧ диапазона. Характер взаимодействия электромагнитной волны с намагниченностью ферритовых слоев описываются ВЧ МП, которая в общем случае является тензорной характеристикой. В рассматриваемой геометрии тензор $\hat{\mu}_{\mathbf{f}}$ имеет следующие ненулевые компоненты $\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu$, $\mu_{zz} = 1$ и $\mu_{xy} = -\mu_{yx} = i\mu_a$, которые для изотропного ферромагнетика имеют известную резонансную частотную зависимость (2.17) [202]:

По отношению к электрическим свойствам феррит будем считать изотропной средой, поэтому тензор ДП имеет диагональный вид с компонентами ε_f. Слои диэлектрика характеризуются диагональными тензорами диэлектрической и магнитной проницаемостей с соответствующими компонентами ε_d и μ_d.

Результатом решения уравнений Максвелла в каждои из слоев с учетом направления распространения и выражений для материальных параметров являются две собственные циркулярно поляризованные волны с компонентами магнитного $h^{\pm} = h_x \pm ih_y$ и электрического $e^{\pm} = e_x \pm ie_y$ полей. Компоненты волнового поля имеют временную зависимость пропорциональную фактору $\exp{(i\omega t)}$.

Используя диагональные компоненты матриц $\hat{\mathbf{m}}^{\pm}$ запишем дисперсионное соотношение в безграничной среде, составленной путем периодического повторения слоев феррита и диэлектрика:

$$\cos{(\nu_{ef}^{\pm} d)} = \frac{m_{11}^{\pm} + m_{22}^{\pm}}{2} = C_1^{\pm} C_2 - \frac{1}{2}\Big(\frac{\nu_d \varepsilon_f}{\nu_f^{\pm} \varepsilon_d} + \frac{\nu_f^{\pm} \varepsilon_d}{\nu_d \varepsilon_f}\Big) S_1^{\pm} S_2, \tag{3.11}$$

Видно, что представленное уравнение объединяет между собой частоту ω и блоховское волновое число $\nu_{ef}^{\pm}$ собственных циркулярно поляризованных волн при учете параметров структуры. Дисперсионное уравнение имеет характерный вид для описания зонного спектра при распространении волн в периодической бинарной структуре.

Более простой вид полученное дисперсионное уравнение (3.11) имеет в мелкослоистом приближении, когда выполняются условия $(\nu_f d_1, \nu_d d_2) << 1$. Эффективные волновые числа собственных волн определим как:

$$\nu_{ef}^{\pm} = \frac{1}{1+\theta}\Big[(\nu_f^{\pm})^2 \theta^2 \Big(1 + \frac{\varepsilon_d}{\theta \varepsilon_f}\Big) + \nu_d^2 \Big(1 + \frac{\theta \varepsilon_f}{\varepsilon_d}\Big)\Big]^{1/2}, \tag{3.12}$$

где $\theta = d_1/d_2$, а параметр $1/(1+\theta)$ определяет вклад в период структуры диэлектрических слоев. В предельных случаях $\theta \to 0$ и $\theta \to \infty$ эффективное волновое число $\nu_{ef}^{\pm} \to \nu_d$ и $\nu_{ef}^{\pm} \to \nu_f^{\pm}$ соответственно. Подробное исследование выражения (3.12) для произвольных значений параметра θ проведено в работе [134].

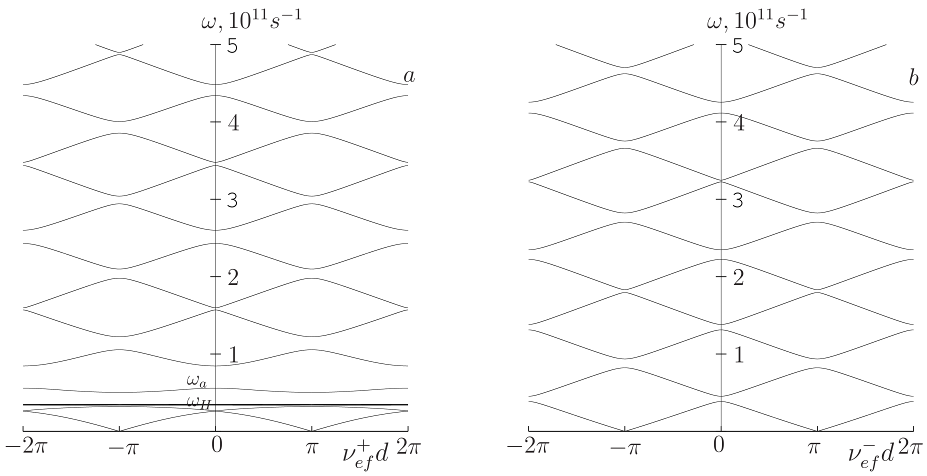


Рисунок 3.4 — Первые две зоны Бриллюэна для право- и левополяризованных волн (a,b)

На рис.3.4(a,b) показаны первые две зоны Бриллюэна дисперсионного уравнения для право- и левополяризованных волн, распространяющихся в структуре с параметрами $d_1 = 0.6$ cm, $d_2 = 0.4$ cm, $\omega_H = 3.52 \cdot 10^{10}s^{-1}$, $\omega_a = 6.63 \cdot 10^{10}s^{-1}$, $\varepsilon_f = 5.5$, $\varepsilon_d = 2$. Каждая собственная волна описывается дисперсионным уравнением решения которого представлены в виде чередующихся разрешенных и запрещенных зон. Спектр правополяризованных волн около частоты резонанса ω_H имеет особенности, связанные с соответствующей частотной зависимостью эффективной МП $\mu^{+}(\omega)$. При приближении к резонансной частоте со стороны низких частот имеющиеся разрешенные и запрещенные зоны сгущаются. При дальнейшем росте частоты продолжается чередование разрешенных и запрещенных зон, при этом ширины указанных зон немонотоннна изменяются с ростом частоты, и значительно зависят от периода структуры. Для левополяризованных волн в спектре отсутствуют особенности, имеющиеся в спектре правополяризованных волн вблизи резонансной частоты.

На рис.3.5(a,b) показана зависимость частоты от толщины ферромагнитных слоев для собственных циркулярно поляризованных волн, полученная на основе решения дисперсионного соотношения (3.11). При вычислениях толщина диэлектрических слоев считается постоянной и равной $d_2 = 0.4$ cm, а период структуры $d = d_1 + d_2$ является переменным. Запрещенные зоны, где не могу

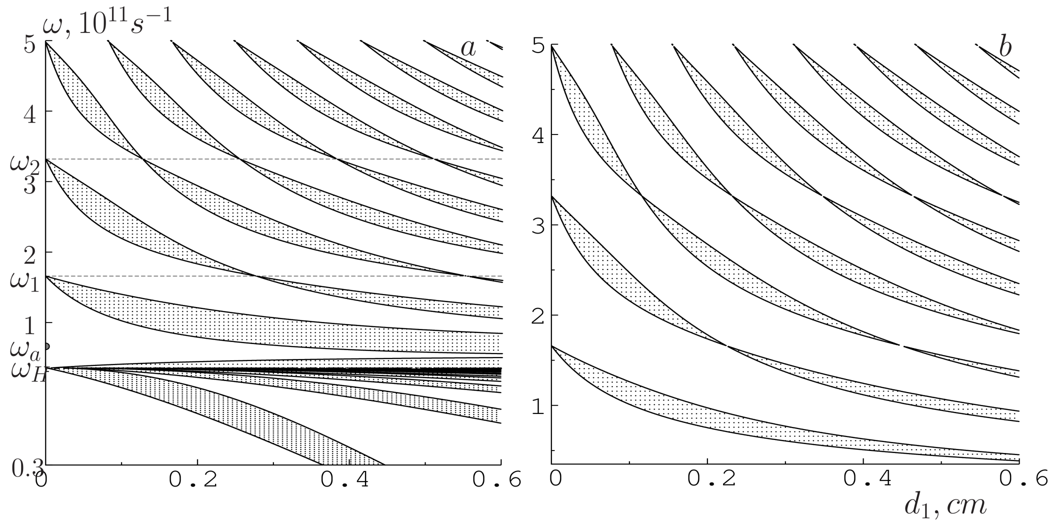


Рисунок 3.5 — Зависимость частоты от толщины ферромагнитных слоев для собственных циркулярно поляризованных волн

распространятся 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 является наличие частот, в которых происходит «схлопывание» запрещенных зон:

$$\omega_l = \frac{\pi c l}{d_2\sqrt{\varepsilon_d \mu_d}}, \quad l = 1,2,... \tag{3.13}$$

Так, для правополяризованной волны на частотах $\omega_1 = 1.66 \cdot 10^{11}s^{-1}$ и $\omega_2 = 3.32 \cdot 10^{11}s^{-1}$ ширина всех запрещенных зон обращается в ноль.

Мнимой частью блоховского волнового числа можно определить эффективную глубину проникновения поля соответствующей поляризации в структуру, при учете поглощения $\delta^{\pm}_{ef} = (Im\nu^{\pm}_{ef})^{-1}$.

3.2.1 Спектры отражения и прохождения собственных циркулярно поляризованных волн

Более полно МО свойства периодических структур проявляются в экспериментах по отражению падающего из однородной среды излучения. Получим коэффициент отражения циркулярно-поляризованной волны для рассматриваемой периодической структуры и проведем анализ его зависимости от параметров структуры и излучения. Полупространство $z < 0$, занято однородной немагнитной средой с проницаемостями ε и μ, на периодическую структуру, занимающую полупространство $z > 0$, нормально к границам раздела слоев падает плоская волна с частотой ω и волновым числом $k = k_0\sqrt{\varepsilon\mu}$. Волновое поле в полупространстве $z < 0$ представляется суммой полей падающей и отраженной волн и его можно записать в виде:

$$\begin{aligned} h^{\pm} &= h_i^{\pm}[\exp{(ikz)} + r\exp{(-ikz)}], \\ e^{\pm} &= \pm\frac{ik}{k_0\varepsilon}h_i^{\pm}[\exp{(ikz)} - r\exp{(-ikz)}]. \end{aligned} \tag{3.14}$$

где $r = h_r^{\pm}/h_i^{\pm}$ – комплексный амплитудный коэффициент отражения, $h_r^{\pm}$ и $h_i^{\pm}$ – амплитуды отраженной и падающей волн. Чтобы найти коэффициент отражения воспользуемся выражениями для полей в слоях ферромагнетика, диэлектрика, граничными условиями и условиями периодичности, а также граничными условиями на плоскости раздела «однородное полупространство-ферромагнетик»: $h^{\pm}(0) = h_f^{\pm}(0), \quad e^{\pm}(0) = e_f^{\pm}(0)$, где левая часть этих уравнений определяется соотношениями (3.14). Из решения системы уравнений, легко получить выражение для амплитудного коэффициента отражения $r^{\pm}$. Введем энергетический коэффициент отражения периодической среды $R^{\pm} =| r^{\pm} |^2$:

$$R^{\pm} = \left|\frac{a-b}{a+b}\right|^2 = \frac{(a^{'} - b^{'})^2 + (a^{''} - b^{''})^2}{(a^{'} + b^{'})^2 + (a^{''} + b^{''})^2}, \tag{3.15}$$

где введены параметры:

$$a = a' + ia'' = \exp{(i\nu_{ef}^{\pm}d)} - m_{22}, \qquad b = b' + ib'' = Zm_{12},$$

и импеданс внешней немагнитной среды $Z = ik/k_0\varepsilon$.

Для структуры, содержащей конечное число периодов n, выражение для амплитудного коэффициента отражения может быть записано с помощью элементов передаточной матрицы $\hat{\mathbf{M}}^{\pm} = (\hat{\mathbf{m}}^{\pm})^n$:

$$r^{\pm} = \frac{(M_{11}^{\pm} + Z_l^{\pm}M_{12}^{\pm})Z_1^{\pm} - (M_{21}^{\pm} + Z_l^{\pm}M_{22}^{\pm})}{(M_{11}^{\pm} + Z_l^{\pm}M_{12}^{\pm})Z_1^{\pm} + (M_{21}^{\pm} + Z_l^{\pm}M_{22}^{\pm})}, \tag{3.16}$$

где $Z_1^{\pm} = Z_l^{\pm} = \pm Z$ импедансы первой и последней сред. Компоненты передаточной матрицы $\hat{\mathbf{M}}^{\pm}$ определяются выражениями:

$$\begin{aligned} M_{\alpha\alpha}^{\pm} &= m_{\alpha\alpha}^{\pm}U_{n-1}(\varkappa) - U_{n-2}(\varkappa), \\ M_{\alpha\beta}^{\pm} &= m_{\alpha\beta}^{\pm}U_{n-1}(\varkappa), \quad \alpha,\beta = 1,2. \end{aligned} \tag{3.17}$$

где, в соответствии с [69], введена функция

$$U_{n-1}(\varkappa) = \sin(n\varkappa)/\sin\varkappa$$

зависящая от числа периодов n, и переменная $\varkappa$, связанная с элементами матрицы $\hat{\mathbf{m}}^{\pm}$ соотношением:

$$\varkappa = \arccos\left(\frac{m_{11}^{\pm} + m_{22}^{\pm}}{2}\right). \tag{3.18}$$

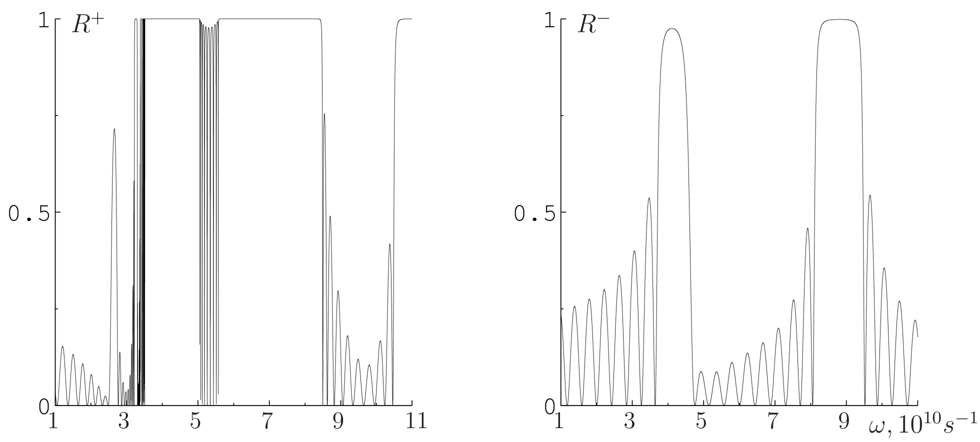


Рисунок 3.6 — Частотная зависимость коэффициентов отражения циркулярно-поляризованных волн, падающих нормально.

На рис.3.6 показана частотная зависимость энергетических коэффициентов отражения $R^{\pm}$ циркулярных волн при нормальном падении к границам раздела слоев на периодическую структуру с периодом $d = 1.0$ cm в отсутствие поглощения. Рассматриваемая структура состоит их $n = 10$ периодов, толщины магнитных и немагнитных слоев равны соответственно $d_1 = 0.6$ cm и $d_2 = 0.4$ cm. Если сравнить спектральные зависимости с полученными заметим, что коэффициент отражения близок к единице в области ЗЗ. Вне ЗЗ видны частые колебания коэффициента отражения. В области частоты ФМР колебания энергетического коэффициента R^{+} заметно сгущаются. При отсутствии затухания для коэффициентов прохождения верно соотношение $T^{\pm} = 1 - R^{\pm}$. Поэтому в области запрещенных зон величина коэффициентов $T^{\pm}$ близка к нулю, а в разрешенных подвержена сильным осцилляциям, стремясь в максимумах к единице.

При росте количества периодов в структуре, число осцилляций также увеличивается, при этом наблюдается уменьшение их амплитуды. На рис.3.7 показаны зависимости $R^{\pm}(\omega)$ для структуры с количеством периодов $n \to \infty$. При этом наблюдается полное отсутствие осцилляций, характерных для структур с конечным числом периодов. Такие зависимости показаны пунктиром, они

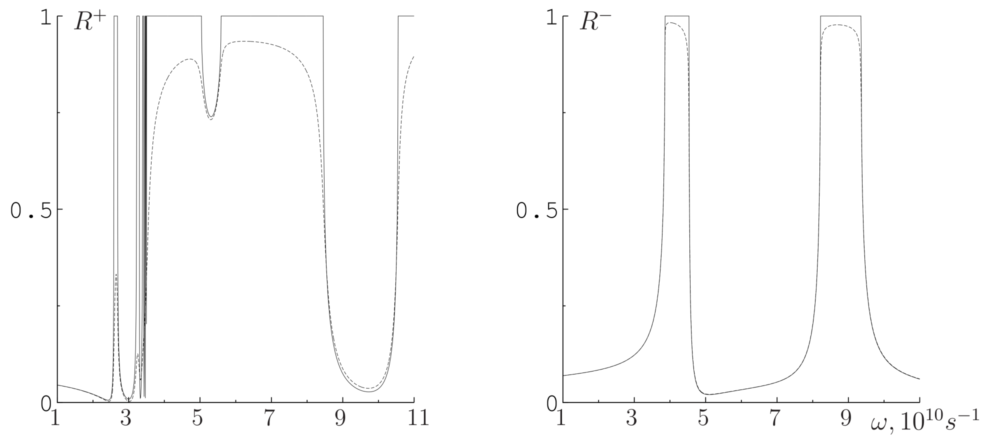


Рисунок 3.7 — Частотная зависимость коэффициентов отражения циркулярно-поляризованных волн для полубесконечной среды

получены при затухании в магнитной подсистеме. Затухание характеризуется параметром $\xi = 0.02$ в уравнении Ландау-Лифшица. Магнитная подсистема поглощает часть падающей на структуру энергии в условиях затухания. Часть этой энергии от величины падающей энергии можно определить введя коэффициент поглощения $D^{\pm} = 1 - R^{\pm} - T^{\pm}$.

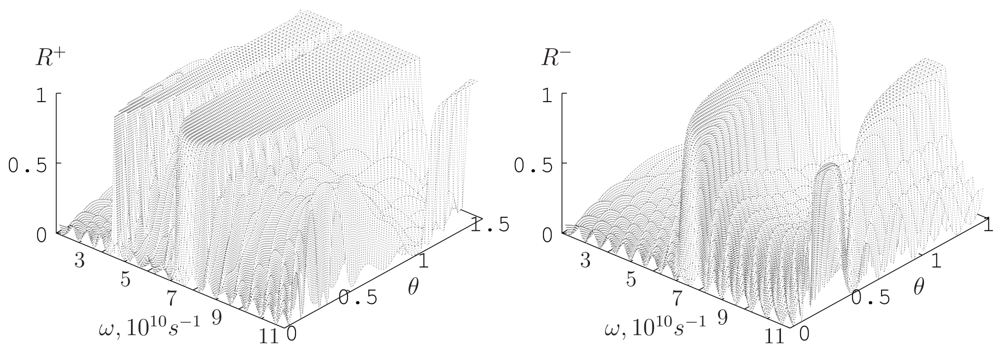


Рисунок 3.8 — Зависимость коэффициентов отражения циркулярно-поляризованных волн от частоты и величины отношения слоев

На рис.3.8 представлены зависимости коэффициентов отражения $R^{\pm}$ от частоты ω и от соотношения в периоде толщин слоев $\theta = d_1/d_2$ для непоглощающей структуры, состоящей из $n = 10$ периодов. Показано, что в областях, где величины рассматриваемых переменных соответствуют ЗЗ, коэффициенты отражения имеют значения $R^{\pm} \to 1$. Начиная со значения параметра $\theta \approx 0.5$, ширина области частот, где коэффициент отражения R^+ пропорционален единице, не изменяется при увеличении толщины магнитных слоев. Вне области ЗЗ изменение коэффициентов отражения имеет осцилляционный характер.

Анализ показал, что спектр собственных циркулярно поляризованных волн в одномерной продольно намагниченной периодической структуре феррит-диэлектрик имеет характер чередующихся разрешенных и запрещенных зон в области длин волн, соизмеримых с периодом структуры. На конфигурацию разрешенных и запрещенных зон существенным образом влияет полевая и частотная зависимость эффективной МП ферритовых слоев, а также соотношение толщин слоев, составляющих период структуры. Особенностью спектра является наличие частот ω_l, на которых происходит «схлопывание» всех запрещенных зон. 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.

3.3 Одномерная фотонная структура феррит-полупроводник

3.3.1 Материальные параметры и дисперсионное соотношение

Рассмотрим ФКС [246—252], состоящую из слоев магнетика [7; 44] толщиной d_1 и слоев полупроводника [46; 52; 123; 253; 254] толщиной d_2. Ось периодичности совпадает по направлению с осью Oz системы координат. Внешнее подмагничивающее поле ориентировано вдоль оси Ox, поляритонная волна распространяется вдоль границ раздела слоев (вдоль оси Oy) и перпендикулярно внешнему магнитному полю. Высокочастотные свойства магнитных слоев описываются магнитной проницаемостью [199], которая имеет тензорный вид. Известно что, тензорные свойства магнетиков, обусловленные магнитогиротропией, проявляются в СВЧ диапазоне. Для выбранных системы координат и направления подмагничивающего поля отличные от нуля компоненты магнитной проницаемости изотропного магнетика имеют частотную зависимость (2.17). Для слоев полупроводника отличные от нуля компоненты тензора диэлектрической проницаемости [255—257] имеют следующий вид (2.23).

Решения уравнений Максвелла в каждом из слоев при учете направления распространения и выражений для материальных параметров слоев имеют две собственные волны - ТЕ-типа с компонентами полей (e_x,h_y,h_z) и ТМ-типа с компонентами (h_x,e_y,e_z). Запишем выражения для полей указанных волн с различной поляризацией в каждой из сред. Зависимость от времени всех компонент волнового поля выберем в виде $\exp(i\omega t)$, а зависимость от координаты вдоль распространения волны характеризуется множителем $\exp(-iky)$, где k - продольная компонента волнового вектора, т.е. константа распространения. Экспоненциальные множители, определяющие указанные зависимости от времени и координаты y, далее опускаем.

Для волны ТЕ типа выражения, определяющие зависимость от поперечной координаты соответствующих амплитуд поля в волне, распространяющейся в слоях магнетика, имеют следующий вид:

$$e_{xf} = A_1 \exp(i\nu_f z) + A_2 \exp(-i\nu_f z),$$

$$h_{yf} = \frac{i}{k_0\mu_\perp}\frac{de_{xf}}{dz} + \frac{k\mu_{yz}}{k_0\mu_\perp\mu_{zz}}e_{xf}, \quad h_{zf} = -\frac{k\mu_{yy}}{k_0\mu_{zz}\mu_\perp}e_{xf} - \frac{i\mu_{zy}}{k_0\mu_{zz}\mu_\perp}\frac{de_{xf}}{dz}, \qquad (3.19)$$

где $\nu_f = (k_0^2\varepsilon_f\mu_\perp - k^2)^{1/2}$ - поперечная компонента волнового вектора; $\mu_\perp = \mu_{yy} - \mu_{yz}\mu_{zy}/\mu_{zz}$ — эффективная магнитная проницаемость магнитных слоев. Анализ выражения для $\mu_\perp$ показывает, что характерными частотами для магнитных слоев являются частота ферромагнитного резонанса $\omega_f = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$, где в пренебрежении магнитной релаксацией $\mu_\perp \to \infty$, и частота антирезонанса $\omega_a = \omega_H + \omega_M$, где $\mu_\perp = 0$. Отсюда следует, что в СВЧ диапазоне характеристики этой волны существенно зависят от внешнего магнитного поля и поэтому могут им эффективно управляться.

В слоях полупроводника соответствующие компоненты полей волны указанного типа могут быть также представлены уравнениями (3.19) со следующими заменами: $f \to s$, $\mu_\perp = \mu_{\alpha\alpha} \to \mu_s$, $\mu_{\alpha\beta} = 0$, $\varepsilon_f \to \varepsilon_0$. Поскольку характерные частоты решеточной части $\varepsilon_0(\omega)$ диэлектрической проницаемости полупроводника лежат на несколько порядков выше СВЧ диапазона, то ε_0 можно считать константой, а слои полупроводника - пассивной средой для ТЕ волн в СВЧ диапазоне.

Для волны ТМ типа с компонентами (h_x,e_y,e_z) уравнения Максвелла для полей в слоях полупроводника представляются следующим образом:

$$h_{xs} = B_1 \exp i\nu_s z + B_2 \exp -i\nu_s z,$$

$$e_{ys} = -\frac{i}{k_0\varepsilon_\perp}\frac{dh_{xs}}{dz} - \frac{k\varepsilon_{yz}}{k_0\varepsilon_\perp\varepsilon_{zz}}h_{xs}, \quad e_{zs} = \frac{i\varepsilon_{zy}}{k_0\varepsilon_\perp\varepsilon_{zz}}\frac{dh_{xs}}{dz} + \frac{k\varepsilon_{yy}}{k_0\varepsilon_\perp\varepsilon_{zz}}h_{xs} \tag{3.20}$$

где $\nu_s = (k_0^2\varepsilon_\perp\mu_s - k^2)^{1/2}$, а $\varepsilon_\perp = \varepsilon_{yy} - \varepsilon_{yz}\varepsilon_{zy}/\varepsilon_{zz}$. Анализ выражения для $\varepsilon_\perp$ показывает, что характерными частотами для полупроводниковых слоев являются $\omega_s = \sqrt{\omega_c^2 + \omega_p^2/\varepsilon_0}$, где в пренебрежении столкновительными процессами $\varepsilon_\perp \to \infty$, а также частоты на которых $\varepsilon_\perp = 0$

$$\omega_b^- = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\omega_c^2 + 2\frac{\omega_p^2}{\varepsilon_0} \pm \omega_c\sqrt{\omega_c^2 + 4\frac{\omega_p^2}{\varepsilon_0}}\right)^{1/2}.$$

Для характерных значений параметров полупроводника (например, $InSb$): $\omega_p = 4.81 \cdot 10^{12}c^{-1}$, $\omega_c = 3.2 \cdot 10^{11}c^{-1}$, $\nu = 10^{10}c^{-1}$ и $\varepsilon_0 = 17.8$, видно, что указанные частоты $\omega_s \cong 1.18 \cdot 10^{12}c^{-1}$, $\omega_b^+ \cong 1.29 \cdot 10^{12}c^{-1}$ и $\omega_b^- \cong 0.98 \cdot 10^{12}c^{-1}$ лежат в дальнем ИК диапазоне, где характеристики ТМ волны в полупроводниковой среде являются управляемыми внешним магнитным полем.

В слоях магнетика соответствующие компоненты полей волны указаного типа могут быть представлены уравнениями (3.20) со следующими заменами: $s \to f$, $\varepsilon_\perp = \varepsilon_{\alpha\alpha} \to \varepsilon_f$, $\varepsilon_{\alpha\beta} = 0$, $\mu_s \to \mu_{xx} = 1$. Для ТМ волны магнитные слои с выбранным направлением подмагничивания являются пассивной средой, не управляемой внешним магнитным полем.

Дисперсионное соотношение для электромагнитных волн в среде, состоящей из периодического повторения слоев магнетика и полупроводника, имеет вид:

$$2\cos\nu_{ef}d = m_{11} + m_{22}, \tag{3.21}$$

где ν_{ef} - поперечная компонента волнового вектора распространяющейся в структуре волны, играющая роль блоховского волнового числа. С учетом выражений для диагональных компонент матрицы $\hat{\mathbf{m}}$ для волн ТЕ и ТМ типа это соотношение принимает следующий вид:

$$\cos\nu_{ef}^{TE,TM}d = C_1C_2 - G^{TE,TM}S_1S_2, \tag{3.22}$$

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

Полученные уравнения определяют спектр электромагнитных волн, которые распространяются в периодической структуре рассматриваемого типа с заданной геометрией подмагничивания и направления распространения волны.

3.3.2 Анализ дисперсионного соотношения

Дисперсионные соотношения (3.22) имеют решение как при действительных, так и при мнимых значениях параметров ν_f и ν_s, что отвечает объемным и поверхностным коллективным поляритонным волнам. Наиболее простой вид эти соотношения принимают в приближении мелкослоистой среды, когда выполняются условия $\nu_f d_1$, $\nu_s d_2 << 1$. При этом эффективное блоховское волновое число для собственных типов волн дается выражением:

$$\nu_{ef}^{TE} = \frac{1}{1+\theta}\left[\nu_f^2\theta^2\left(1+\frac{\mu_s}{\mu_\perp\theta}\right)+\nu_s^2\left(1+\frac{\mu_\perp\theta}{\mu_s}\right)-\frac{\mu_{yz}^2\mu_s}{\mu_{zz}^2\mu_\perp}\theta k^2\right]^{1/2},$$

$$\nu_{ef}^{TM} = \frac{1}{1+\theta^{-1}}\left[\nu_s^2\theta^{-2}\left(1+\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_\perp\theta^{-1}}\right)+\nu_f^2\left(1+\frac{\varepsilon_\perp\theta^{-1}}{\varepsilon_f}\right)-\frac{\varepsilon_{yz}^2\varepsilon_f}{\varepsilon_{zz}^2\varepsilon_\perp}\theta^{-1}k^2\right]^{1/2}, \tag{3.23}$$

где параметр $\theta = d_1/d_2$, а параметры $\theta/(1+\theta)$ и $1/(1+\theta)$ определяют вклад в период структуры $d = d_1 + d_2$ соответственно магнитного и полупроводникового слоев. На частотах $\omega \cong (10^{10} \div 10^{12})c^{-1}$ для мультислойных структур рассматриваемого типа соотношения (3.23) справедливы для периода структуры $d < 10^2$ мкм. Из (3.23) следует, что характеристики слоистой среды могут меняться в широком диапазоне своих значений как за счет изменения подмагничивающего поля, так и за счет изменения отношения толщин слоев полупроводника и магнетика.

На рис. 3.9 приведены частотные зависимости действительной и мнимой частей эффективных блоховских чисел для TE и TM волн в области резонансных параметров $\mu_\perp$ и $\varepsilon_\perp$ от частоты при значении подмагничивающего поля $H = 2000$ Э. Действительная часть эффективного блоховского волнового числа, представленная жирной линией, определяет эффективную длину волны периодической части распределения поля по координате z, т.е. $\lambda_{ef} = 2\pi/\Re e(\nu_{ef}^{TE,TM})$. Мнимая часть блоховского волнового числа $\nu_{ef}^{TE,TM}$, определяющая эффективную глубину проникновения волны в периодическую структуру, а именно $\delta_{ef}^{-1} = \Im m(\nu_{ef}^{TE,TM})$, представлена тонкой линией. Численный анализ здесь и далее проводился для следующих значений характерных частот структуры: $\omega_M = 3.11\cdot10^{10}c^{-1}$, $\omega_H = 3.52\cdot10^{10}c^{-1}$, $\omega_r = 1.06\cdot10^{8}c^{-1}$, $\omega_p = 4.81\cdot10^{12}c^{-1}$, $\omega_c = 3.2\cdot10^{11}c^{-1}$, $\nu = 10^{10}c^{-1}$ и параметров $\varepsilon_f = 5.5$, $\varepsilon_0 = 17.8$, $\theta = 1$.

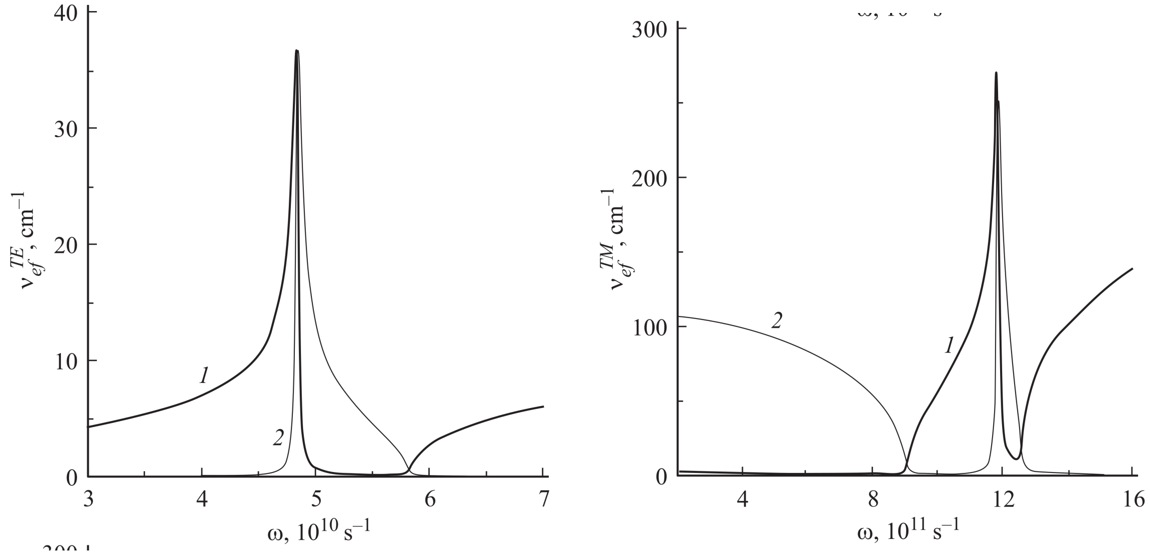


Рисунок 3.9 — Частотная зависимость эффективного блоховского волнового числа, 1 - действительная часть, 2 - мнимая часть ν_{ef} для TE и TM волн.

Максимальное значение действительная и мнимая части ν_{ef}^{TE} достигают на частоте ферромагнитного резонанса $\omega_f = 4.83 \cdot 10^{10} c^{-1}$ эффективной магнитной проницаемости. Минимальное значение действительная часть блоховского волнового числа принимает на интервале $\omega_f < \omega < \omega_a$, где $\omega_a = 6.63 \cdot 10^{10} c^{-1}$ частота антиферромагнитного резонанса. Минимальное значение мнимой части ν_{ef}^{TE} наблюдается на интервале $\omega_a < \omega < \omega_f$. Для TM волны максимум действительной и мнимой частей ν_{ef}^{TM} также приходится на резонансную частоту, только эффективной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_\perp$. Минимум $\Im m(\nu_{ef}^{TM})$ наблюдается на интервале $\omega_b^- < \omega < \omega_s$ и $\omega > \omega_b^+$.

При толщинах слоев $d_1 \geqslant 10^2\ \mu m$ приближение мелкослоистости уже не является корректным и соотношения (3.22) требуют более точного анализа. В области частот $\omega >> \omega_f$, где магнитные слои теряют гиротропные свойства, структура ферромагнетикполупроводник по своим электродинамическим характеристикам аналогична структуре полупроводникдиэлектрик. Анализ общего дисперсионного соотношения (3.22) для TM-волны, соответствующего структуре полупроводник–диэлектрик, представлен в работах [52; 123; 253]. Остановимся на анализе общего дисперсионного соотношения для TE-волны в СВЧ диапазоне в случае симметричной структуры и в пренебрежении магнитной релаксацией $\omega_r = 0$.

Для анализа дисперсионного соотношения (3.22) важными являются зависимости $\omega(k)$, определяемые соотношениями

$$k_1 = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_0 \mu_s}, \quad k_2 = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_f \mu_\perp(\omega)}, \tag{3.24}$$

поскольку при значениях $k > k_{1,2}$ поперечные волновые числа ν_s и ν_f являются мнимыми, а реализуемые при этом поляритонные волны – поверхностными.

Исследованы дисперсионные свойства периодической структуры ферромагнетик–полупроводник и условия существования объемных и поверхностных поляритонных волн. Особенностью рассмотренной структуры является также возможность эффективного управления параметрами двух типов волн различной поляризации в неперекрывающихся частотных диапазонах. Изменение отношения толщин слоев, образующих период структур, приводит к изменению ширины и количества зон пропускания и непропускания, глубину проникновения поля в структуру. Изменение внешнего подмагничивающего поля приводит к сдвигу характерных частот и смещению частотных диапазонов, отвечающих разрешенным и запрещенным зонам спектра коллективных объемных и поверхностных волн.

3.4 Одномерная фотонная структура диэлектрик-полупроводник

Для структуры, состоящей из конечного числа чередующихся слоев полупроводника дырочного типа и изотропного диэлектрика, получены дисперсионное уравнение и выражение для энергетического коэффициента прохождения ТМ волны. На основе численного аналза проведено исследование зависимости указанных характеристик от величины внешнего магнитного поля и угла падения волны на структуру. Показано, что с ростом поля происходит качественное изменение характера спектров прохождения. Это выражается не только в изменении спектрального положения и ширины областей пропускания и непропускания, но и в образовании новых зон непропускания. С увеличением угла падения излучения на структуру границы всех запрещенных зон с разной скоростью смещаются в область более высоких частот.

3.4.1 Материальные параметры слоев

Рассмотрим одномерную ФКС, состоящую из конечного числа периодов. В состав одного периода d входит слой полупроводника толщиной d_1 и слой диэлектрика толщиной d_2. Ось периодичности структуры совпадает с направлением оси OZ, а внешнее магнитное поле H_0 лежит в плоскости слоев и совпадает с осью Y. Волновой вектор падающей волны лежит в плоскости Z и составляет с оью Z угол ψ_0 (рис.3.10).

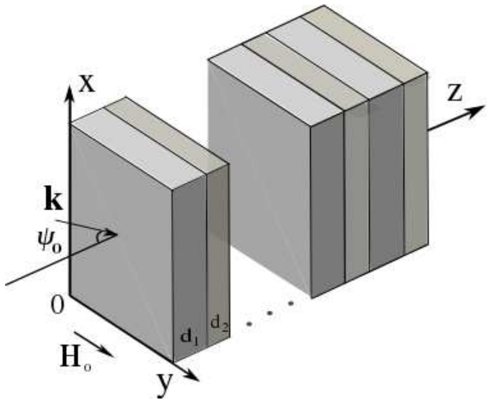


Рисунок 3.10 — Геометрия задачи

Слои диэлектрика будем считать изотропными со скалярной ДП ε_d. Магнитное поле приводит к анизотропии оптических свойств полупроводника, в результате чего его ДП является тензором. Гиротропные свойства полупроводника связаны с появлением в магнитном поле антисимметричных недиагональных компонент у тензора ДП $\hat{\varepsilon}_s$. Отличные от нуля компоненты этого тензора в пренебрежении релаксационными процессами имеют следующий вид [46; 63; 258–261]:

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon, \qquad \varepsilon_{yy} = \varepsilon_l\Big(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\Big), \qquad \varepsilon_{zx} = \varepsilon_{xz} = i\varepsilon_a,$$
$$\varepsilon = \varepsilon_l\Big(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_H^2}\Big), \qquad \varepsilon_a = \frac{\varepsilon_l \omega_p^2 \omega_H}{\omega(\omega^2 - \omega_H^2)}. \tag{3.25}$$

где ε_l - решёточная часть ДП полупроводника, $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0/m^* \varepsilon_l}$ и $\omega_H = eH_0/m^*c$ - плазменная и циклотронная частоты. Здесь m^* - эффективная масса носителей заряда в исследуемом полупроводнике, $e = 4.8 \cdot 10^{-10}$ ед. СГСЭ и n_0 - модуль заряда и концентрация носителей. Плазменная частота играет роль частоты «отсечки», ниже которой электромагнитная волна в незамагниченной (при $H_0 = 0$) твердотельной плазме распространяться не может. В этом случае при $\omega < \omega_p$ ДП плазмы отрицательна и показатель преломления плазмы становится мнимой величиной. Циклотронная частота при $H_0 \neq 0$ является резонансной, так как при стремлении ω к ω_H модули величин ε и ε_a резко растут. Стремление к бесконечности величин ε и ε_a является следствием того, что при получении (3.25) не учитывались диссипативные процессы, обусловленные столкновениями носителей заряда с решеткой. При этом в уравнениях Максвелла можно пренебречь токами проводимости по сравнению с токами смещения. Учет диссипации приводит к комплексности компонент тензора ДП и конечности действительной и мнимой частей магнитоактивной плазмы.

При распространении волны перпендикулярно к внешнему магнитному полю в каждом из слоев структуры возможно существование двух собственных волн с ортогональной поляризацией - TE и TM. Волновые характеристики волны первого типа не зависят от внешнего магнитного поля и в дальнейшем нами не рассматривается. Поведение TM волны существенно зависит от величины приложенного поля. При этом особенности высокочастотного поведения полупроводника во многом связаны с частотной и полевой зависимостью эффективной ДП полупроводника:

$$\varepsilon_\perp = \varepsilon - \frac{\varepsilon_a^2}{\varepsilon}, \tag{3.26}$$

Волновое поле TM волны содержит компоненты $\{E_x, H_y, E_z\}$. Будем считать зависимость этих компонент от времени и продольной координаты (вдоль оси OX) пропорциональной фактору $\exp\left[i(\omega t - k_x x)\right]$, где плоскостная компонента волнового вектора одинакова во всех слоях структуры, т.е.

$$k_x = k_0\sqrt{\varepsilon_0}\sin\psi_0 = k_0\sqrt{\varepsilon_\perp}\sin\psi_1 = k_0\sqrt{\varepsilon_d}\sin\psi_2. \tag{3.27}$$

Здесь $k_0 = \omega/c$, c - скорость света в вакууме, $\varepsilon_\perp = \varepsilon - \varepsilon_a^2/\varepsilon$ - эффективная ДП полупроводника в магнитном поле, ε_0 - ДП среды, в которой находится ФКС, ψ_0 - угол падения волны на структуру, ψ_1 и ψ_2 - углы между нормалью и волновым вектором в слоях полупроводника и диэлектрика соответственно. Нормальные компоненты волнового вектора в каждом из указанных слоев определяются выражениями:

$$k_{z1} = (k_0^2\varepsilon_\perp - k_x^2)^{1/2}, \qquad k_{z2} = (k_0^2\varepsilon_d - k_x^2)^{1/2}. \tag{3.28}$$

Решение граничной задачи совместно с условиями периодичности (для тангенциальных компонент волнового поля) приводит к следующему общему дисперсионному соотношению:

$$\cos(Kd) = C_1C_2 - \frac{\varepsilon_\perp \varepsilon_d}{2k_{z1}k_{z2}}\Big[\Big(\frac{k_{z1}}{\varepsilon_\perp}\Big)^2 + \Big(\frac{k_{z2}}{\varepsilon_d}\Big)^2 + k_x^2\Big(\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon\varepsilon_\perp}\Big)^2\Big] S_1S_2, \tag{3.29}$$

где K - эффективное (блоховское) волновое число.

Для мелкослоистой структуры, когда выполняется условие $\lambda \gg d_1 + d_2$ (или $Kd = 2\pi d/\lambda << 1$), можно использовать длинноволновое приближение, дисперсионное соотношение принимает вид:

$$K = k_0\sqrt{\varepsilon_{ef}(\theta,\psi_0)}. \tag{3.30}$$

Здесь введена эффективная ДП мелкослоистой среды при произвольном угле падения ТМ волны на структуру:

$$\varepsilon_{ef}(\theta,\psi_0) = \varepsilon_{ef}(\theta) - \left((\varepsilon_d + \theta\varepsilon_\perp)\frac{\varepsilon_d + \varepsilon_\perp}{\varepsilon_d} - \varepsilon_d\frac{\varepsilon_a^2}{\varepsilon^2}\right)\frac{\sin^2\psi_0}{\varepsilon_\perp(1+\theta)^2}, \tag{3.31}$$

где параметр $\theta = d_1/d_2$. Уравнение (3.30) определяет спектр собственных волн, которые могут распространяться в мелкослоистой периодической структуре при заданных внешнем поле и направлении распространения волны. При распространении волны вдоль оси периодичности структуры (при $\psi_0 = 0$) выражение (3.30) приводится к виду $K = k_0\sqrt{\varepsilon_{ef}(\theta)}$, где

$$\varepsilon_{ef}(\theta) = \frac{\varepsilon_d + \theta\varepsilon_\perp}{(1+\theta)}. \tag{3.32}$$

Наличие внешнего поля приводит к расщеплению дисперсионных кривых и к появлению в спектре высокочастотной и низкочастотной ветвей. Частоты указанных ветвей при $K \to 0$ даются выражениями:

$$\omega_\pm = \sqrt{\frac{q \pm \sqrt{q^2 - 4(\varepsilon_d + \theta\varepsilon_l)\varepsilon_l\theta\omega_p^4}}{2(\varepsilon_d + \theta\varepsilon_l)}}, \tag{3.33}$$

где $q = (\varepsilon_d + \theta\varepsilon_l)\omega_H^2 + (\varepsilon_d + 2\theta\varepsilon_l)\omega_p^2$. При $K \to \infty$ низкочастотная ветвь асимптотически стремится к частоте $\omega_r = \sqrt{\omega_H^2 + \omega_p^2}$. При расщеплении дисперсионных кривых в спектре появляется частотная щель, где волна затухает. Величина $\Delta = \omega_+ - \omega_r$, представляющая ширину щели значительно зависит от отношения толщин слоев и внешнего подмагничивающего поля.

3.4.2 Спектры собственных волн

Анализ соотношения (3.30) показывает, что в общем случае периодической структуры, когда $\lambda \sim d$ дисперсионные зависимости $K(\omega)$ представляют собой чередование запрещенных и разрешенных частотных зон. Запрещенные зоны отвечают непрозрачности структуры, т.е. эффективному отражению волны с коэффициентом отражения близким к единице, разрешенные зоны отвечают прозрачности структуры.

Коэффициент прохождения ФКС, состоящей из n периодов, может быть выражен через компоненты матрицы переноса структуры $\hat{M}$. Эта матрица, согласно теореме Абелеса [46; 262], определяется n-ой степенью матрицы переноса одного периода $\hat{M} = (\hat{m})^n$. Ее компоненты имеют вид

$$M_{jj} = m_{jj}\frac{\sin(nKd)}{\sin(Kd)} - \frac{\sin((n-1)Kd)}{\sin(Kd)},$$
$$M_{j,3-j} = m_{j,3-j}\frac{\sin(nKd)}{\sin(Kd)}, \tag{3.34}$$

где $j = 1{,}2$, а элементы матрицы $\hat{m}$ приведены в приложении. При этом амплитудный коэффициент пропускания волны структурой имеет вид [9]:

$$t = \frac{2k_0 k_{za}\exp(-ik_{zb}nd)}{k_0 k_{za} M_{11} + k_0 k_{zb} M_{22} - k_{za}k_{zb}M_{12} - k_0^2 M_{21}}. \tag{3.35}$$

При численном анализе пропускной способности ФКС мы будем пользоваться энергетическим коэффициентом пропускания $T = (n_b/n_a)|t|^2 = |t|^2$, где учтено, что показатели преломления граничащих с ФКС сред одинаковы: $n_a = n_b = \sqrt{\varepsilon_0}$.

Рассмотрим вначале волновые свойства рассматриваемой ФКС в отсутствие внешнего магнитного поля. На рис.3.11 представлены частотные зависимости трех величин - эффективной ДП структуры ε_{ef}, блоховского волнового числа K и коэффициента пропускания T, которые получены для случая распространения волны вдоль оси периодичности ($\psi_0 = 0$ и $k_x = 0$). Видно, что на частоте

$$\omega_{res}(0) = \omega_p\sqrt{\varepsilon_l/(\varepsilon_l + \varepsilon_d)} \simeq 8.1 \cdot 10^{10} \ \ s^{-1}. \tag{3.36}$$

происходит смена знака эффективной ДП структуры. В области $\omega < \omega_{res}(0)$ проницаемость ε_{ef} отрицательна, поэтому на дисперсионной зависимости

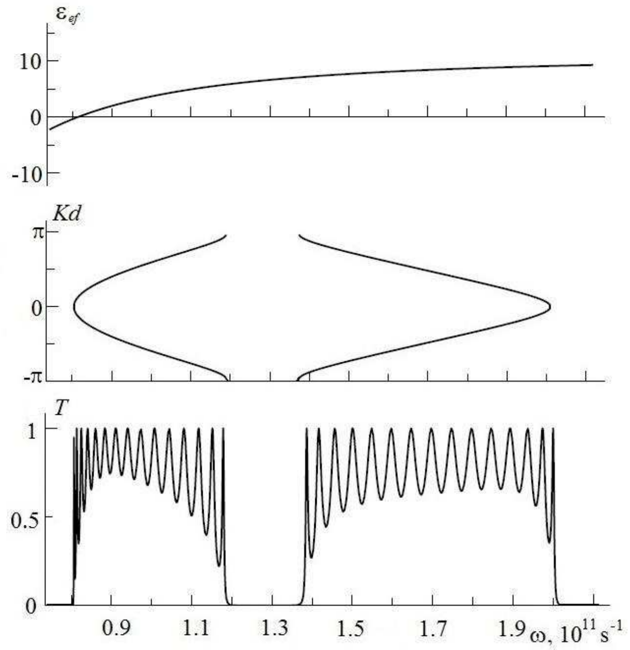


Рисунок 3.11 — Частотная зависимость эффективной диэлектрической проницаемости структуры ε_{ef}, блоховского волнового числа K и коэффициента прохождения T при $H_0 = 0$ и при отсутствии поглощения.

эта область является запрещенной. Спектр коэффициента пропускания $T(\omega)$ представляет осциллирующую функцию с чередованием зон пропускания и непропускания. Для области $\omega > \omega_{res}(0)$ на рисунке приведены первые две области прозрачности и первая брэгговская запрещенная зона.

На следующем рисунке представлена эволюция дисперсионных зависимостей, которая наблюдается с ростом магнитного поля в случае распространения волны вдоль оси периодичности.

На рис.3.12 показана эволюция зависимости $K(\omega)$ 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.3.13 для рассматриваемого интервала магнитного поля приведены спектры коэффициента прохождения $T(\omega)$. В соответствии с зависимостью $K(\omega)$ с увеличением поля происходит расширение зон непрозрачности с максимальной отражательной способностью структуры. В этих стоп-зонах могут

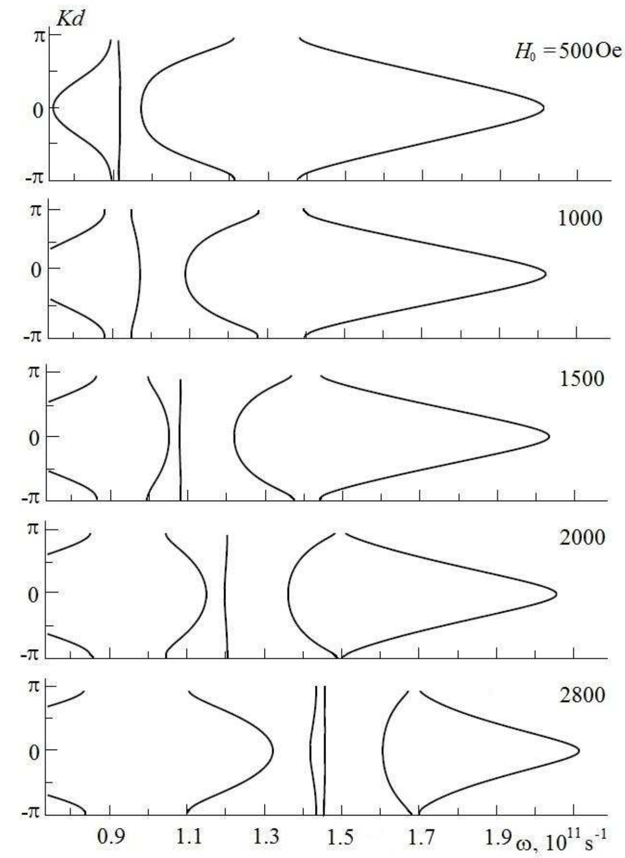


Рисунок 3.12 — Фотонный спектр ФКС $K(\omega)$ при $H_0 = 0.5,\ 1.0,\ 1.5,\ 2.0,\ 2.8\ kOe$, ($d_1 = d_2 = 0.15\ cm$).

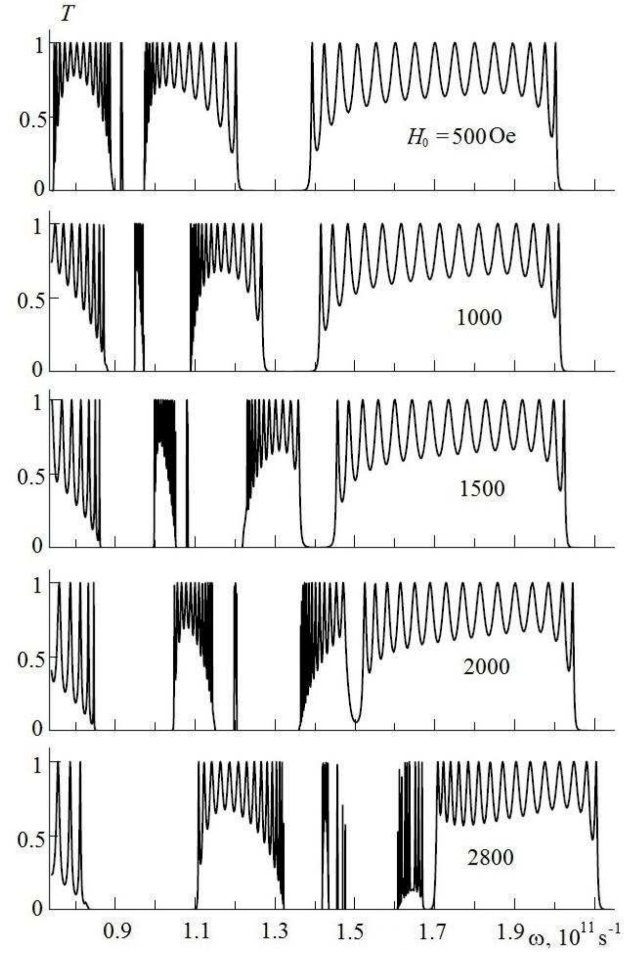


Рисунок 3.13 — Спектр коэффициента прохождения $T(\omega)$ при $H_0 = 0.5,\ 1.0,\ 1.5,\ 2.0,\ 2.8\ kOe$.

возникать узкие минизоны прозрачности структуры вблизи резонансной частоты.

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 слои полупроводника дырочного типа (с параметрами $p - InSb$) рассматриваются в отсутствие поглощения. В исследуемом диапазоне частот и принятых концентрациях примеси такое приближение вполне допустимо. Показано, что спектральное положение области пропускания и непропускания излучения ФКС, состоящей из конечного числа периодов, существенно зависит от величины поля. Анализ полученных результатов показал, что за счет изменения магнитного поля можно эффективно управлять шириной зон непрозрачности и величиной коэффициента пропускания в заданном интервале частот. Так, 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.

Отметим также, что использование в ФКС металлических слоев для наведения магнитным полем гиротропии ввиду их высокой проводимости и, соответственно, малой глубины скин-слоя $(\delta \leqslant \ \mu m)$ малоэффективно. Волны указанного диапазона лишь незначительно проникают в слой металла и почти полностью отражаются.

Выводы к главе 3

Основные результаты данной главы опубликованы в работах [53; 54; 134; 245; 263; 264] и сводятся к следующему:

– Особенностью спектра собственных циркулярно поляризованных волн в одномерной продольно намагниченной периодической структуре является наличие частот ω_l, на которых происходит «схлопывание » всех запрещенных зон; в спектре правополяризованных волн вблизи резонансной частоты ω_H имеются особенности, связанные с соответствующей частотной зависимостью эффективной магнитной проницаемости $\mu^+(\omega)$;

– в ПДС, представляющей собой одномерный ФК, в спектре ТЕ-волны в интервале между резонансной и антирезонансной частотами существует одиночная разрешенная зона, ширина которой при увеличении постоянной распространения сужается; зона переходит в одиночную линию, частота которой стремится к частоте антирезонанса; конфигурация разрешенных и запрещенных зон существенно зависит от соотношения толщин доменов, составляющих период;

– в спектре ФКС, состоящей из слоев магнетика и полупроводника 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;

– в спектре ФКС «полупроводник - диэлектрик» 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.

Глава 4. Одномерные фотонные структуры с нарушением периодичности

4.1 Классификация одиночных дефектов в одномерных фотонных кристаллах

4.1.1 Типы дефектов в одномерных фотонных структурах

Дефектом рассматриваемой ФКС назовем один слой или их совокупность, занимающие «не свое» место в структуре и нарушая ее периодичность [265—278]. Так, передаточная матрица ФКС, содержащей конечное число периодов и «дефектный» слой, располагаемый между a и b периодами, получается последовательным перемножением трех матриц: передаточной матрицы a периодов $\hat{M}_a = (\hat{M})^a$, передаточной матрицы дефектного слоя $\hat{D}$ и передаточной матрицы b периодов $\hat{M}_b = (\hat{M})^b$. Дефектный слой может состоять из одного или нескольких слоев диэлектриков, входящих в состав структуры, или может быть слоем другого материала. Ширина дефекта или равна толщине слоя структуры, или отличается от нее. Выражение матрицы перехода для дефекта $\hat{D}$ и всей ФКС значительно зависит от его типа. Инверсия является структурным дефектом периодических сред, когда происходит изменение в порядке чередования слоев в одной из частей структуры. Рассмотрим подробнее основные типы дефектов ФКС.

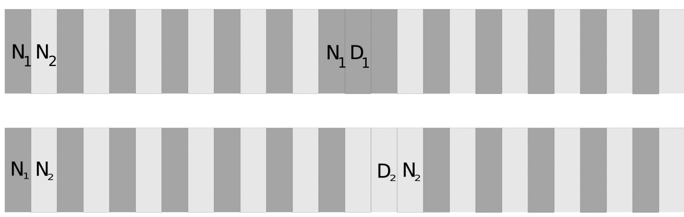


Рисунок 4.1 — Дефект замещения: $(M)^a N_1 D_1 (M)^b$, $(M)^a D_2 N_2 (M)^b$, где $M = N_1 N_2$

А. Дефекты замещения. В этом случае в одном периоде структуры выбранный слой замещается слоем другого материала этой же структуры (рис.4.1). При таком дефекте полное число слоев в ФКС сохраняется, а участок структуры, включающий дефект, становится состоящим из трех последовательных слоев одного и того же материала [279]. Существует два типа дефекта замещения: первый тип отвечает случаю замещения слоя с высоким показателем преломления на слой с низким значением, второй тип отвечает обратному замещению. Структуры с такого вида дефектом определим следующими формулами: $(M)^a(N_1D_1)(M)^b$, $(M)^a(D_2N_2)(M)^b$, где величина $a+b$ задает полное число бездефектных периодов в структуре, а передаточная матрица дефекта $\hat{D}_j = \hat{N}_j$.

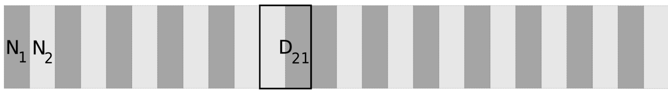


Рисунок 4.2 — Дефект перестановки: $(M)^a(D_{21})(M)^b$, где $M = N_1N_2$

B. Дефект перестановки. В этом случае в одном периоде структуры имеет место изменение порядка чередования слоев (рис.4.2). При этом полное число слоев в ФКС сохраняется, а участок с дефектом, получается состоящим из двух двойных слоев материалов структуры. Для дефектов этого типа передаточная матрица $\hat{D}_{21} = \hat{N}_2 \cdot \hat{N}_1$, а порядок следования слоев в ФКС определяется формулой: $(M)^a(D_{21})(M)^b$.

Рисунок 4.3 — Дефект внедрения: $(M)^a D_j(M)^b$, где $j = 1,2,3$, $M = N_1N_2$

C. Дефект внедрения. Дефект при котором в периодическую структуру добавляется дополнительный слой материала, совпадающего или отличного от материала слоев, составляющих период (рис.4.3). Толщина дефектного слоя совпадает с толщиной одного из слоев или отличается от них [280]. Для такого дефектов матрица перехода $\hat{D}_j = \hat{N}_j$, а для порядка чередования слоев в ФКС запишем формулу структуры: $(M)^a(D_j)(M)^b$, где $j = 1,2,3$. При $j = 3$ материал слоя внедрения не совпадает с материалами слоев ФКС. В этом случае значимым является величины показателя преломления дефекта. Он может оказаться больше или меньше показателей преломления отдельных слоев. К этому типу дефектов можно отнести не только одиночные слои, но также и комбинации нескольких слоев.

D. Дефекты инверсии. Подобные дефекты ФКС описываются изменением порядка чередования слоев в одной из двух частей структуры (рис.4.4). Этот тип дефектов определяется следующими двумя формулами: $(M)^a(\overline{M})^b$, $(\overline{M})^a(M)^b$,

Рисунок 4.4 — Дефект инверсии: $(\overline{M})^a(M)^b$, где $M = N_1N_2$

где инвертированному периоду $\overline{M}$ отвечает передаточная матрица $\hat{\overline{M}} = \hat{N}_2 \cdot \hat{N}_1$. Представляют также интерес структуры, в которых реализована комбинация двух типов дефектов, один из которых является инверсией. Примером такой структуры с дефектом D является структура $(M)^aD(\overline{M})^b$.

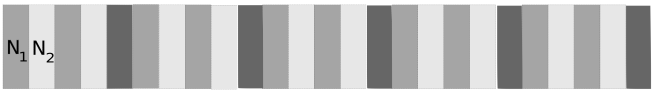


Рисунок 4.5 — Периодический дефект: $[(M)^aD]^b$, где $M = N_1N_2$

F. Периодический дефект. К ФКС с таким типом дефекта можно отнести периодически повторяющуюся b раз структуру, состоящую из a периодов и одного дефекта (рис.4.5), например, $[(M)^aD]^b$. Наряду с периодически повторяющимся дефектом, интерес представляют дефекты, симметрично расположенные в структуре, например, $(M)^aD(M)^bD(M)^a$.

4.1.2 Оптические спектры одномерных фотонных структур с дефектами

Наличие дефектов периодической структуры приводит к появлению в запрещенной области спектра разрешенных минизон, отвечающих дефектным модам структуры. Далее на представленных рисунках приведены частотные спектры пропускания ФКС, имеющих один или несколько видов нарушения периодичности. Указанные спектры для частотного интервала, включающего только первую зону непропускания, получены на основе соотношения

$$T(\omega) = \frac{4}{|S_{11} + S_{12} + S_{21} + S_{22}|^2}, \tag{4.1}$$

где $S_{\alpha\beta}$ - элементы передаточной матрицы ФКС с дефектом. Вычисления проводились для структур с без учета поглощения, поэтому передаточная матрица $\hat{S}$ дефектной ФКС является унимодулярной.

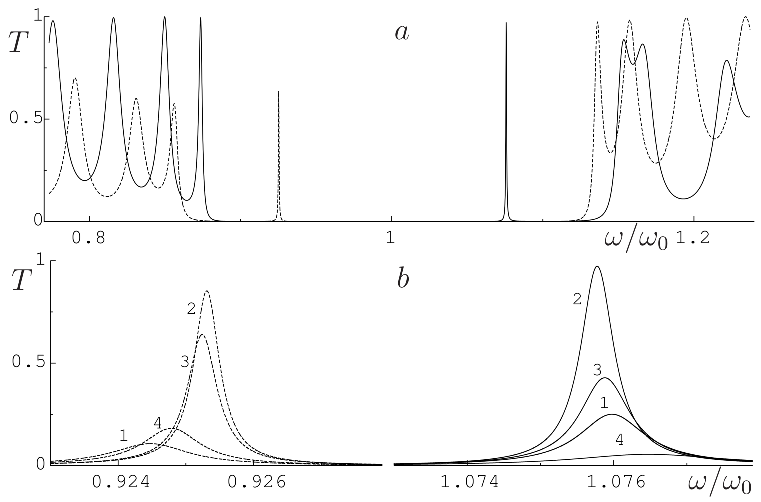


Рисунок 4.6 — Первая запрещенная зона спектра пропускания ФКС с одним дефектом замещения, сплошная и пунктирная линии отвечают $D_1 = N_1$ и $D_2 = N_2$ (a); (b) – спектры для различных положений дефекта в структуре.

Спектры на рис.4.6 получены для структур, передаточные матрицы которых имеют вид: $\hat{S} = (\hat{M})^8 \hat{N}_1 \hat{D}_1 (\hat{M})^{12}$, $\hat{S} = (\hat{M})^8 \hat{D}_2 \hat{N}_2 (\hat{M})^{12}$. Сплошная линия отвечает структуре с дефектом $D_1 = N_1$, пунктирная - структуре с дефектом $D_2 = N_2$ (а). Материалы N_1 и N_2 имеют показатели преломления $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1} = 3.45$ и $n_2 = \sqrt{\varepsilon_2} = 2.36$. Видно, что положение минизоны в зоне непропускания существенно зависит от показателя преломления дефектного слоя. Различное положение дефекта в структуре влияет на интенсивность спектральной линии дефектной моды и практически не влияет на ее положение в запрещенной зоне. Это следует из приведенных зависимостей $T(\omega)$, определяющих форму спектральной линии дефектной моды для структур $(M)^a N_j N_j (M)^b$ при $a + b = 20$, $a = (6,\ 8,\ 10,\ 12)$ и $j = 1{,}2$ (б; кривые 1 - 4).

На рис.4.7(а) представлены спектры пропускания, которые отвечают наполовину инвертированной ФКС, дефект которой состоит в том, что одна половина структуры инвертирована относительно другой. Сплошная линия отвечает структуре $(\overline{M})^{10}(M)^{10}$, пунктирная – структуре $(M)^{10}(\overline{M})^{10}$. Видно, что положения дефектных мод в запрещенной зоне для этих структур различны. Более того, ширина спектральной линии дефектной моды для первой структуры существенно больше, чем для второй структуры. Перемещение дефекта по структуре приводит к значительному изменению интенсивности дефектной моды, что видно из профилей спектральных линий, представленных на рис.4.7(б) для структур $(\overline{M})^9(M)^{11}$, $(\overline{M})^{10}(M)^{10}$, $(\overline{M})^{12}(M)^8$ и $(M)^9(\overline{M})^{11}$, $(M)^{10}(\overline{M})^{10}$,

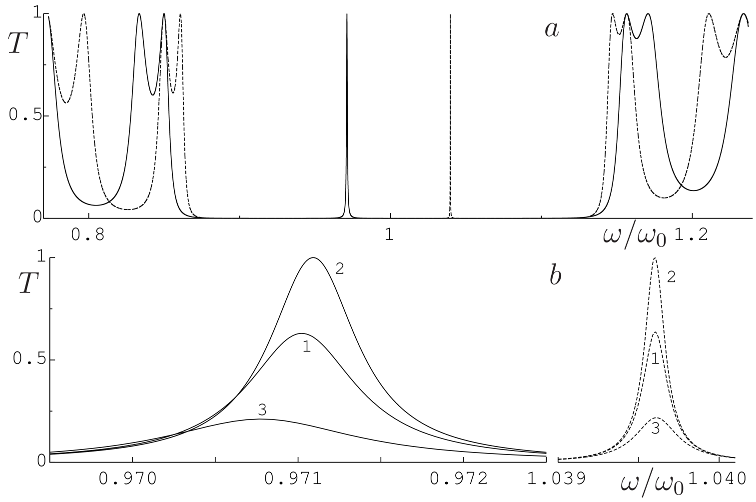


Рисунок 4.7 — Первая запрещенная зона спектра пропускания ФКС с инверсией и одним дефектом, сплошная и пунктирная линии отвечают структурам $(\overline{M})^{10}(M)^{10}$ и $(M)^{10}(\overline{M})^{10}$ (a); (b) – спектры для различных положений дефекта.

$(M)^{12}(\overline{M})^{8}$ (сплошная и пунктирная линии, кривые 1 - 3). Максимальной интенсивности дефектная мода достигает в структуре с $a = b = 10$.

На рис.4.8 приведены спектры, отвечающие ФКС вида $(M)^{10}D(M)^{10}$ с одиночным дефектом внедрения. Роль дефекта играет слой $AlAs$ с показателем преломления $n_3 = 3$ и толщиной $L_D = (0.1;\ 0.25;\ 0.4;\ 0.5)\lambda_D$ (а, б, в), где $\lambda_D = 2\pi c/\omega n_3$ - длина волны в дефектном слое. Анализ показывает, что при увеличении толщины дефектного слоя дефектный уровень «отщепляется» от правого края запрещенной зоны, проходит через всю запрещенную зону и при достижении толщины значения $0.5\lambda_D$ этот уровень превращается в левый край запрещенной зоны. Интенсивность дефектной спектральной линии уменьшается, достигая в середине запрещенной зоны минимального значения $T \approx 0.45$ при $L_D = 0.25\lambda_D$. При изменении толщины дефектного слоя в пределах $L_D = (0.5-1.0)\lambda_D$ характер спектра полностью повторяется, т.е. для $L_D = 0.6\lambda_D$ и $L_D = 0.1\lambda_D$ спектры являются идентичными (в отсутствии учета поглощения).

Отметим, что рассмотренные структуры содержали лишь один дефект и, соответственно, одну дефектную моду, спектральная линия пропускания для которой находится в запрещенной зоне. С увеличением числа дефектов в структуре должно увеличиваться и число дефектных минизон в запрещенной зоне. На рис.4.9 представлены спектры пропускания для ФКС с двумя дефектами замещения $(M)^aD_j(M)^bD_j(M)^a$ с $D_j = N_jN_j$ и полным числом бездефектных периодов $2a + b = 19$. Структурам с $j = 1{,}2$ отвечают сплошная и пунктирная

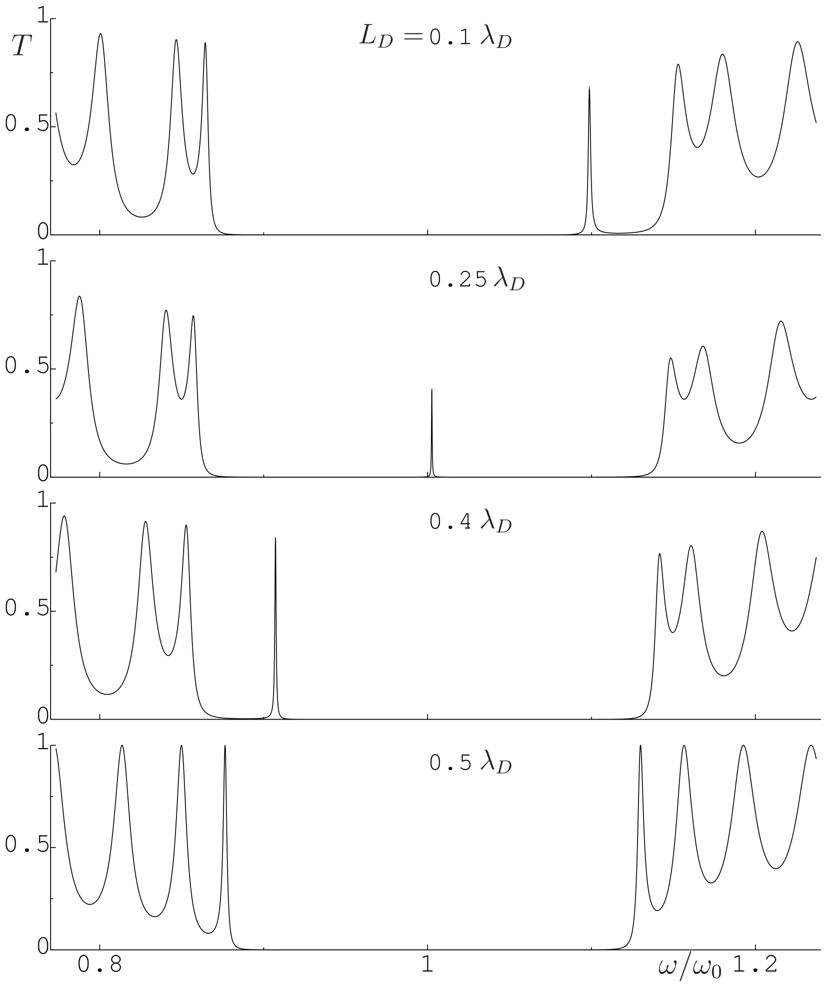


Рисунок 4.8 — Спектры пропускания структуры $(M)^{10}D(M)^{10}$ с одиночным дефектом внедрения толщиной $L_D = (0.1; 0.25; 0.4; 0.5)\lambda_D$.

линии соответственно. Расстояние между дефектами в структуре определяется параметром b, который принимает нечетные значения в пределах $b = 1-15$. Если два дефекта расположены на минимально возможном расстоянии $(b = 1)$, одна дефектная минизона образуется внутри запрещенной зоны, вторая - начинает «отщепляться» от края запрещенной зоны. При удалении дефектов друг от друга, минизоны сближаются и сливаются в одну со сложной формой спектральной линии $(b = 7{,}9)$. При дальнейшем увеличении расстояния между дефектами интенсивность дефектной моды уменьшается и при $b = 15$ дефектные минизоны в запрещенной области практически исчезают.

Практический интерес представляют структуры, в которых сочетаются дефекты различных типов, а также структуры с периодически повторяющимся дефектом. Особый интерес представляет сочетание одного из указанных дефектов с инверсией части ФКС, следующей за дефектом.

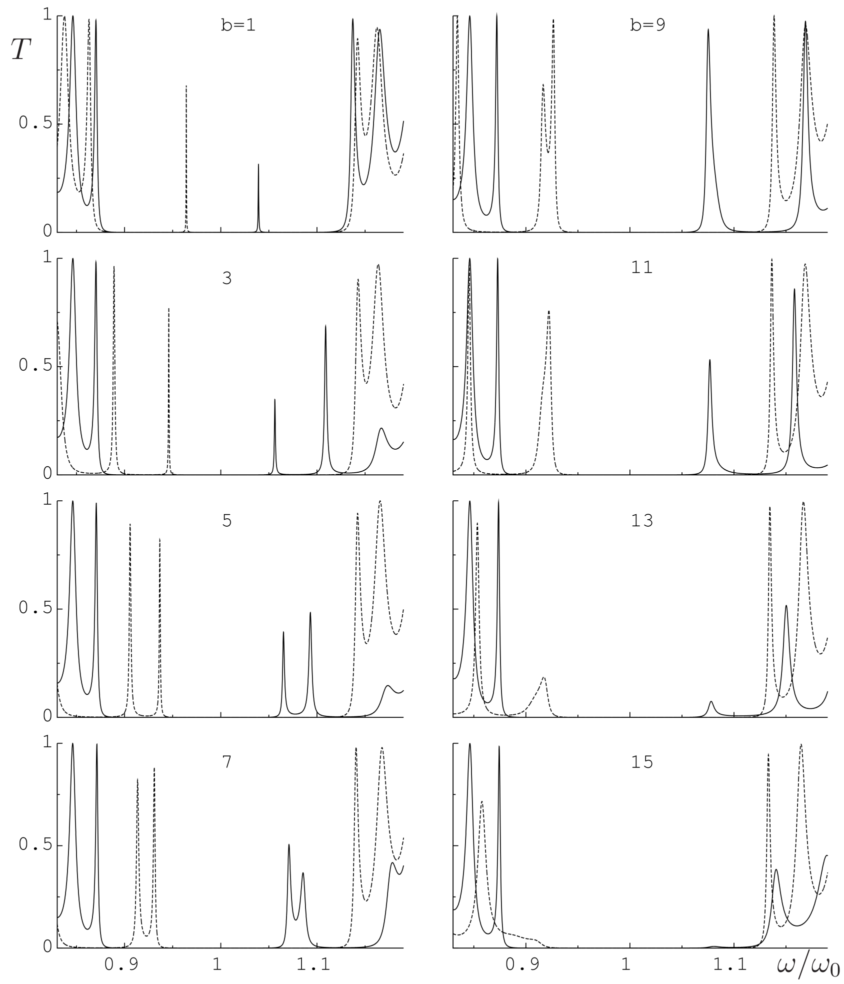


Рисунок 4.9 — Спектры пропускания структуры $(M)^a D_j (M)^b D_j (M)^a$ с двумя дефектами замещения и $2a + b = 19$; $j = 1{,}2$ отвечают сплошная и пунктирная линии.

Проведенный анализ показывает, что в бездефектной ФКС, состоящей из чередующихся диэлектрических слоев с различным показателем преломления, в спектре появляются запрещенные зоны, где коэффициент прохождения практически равен нулю. При наличии в ФКС дефектов в запрещенных зонах частотного спектра появляются узкие минизоны, внутри которых коэффициент прохождения близок к единице. Дается классификация одиночных дефектов, встречающихся в одномерных диэлектрических ФКС. Показано, что положение и интенсивность дефектной минизоны существенно зависят от типа дефекта и его положения в структуре. С увеличением числа дефектов в структуре число дефектных минизон в запрещенной зоне также увеличивается. Их положение и интенсивность зависят от расстояния между дефектами.

4.2 Оптические спектры и распределение поля в одномерных фотонных структурах с дефектом инверсии и внедрения

Наиболее обсуждаемыми в литературе являются дефекты внедрения и замещения, которые предполагают несохранение в структуре либо полного числа периодов, либо числа слоев по сравнению с исходной ФКС [10; 279]. Между тем к важному типу дефектов периодической структуры необходимо также отнести инверсию, которая в простейшем случае состоит в изменении порядка следования слоев в одной из двух частей структуры при сохранении полного числа периодов [10]. Практическая реализация ФКС с подобным дефектом может оказаться более простой, чем реализация структур с дефектами внедрения и замещения, особенно для структур управляемых электрическим или магнитным полем [146; 280; 281].

4.2.1 Дефект инверсии

Рассмотрим спектральные свойства фотонных структур с дефектом инверсионного типа и их пропускную способность. Продемонстрируем способность подобной структуры к высокой степени локализации волнового поля в области дефекта, а также существенную зависимость степени локализации поля от порядка следования исходной и инвертированной частей структуры. Для численного моделирования рассматривались структуры с толщиной периода $L = 2.5$ μm и ДП, соответствующими арсениду галия (GaAs) с $\varepsilon_1 = 11.9$ и нитрид галия (GaN) с $\varepsilon_2 = 5.835$. Указанные материалы имеют один тип кубической симметрии $\overline{4}3m$ кристаллической решетки [246; 282].

На рис.4.10 представлены спектры пропускания бездефектной ФКС $(M)^{10}$ (пунктирная кривая) и дефектных структур $(M)^5(\overline{M})^5$ и $(\overline{M})^5(M)^5$ (кривые 1,2), в которых инвертирована половина структуры и граница инверсии расположена в центре структуры. 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

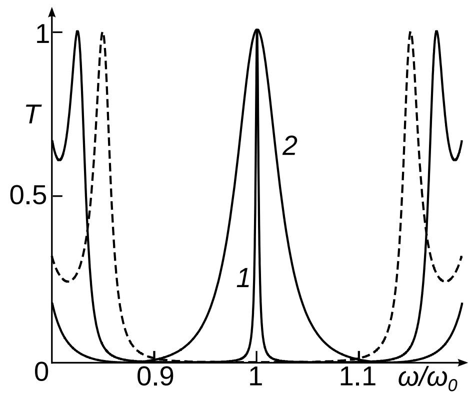


Рисунок 4.10 — Спектр пропускания структуры без дефекта $(M)^{10}$ (пунктиром), с дефектами инверсии $(M)^5(\overline{M})^5$ - (1) и $(\overline{M})^5(M)^5$ - (2).

$\omega_0 = 1.326 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$. 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 $(M)^5(\overline{M})^5$ с низким значением ДП в области дефекта минизона пропускания (кривая 1) намного уже, чем у структуры $(\overline{M})^5(M)^5$ с высоким значением диэлектрической проницаемости (кривая 2).

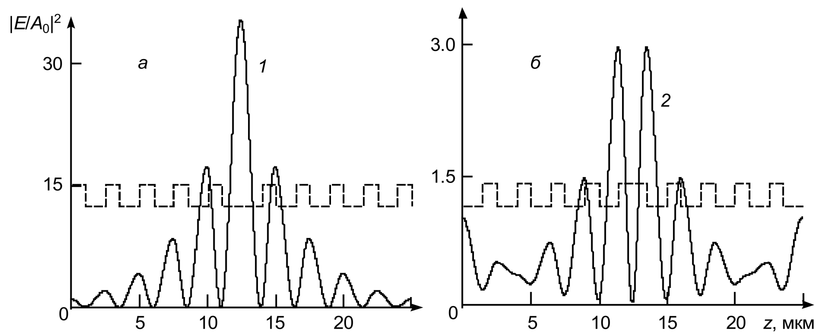


Рисунок 4.11 — Распределение квадрата напряженности электрического поля для сред: $(M)^5(\overline{M})^5$ (а), $(\overline{M})^5(M)^5$ (б), $\omega_0 = 1.326 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$. Пунктиром показан профиль показателя преломления структуры.

На рис.4.11 приведено распределение квадрата модуля нормированной напряженности электрического поля $|E/A_0|^2$ по структуре для ФКС с дефектами инверсионного типа: $(M)^5(\overline{M})^5$ и $(\overline{M})^5(M)^5$ (кривые 1,2). На этом и следующих рисунках распределение показателя преломления в структуре дано пунктирной линией. Характер распределения поля и степень его локализации на дефекте существенно зависят от вида дефектной структуры. Для структуры $(M)^5(\overline{M})^5$ наблюдается максимальная локализация поля на границе нормальной и инвертированной частях структуры, где достигает значения плотности энергии

$|E/A_0|^2 \simeq 35$. Симметричные боковые максимумы поля локализованы на границах соседних периодов структуры, а минимумы поля отвечают границам соседних слоев в каждом из периодов. В структуре $(\overline{M})^5(M)^5$ 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 $(M)^5(\overline{M})^5$.

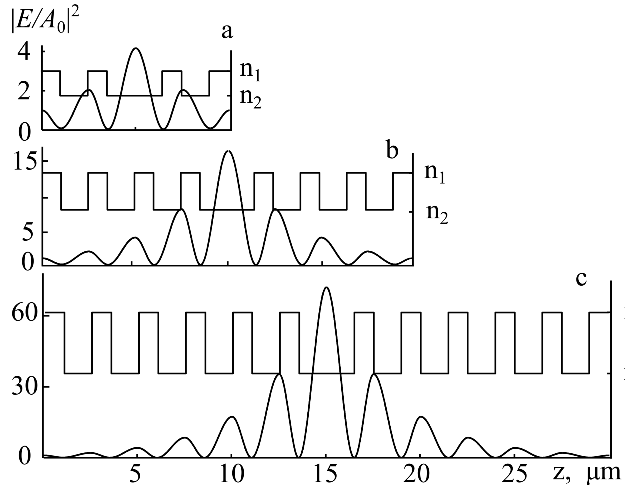


Рисунок 4.12 — Распределение квадрата напряженности электрического поля по структуре, для сред: $(M)^2(\overline{M})^2$ - (a), $(M)^3(\overline{M})^3$ - (b) и $(M)^5(\overline{M})^5$ - (c), $\omega_0 = 1.326 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$. На рисунке показан профиль показателя преломления структуры.

На рис.4.12 приведено распределение квадрата модуля нормированной напряженности электрического поля по структуре $(M)^m(\overline{M})^m$ с числом полных периодов $2m = 4,\ 8,\ 12$ (a, b, c). Если увеличить число периодов в ФКС при симметричном положении дефектного слоя приведет к уменьшению спектральной ширины дефектной минизоны, но не повлияет на ее положение в спектре пропускания и на величину максимума $T(\omega_0)$. При этом степень локализации поля в области дефекта существенно увеличивается. Так, при увеличении числа периодов в структуре на два (по одному в исходной и инвертированной частях структуры) квадрат амплитуды поля в максимуме увеличивается в два раза, т.е. $|E_{max}(m+1)|^2 \simeq 2|E_{max}(m)|^2$.

4.2.2 Дефект инверсии и внедрения

Структуры, содержащие сочетание дефектов инверсии и внедрения, способны к более высокой степени локализации волнового поля в области дефекта, чем структуры, содержащие только дефект инверсии.

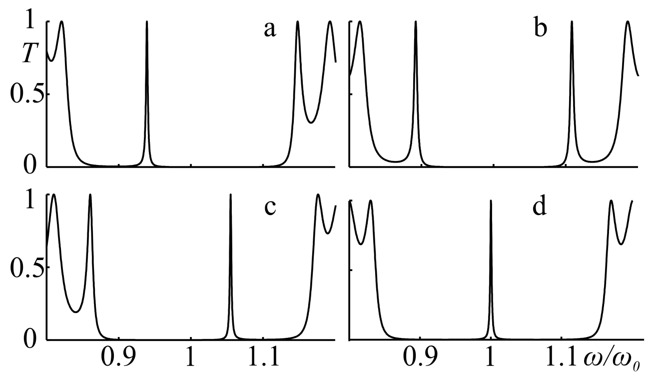


Рисунок 4.13 — Спектр пропускания структуры $(\overline{M})^6D(M)^6$ с параметрами дефекта $\varepsilon_d = 4.5$ и оптической толщиной дефектного слоя $\alpha\sqrt{\varepsilon_i}L_i$, где α равно соответственно: 0.5 (a), 1 (b), 1.5 (c), 2 (d).

На рис.4.13 представлены спектры пропускания структуры $(\overline{M})^6D(M)^6$ для оптической толщины дефекта $\sqrt{\varepsilon_d}L_d = \alpha L_0$, где $\alpha = 0.5,\ 1,\ 1.5,\ 2$ (a, b, c, d). Показано, что положение и количество дефектных мод значительно зависят от толщины дефекта. Для оптической толщины дефекта меньше $0.9L_0$ в ЗЗ можно наблюдать одну дефектную моду, расположенную несимметрично относительно центра ЗЗ бездефектной структуры. Рост толщины дефекта смещает дефектную моду в направлении низкочастотной границы ЗЗ бездефектной структуры. При значении толщины дефекта $0.9L_0$ в области высокочастотной границы ЗЗ отщепляется еще одна дефектная минизона, а при оптической толщине дефекта равной L_0 две дефектные минизоны располагаются симметрично по отношению к центра ЗЗ. При дальнейшем увеличении оптической толщины дефекта видно, что пики пропускания смещаются в область низкочастотной границы ЗЗ, поэтому дефектная мода расположенная ближе к низкочастотной границе ЗЗ сливается с ней. В ЗЗ остается один пик пропускания, который при оптической толщине дефекта $2L_0$ расположен в центре запрещенной зоны. Можно увидеть, что максимальное значение коэффициента пропускания в дефектных модах равно единице и не зависит от толщины дефекта.

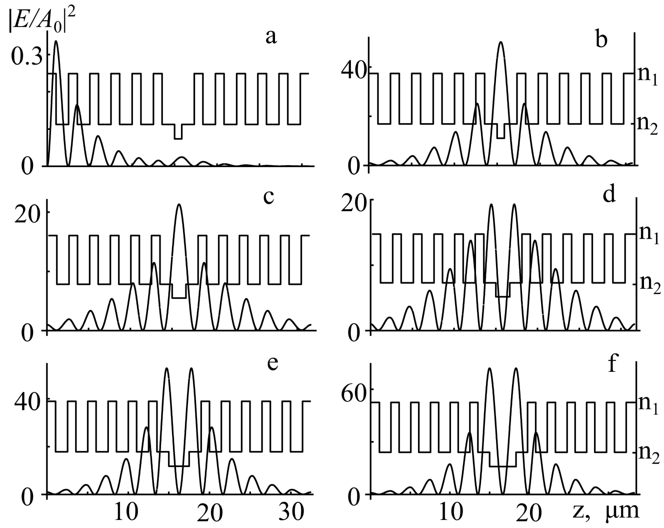


Рисунок 4.14 — Распределение квадрата напряженности электрического поля по структуре $(\overline{M})^6D(M)^6$ с параметрами дефекта $\varepsilon_d = 4.5$ и оптической толщиной дефектного слоя $\alpha\sqrt{\varepsilon_i}L_i$, где α равно соответственно: 0.5 - (a, b), 1 - (c, d), 1.5 - (e), 2 - (f).

На рис.4.14 показано распределение квадрата модуля нормированной напряженности электрического поля в структуре при сочетании дефектов инверсии и внедрения $(M)^6D(\overline{M})^6$. ДП дефектного слоя и его оптическая толщина подобраны равными $\varepsilon_d = 4.5$ и $\sqrt{\varepsilon_d}L_d = \alpha L_0$, где $\alpha = 0.5$ (a, b), 1 (c, d), 1.5 (e), 2 (f). Кривые на рисунке (a) отвечают частоте $\omega = \omega_0$, на которой коэффициент отражения практически равен единице, в результате чего излучение в структуру не проникает. Кривые на рисунке (b) отвечают частоте $\omega = 1.245 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$, которая соответствует максимуму пропускания дефектной моды. В рассматриваемой геометрии локализация волнового поля происходит в области дефекта, это приводит к резкому увеличению амплитуды поля в этой области. Вид распределения поля в структуре значительно зависит от толщины дефекта. Когда толщина дефектного слоя меньше $0.9L_0$ в области дефекта виден один максимум, расположенный в центре структуры. Последующее увеличение толщины приводит к изменению характера распределения. Кривые на рисунках (c и d) отвечают оптической толщине дефектного слоя L_0 и соответствуют спектру на рис.4.13b на двух частотах: $\omega_1 = 1.183 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ (c) и $\omega_2 = 1.469 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ (d). Распределения имеют непохожий характер, сохраняется симметрия относительно центра, но на частоте ω_1 в области дефекта виден один максимум, а на частоте ω_2 - два максимума. Последующее увеличение толщины дефекта приведет к тому, что в ЗЗ остается одна дефектная мода. Распределения плотности энергии на рисунках (e и f) получены для частот $\omega = 1.398 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ и $\omega = 1.326 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ отвечают спектрам на рис.4.13c,d соответственно. Следует заметить, что изменение распределения поля по структуре периодично, как и образование новых дефектных мод (период равен $2L_0$). Степень локализации поля в области дефекта, возрастает с приближением частоты дефектной моды к центру запрещенной зоны и падает в противоположном случае.

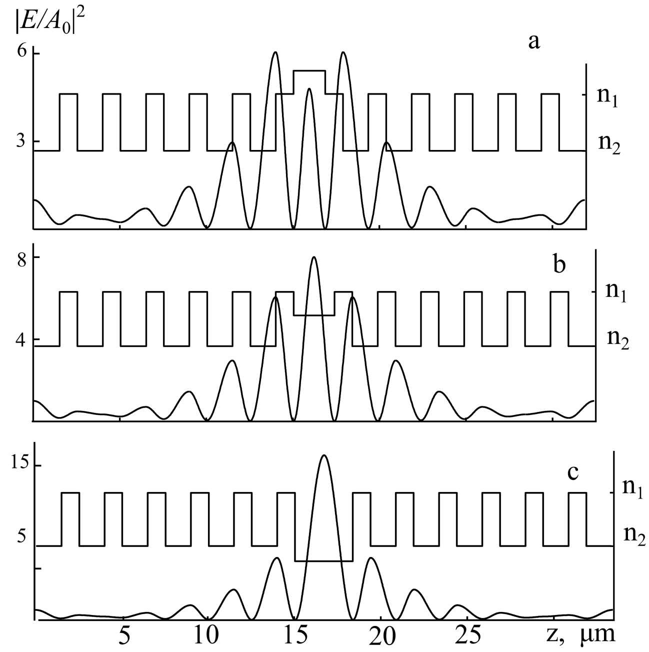


Рисунок 4.15 — Распределение квадрата напряженности электрического поля по структуре $(\overline{M})^6D(M)^6$ с параметрами дефектного слоя $\varepsilon_d = 15.6,\ 9,\ 4.5$ (a, b, c).

На рис.4.15 и 4.16 представлены распределения $|E(z)/A_0|^2$ в структурах $(\overline{M})^6D(M)^6$ и $(M)^6D(\overline{M})^6$, совмещающих комбинацию дефектов инверсии и внедрения. Диэлектрическая проницаемость дефектного слоя выбиралась равной $\varepsilon_d = 15.6,\ 9,\ 4.5$ (a, b, c), а его оптическая толщина $L_d = 2L_0$. Для обеих типов структур максимум пропускания наблюдается на центральной частоте ω_0, форма и ширина спектральной линии дефектной моды не изменяются при изменении параметров дефектного слоя. При этом спектральная ширина зоны пропускания структуры $(\overline{M})^6D(M)^6$ существенно больше, а степень локализации в области дефекта существенно меньше, чем у структуры $(M)^6D(\overline{M})^6$. Уменьшение диэлектрической проницаемости и, следовательно, увеличение толщины дефектного слоя в первом случае приводят к увеличению амплитуды поля в области дефекта и ее уменьшению в боковых максимумах. Во втором случае изменения амплитуды поля в области дефекта не происходит, а локализация поля имеет место на границах между внедренным слоем и структурой.

Таблица 2 — Максимальные значения величины $|E/A_0|^2$ для различных значений параметра a.

a	1	2	3	4	5	6	7	8
$\lvert E/A_0\rvert^2$	8.1	17	34	61	92	71	22	3.6

Отметим, что положение дефектного слоя в структуре, также влияет на степень локализации. В таблице 2 приведены максимальные значения величины $|E/A_0|^2$ в ФКС $(M)^a D(\overline{M})^{12-a}$ для различных значений параметра a. Максимум усиления наблюдается при $a = 5$, т.е. в структуре $(M)^5 D(\overline{M})^7$.

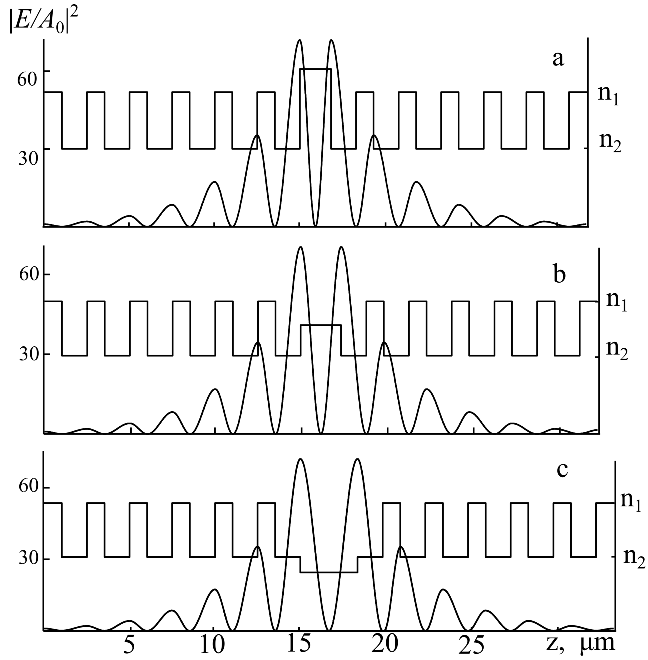


Рисунок 4.16 — Распределение квадрата напряженности электрического поля по структуре $(M)^6 D(\overline{M})^6$ с параметрами дефектного слоя $\varepsilon_d = 15.6,\ 9,\ 4.5$ (a, b, c).

Продемонстрировано, что наличие дефекта в структуре ведет к изменению спектра, которое заключается в появлении минизоны пропускания в запрещенной зоне бездефектной структуры. При условии равных оптических толщин слоев максимум пропускания всегда располагается в центре запрещенной зоны, при этом симметричность расположения дефекта в структуре ведет к максимальному значению коэффициента пропускания в дефектной моде. Структуры, содержащие дефект инверсии с низким значением ДП, имеют узкую минизону пропускания по сравнению со структурами, содержащими дефект с высоким значением ДП, в которых минизона значительно шире. Характер распределения поля и степень его локализации на дефекте существенно зависят от вида дефекта. Для структур, содержащих дефект инверсии с низким значением ДП, электрическое поле преимущественно локализуется в центре дефектного слоя, где достигает своего максимального значения. Оно на порядок больше, чем для структур, содержащих дефект с высоким значением ДП, на которых поле локализуется на границах дефектного слоя. Увеличение числа периодов в структуре с симметрично расположенным дефектом инверсии приводит к уменьшению спектральной ширины дефектной минизоны.

В случае дефекта внедрения за основу лучше брать структуру с дефектом инверсии, т.к. структуры с комбинацией этих двух дефектов представляют наибольший практический интерес. Характер распределения поля зависит от толщины дефекта внедрения. Уменьшение ДП дефекта внедрения и увеличение толщины дефекта ведет к увеличению значения поля в области дефекта.

4.3 Резонатор Фабри-Перо или одномерный фотонный кристалл с двойным дефектом

4.3.1 Оптические спектры и распределение волнового поля на сегнетоэлектрическом дефекте

В данном пункте исследуются особенности спектра пропускания брэгговского микрорезонатора [262; 269; 283], в котором в качестве резонаторного используется слой сегнетоэлектрика в параэлектрической фазе. В рассматриваемом диапазоне частот для сегнетоэлектрика предполагаются высокие значения ДП, во много раз превосходящие диэлектрическую проницаемость слоев в брэгговских зеркалах. Так как ДП сегнетоэлектрика зависит от внешнего электрического поля и температуры [284—286], то с их помощью можно эффективно управлять положением и шириной фотонных зон и дефектной моды, т.е. спектром прохождения и отражения ФК в целом [67; 270—272].

Рассмотрим одномерную симметричную ФК структуру, которая представляет собой активную среду с высоким значением ДП, расположенную между двумя боковыми диэлектрическими ФК зеркалами, инвертированными друг относительно друга. Такая структура имеет двойной дефект – инверсию и слой внедрения.

Направим ось Oz перпендикулярно границам раздела слоев и будем считать, что волна в ФК структуре распространяется вдоль этой оси. Среда, в которую помещен ФК, является вакуумом (4.17).

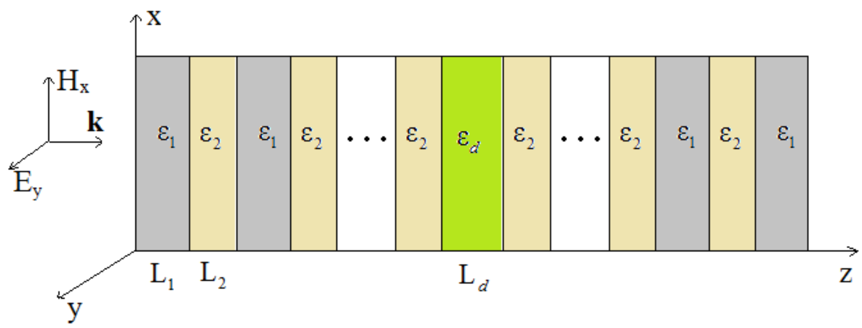


Рисунок 4.17 — Микрорезонаторная структура.

Введем двухкомпонентный вектор $\mathbf{F}$ с компонентами волнового поля E_y,H_x и передаточную матрицу всей структуры G, которая связывает амплитуды падающей и выходящей волн: $\mathbf{F}_t = G\mathbf{F}_0$. Для структуры с дефектным слоем внедрения и двумя передаточная матрица имеет вид $G = M^a D\overline{M}^a$, где $M^a = (N_1N_2)^a$, $\bar{M}^a = (N_2N_1)^a$ передаточные матрицы ФК-зеркал, состоящих из a периодов. Передаточная матрица каждого из слоев в структуре имеет вид [69]:

$$\hat{N}_j = \begin{pmatrix} \cos(k_jL_j) & \sqrt{\varepsilon_j}\sin(k_jL_j) \\ -(i/\sqrt{\varepsilon_j})\sin(k_jL_j) & \cos(k_jL_j) \end{pmatrix}, \tag{4.2}$$

где $k_j = k_0\sqrt{\varepsilon_j}$ - константа распространения в соответствующем слое структуры ($j = 1{,}2$ относятся к ФК-зеркалам, $j = d$ относится к дефектному слою), $k_0 = \omega/c$, ω и c - частота и скорость волны в вакууме.

Амплитудные коэффициенты отражения и прохождения для ФК в вакууме выражаются через элементы матрицы и имеют вид [69]:

$$\begin{aligned} r_N &= \frac{G_{11}+G_{12}-G_{21}-G_{22}}{G_{11}+G_{12}+G_{21}+G_{22}}, \\ t_N &= \frac{2}{G_{11}+G_{12}+G_{21}+G_{22}}. \end{aligned} \tag{4.3}$$

Энергетические коэффициенты отражения и прохождения $R = |r|^2$, $T = |t|^2$.

Трансформация фотонного спектра в отсутствие дисперсии

Для выявления особенностей спектров ФК, содержащих слои с высокими ДП $(\varepsilon_d >> \varepsilon_{1,2})$, вначале рассмотрим непоглощающую структуру с независящими от частоты ДП всех слоев. Материалом для резонаторного слоя с высоким значением ДП могут быть монокристаллические пленки сегнетоэлектриков. Нами выбран сегнетоэлектрик $SrTiO_3$, для которого температурная зависимость ДП в отсутствие внешнего электрического поля в параэлектрической фазе $(T > T_0)$ описывается законом Кюри-Вейса $\varepsilon(T) = C/(T - T_0)$ с температурой фазового перехода $T_0 = 30\ K$ и константой $C = 8.6 \cdot 10^4\ K$ [287]. В соответствии с этой зависимостью (4.18) при комнатной температуре ДП $\varepsilon_d = 330$ и при $T_0 = 30\ K$, $\varepsilon_d = 1800$.

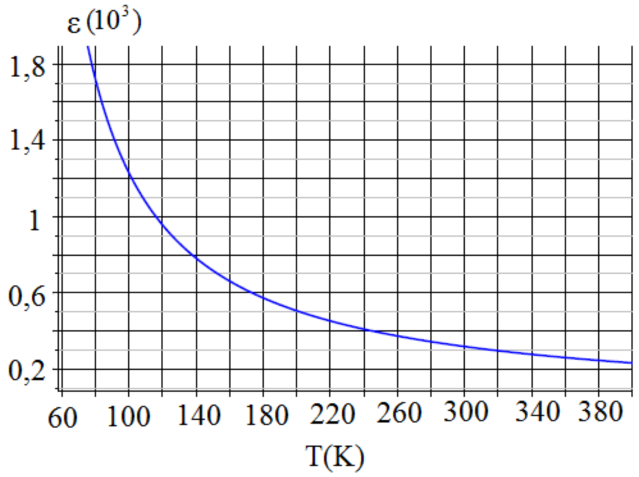


Рисунок 4.18 — Температурная зависимость ДП $SrTiO_3$

Рассмотрим вначале трансформацию спектра пропускания ФК, которая происходит при увеличении ДП резонаторного слоя. На рис.4.19 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. Пусть период ФК зеркала составляют два слоя изотропных диэлектрика с ДП $\varepsilon_1 = 4.16\ (ZrO_2)$ и $\varepsilon_1 = 2.1\ (SiO_2)$, и одинаковыми оптическими толщинами $L_0 = L_1\sqrt{\varepsilon_1} = L_2\sqrt{\varepsilon_2}$. Этому условию отвечают реальные толщины указанных слоев $L_1 = 590\ \mu m$ и $L_1 = 830.2\ \mu m$.

Приведенные зависимости относятся к первой фотонной зоне непрозрачности бездефектного ФК с центральной частотой $\omega_0 = 3.916 \cdot 10^{11}\ s^{-1}$. При

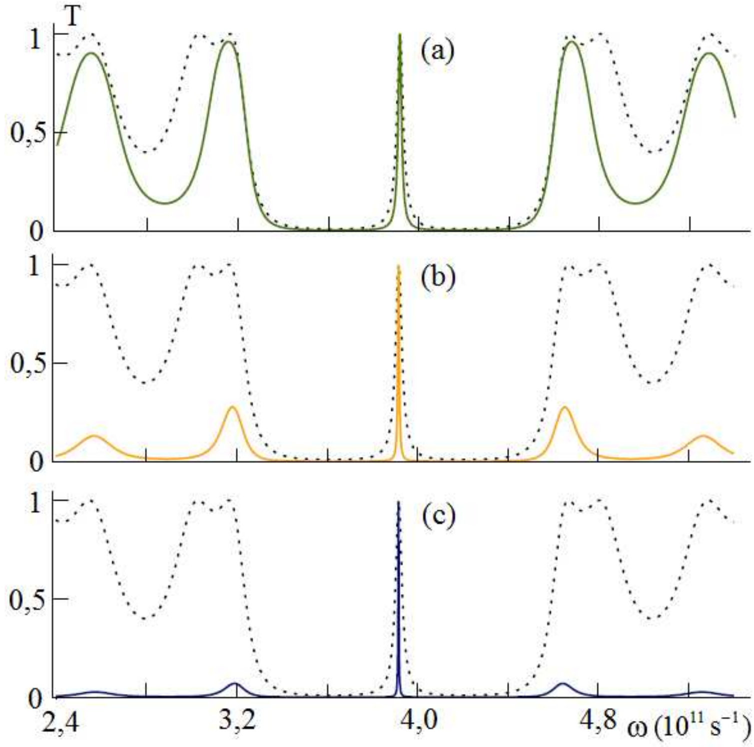


Рисунок 4.19 — Спектры пропускания структур $M^5\bar{M}^5$ и $M^5D\bar{M}^5$ (пунктирная и сплошная кривые), $\varepsilon_d = 18,\ 330,\ 1800$ и $L_d = (567.27{,}132.485{,}56.727)\ \mu m\ (a - c)$.

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. $\bar{M}^5M^5$ и $\bar{M}^5DM^5$ (рис.4.20). 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

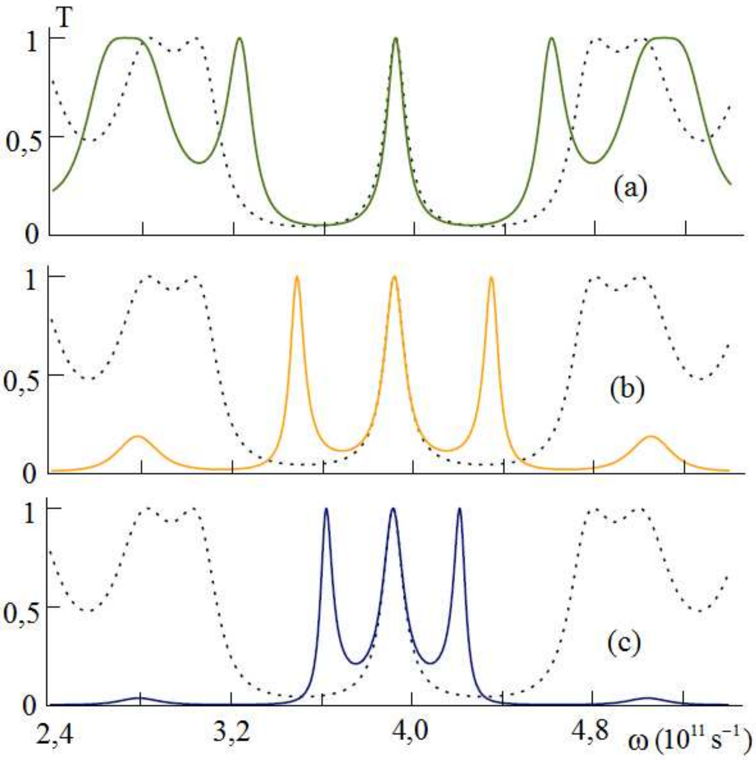


Рисунок 4.20 — Спектры пропускания структур $\bar{M}^5M^5$ и $\bar{M}^5DM^5$ (пунктирная и сплошная кривые), $\varepsilon_d = 18,\ 330,\ 1800$ и $L_d = (567.27{,}132.485{,}56.727)$ μm $(a - c)$.

этом с увеличением ε_d (и сохранением $L_d\sqrt{\varepsilon_d}$) в центре запрещенной зоны четко проявляется область с тремя узкими пиками прохождения.

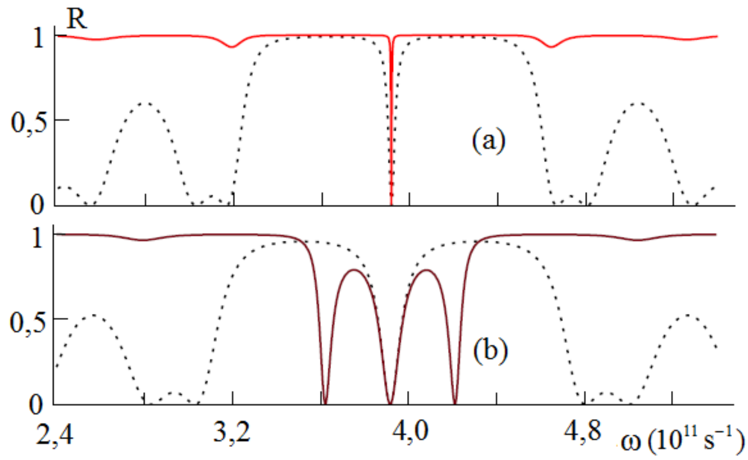


Рисунок 4.21 — Спектры отражения структур $M^5\bar{M}^5$ и $M^5D\bar{M}^5$, $\bar{M}^5M^5$ и $\bar{M}^5DM^5$ $(a{,}b)$ - (пунктирная и сплошная кривые) $\varepsilon_d = 1800$, $L_d = 56.727$ μm, $\omega_0 = 3.916 \cdot 10^{11}$ s^{-1}.

Из приведенных выше спектров прохождения следует, что структура $M^5D\bar{M}^5$ со значением ε_d практически во всем исследуемом диапазоне частот отражает почти все падающее на неё излучение. Исключением является узкая линия дефектной моды, в центре которой коэффициент R имеет нулевое значение. Для структуры $\bar{M}^5DM^5$ таких линий три и они более широкие. Вне области, включающей эти линии, падающее на структуру излучение также испытывает практически полное отражение. Соответствующие спектры отражения приведены на рис.4.21.

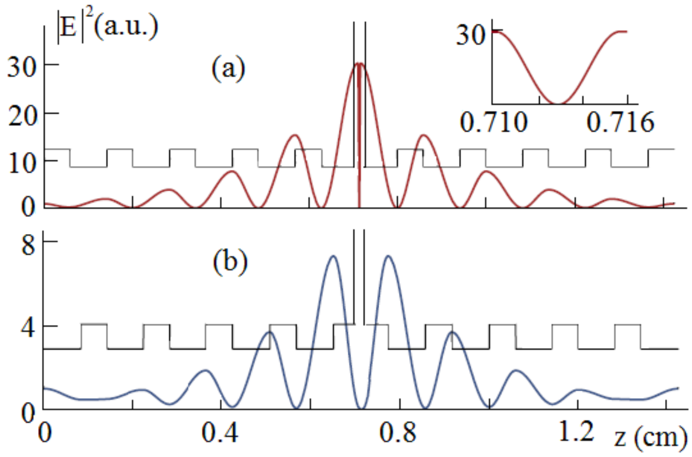


Рисунок 4.22 — Распределение электрического поля вдоль структур $M^5D\bar{M}^5$ и $\bar{M}^5DM^5$ (a,b), $\varepsilon_d = 1800$, $L_d = 56.727\ \mu m$, $\omega_0 = 3.916 \cdot 10^{11}\ s^{-1}$, черная линия - схематический профиль ДП.

На рис.4.22 представлено распределение квадрата напряженности электрического поля вдоль структур $M^5D\bar{M}^5$ и $\bar{M}^5DM^5$ (a,b) для значений $\varepsilon_d = 1800$ и $L_d = 56.727\ \mu m$, отвечающее центральной частоте спектра $\omega_0 = 3.916 \cdot 10^{11}\ s^{-1}$. Распределение ДП в структуре $\varepsilon(z)$ приведено на рисунке схематически тонкой линией. Видно, что наибольшая локализация поля для структуры $M^5D\bar{M}^5$ имеет место на границах резонаторного слоя с провалом в центре слоя. Для структуры $\bar{M}^5DM^5$ локализация поля в структуре существенно меньше, ее максимумы лежат вне резонаторного слоя.

Трансформация спектра при учете дисперсии

Рассмотрим теперь трансформацию фотонного спектра рассматриваемой структуры с учетом частотной зависимости ДП и поглощения материала резонаторного слоя. Зависимость ДП от частоты и внешнего электрического поля для $SrTiO_3$ на частотах $\omega < \omega_T$ и в области температур, отвечающих параэлектрической фазе, достаточно хорошо описывается выражением [288]:

$$\varepsilon_d(E,\omega) = \frac{\varepsilon_0\omega_T^2}{\omega_T^2(1 + E^2/E_0^2) - \omega^2 + i\gamma\omega}, \tag{4.4}$$

где ω_T - частота мягкой моды, ε_0 - статическая ДП (при $\omega = 0$), γ - параметр затухания, E_0 - электрическое поле, определяющее нелинейность материала, E - внешнее статическое поле.

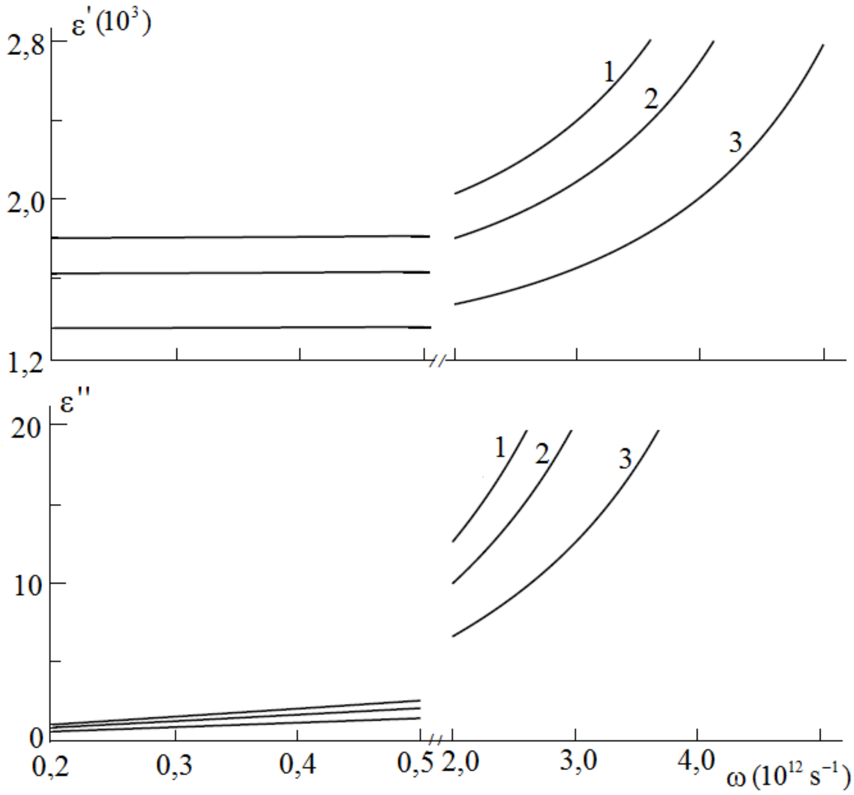


Рисунок 4.23 — Частотная зависимость действительной и мнимой частей ДП $SrTiO_3$, $\omega_T = 6 \cdot 10^{12}\ s^{-1}$, $\gamma = 10^{11}\ s^{-1}$, $E_0 = 60\ kV/cm$, $E = (0{,}20{,}35)\ kV/cm$ (кривые 1-3).

На рис.4.23 приведены частотные зависимости действительной и мнимой части ДП, полученные на основе соотношения (4.2) для следующих значений параметров при температуре $T \simeq 77\ K$: $\varepsilon_0 = 1.8 \cdot 10^3$, $\omega_T = 6 \cdot 10^{12}\ s^{-1}$, $E_0 = 60\ kV/cm$, $\gamma \simeq 10^{11}\ s^{-1}$ [12] и $E = (0{,}20{,}35)\ kV/cm$ (кривые 1-3). Видно, что в области частот, достаточно удаленных от частоты мягкой моды, действительная часть ДП сегнетоэлектрика практически не зависит от частоты. При этом мнимая часть является слабо меняющейся и на два порядка меньше действительной части. Увеличение внешнего поля приводит к уменьшению действительной и мнимой части ДП материала, что может быть использовано для управления спектрами прохождения и отражения ФК.

Коэффициент прохождения симметричной резонаторной структуры во многом определяется набегом фазы при прохождении центрального слоя и поэтому существенно зависит от толщины этого слоя. На рис.4.24 и 4.25 представлены спектры $T(\omega)$ для структур $M^5D\bar{M}^5$ и $\bar{M}^5DM^5$, полученные для различных толщин резонаторного слоя L_d при значениях электрического поля

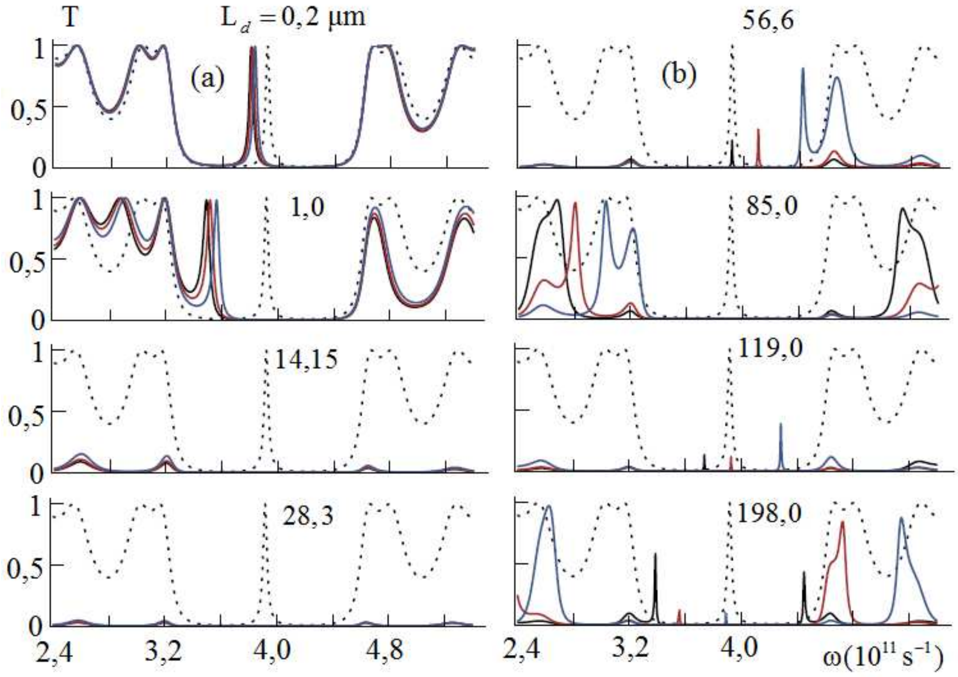


Рисунок 4.24 — Зависимость $T(\omega)$ для структуры $M^5D\bar{M}^5$ при $E=(0{,}20{,}35)$ kV/cm (черная, коричневая и синяя кривые), пунктир - спектр структуры $M^5\bar{M}^5$.

$E = (0{,}20{,}35)$ kV/cm (черная, коричневая и синяя кривые). В прилагаемой ниже таблице приведены значения выбранных реальных толщин резонаторного слоя L_d и их оптические толщины, выраженные через оптическую толщину слоев в ФК зеркалах (при $E = 0$). При оптических толщинах резонаторного слоя $L_d\sqrt{\varepsilon_d'} << L_0$ спектры каждой из структур похожи на спектр структуры без дефекта внедрения ($M^5\bar{M}^5$ и $\bar{M}^5M^5$ соответственно). При этом практически отсутствует зависимость спектров от величины внешнего поля. На толщине резонаторного слоя $L_d = 1$ μm (т.е. $L_d\sqrt{\varepsilon_d'} \backsimeq 0.035L_0$ при $E = 0$) уже наблюдается слабое расхождение спектров, отвечающих различным значениям поля, и слабое уменьшение прозрачности.

При этом у структуры $M^5D\bar{M}^5$ пик, отвечающий дефектной моде, смещается к левому (низкочастотному) краю запрещенной области, тогда как у структуры $\bar{M}^5DM^5$ дефектная мода не смещается, а смещается в низкочастотную область вся запрещенная зона.

При дальнейшем увеличении толщины резонаторного слоя уменьшение прозрачности слоя продолжается и при $L_d = (14.3{,}28.6)$ μm имеет место практически полное подавление прозрачности по всей ширине спектра. Отличие спектров обоих типов структур при указанных толщинах состоит в том, что для структуры $M^5D\bar{M}^5$ дефектная мода подавлена, тогда как для структуры

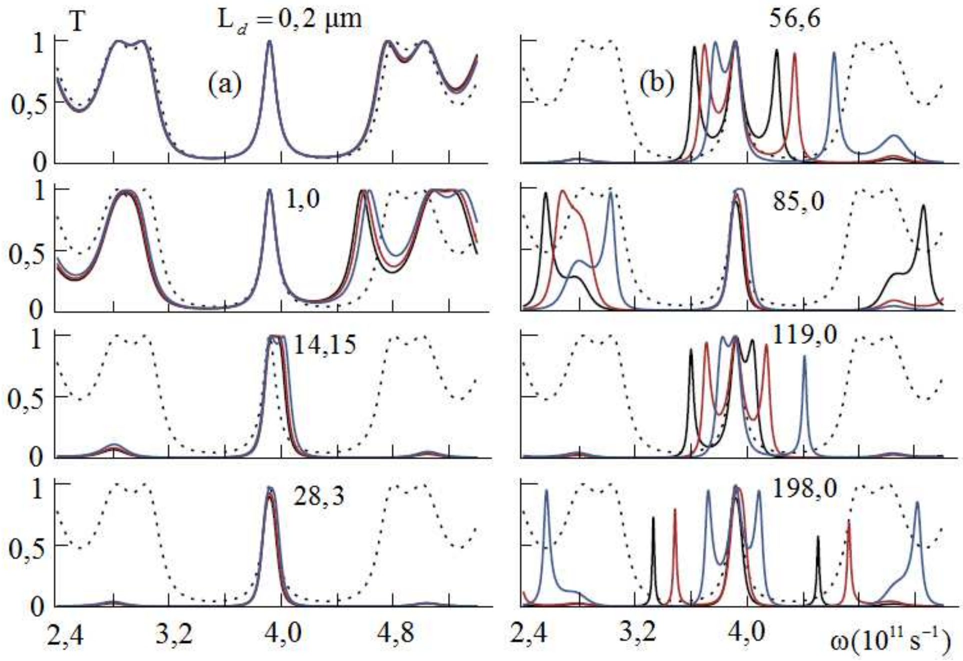


Рисунок 4.25 — Зависимость $T(\omega)$ для структуры $\bar{M}^5DM^5$ при $E = (0{,}20{,}35)$ kV/cm (черная, коричневая и синяя линии), пунктир - спектр структуры $\bar{M}^5M^5$.

Таблица 3 — Параметры резонаторного слоя структур $M^5\bar{M}^5$ и $\bar{M}^5M^5$.

Параметры	L_d, μm	$L_d\sqrt{\varepsilon_d'}$
$E = 0$	0.2	$0.007L_0$
	1.0	$0.035L_0$
$\varepsilon_d' = 1807.7$	14.15	$0.5L_0$
	28.3	L_0
$L_0 = 1203.36$ μm	56.6	$2L_0$
	85	$3L_0$
	119	$4.2L_0$
	198	$7L_0$

$\bar{M}^5DM^5$ дефектная мода не подавлена и в центре зоны прозрачность близка к максимальному значению.

Для толщины $L_d = 56.6$ μm ($L_d\sqrt{\varepsilon_d'} \backsimeq 2L_0$) характерно достаточно сильное разделение спектральных линий, отвечающих различным значениям поля, и подавление прозрачности по всей ширине спектра. Однако, для структуры $M^5D\bar{M}^5$ в центре запрещенной зоны присутствует частично подавленная дефектная мода (при $E = 0$), ее частичное подавление связано с учетом поглощения в структуре. Для структуры $\bar{M}^5DM^5$ при $E = 0$ в центре запрещенной зоны располагается дефектная линия, состоящая из трех пиков с прозрачностью, близкой к единице. При наличии внешнего поля дефектная мода сдвигается от центра запрещенной зоны, так как при $E \neq 0$ оптическая толщина резонаторного слоя уже не равна $2L_0$.

При дальнейшем увеличении толщины резонаторного слоя разделение спектральных линий, отвечающих различным значениям поля, также растет. Интересным является тот факт, что достаточно существенное увеличение толщины резонаторного слоя (см. $L_d = 198$ μm) не приводит к подавлению пропускания по всей ширине спектра. Более того, для структуры $M^5D\bar{M}^5$ - в боковых участках спектра, а для структуры $\bar{M}^5DM^5$ - по всему спектру имеются узкие области с высокой прозрачностью.

В результате проведенного анализа выявлены ранее неизвестные особенности перестройки спектра ФК резонаторной структуры с высоким значением ДП резонаторного слоя. Показано, что при наличии в симметричной ФК структуре дефектного слоя со значением диэлектрической проницаемости, во много раз превосходящим проницаемости слоев в диэлектрических зеркалах, возможен существенный спад коэффициента прохождения не только в фотонной запрещенной зоне, но и вне ее. Данный эффект прежде всего связан с внедрением в структуру слоя, материалом которого может служить сегнетоэлектрик (например, $SrTiO_3$), у которого ДП во много раз больше ДП слоев в ФК зеркалах. Показана возможность эффективной перестройки спектра $T(\omega)$ и управления положением пика пропускания (дефектной моды) с помощью внешнего электрического поля. Существенная зависимость ДП сегнетоэлектрика от температуры позволяет также управлять фотонным спектром с помощью температуры. Данная структура может служить идеальным отражателем в достаточно широком частотном интервале, а также фильтром в узкой частотной области дефектной моды.

4.3.2 Спектры пропускания циркулярно-поляризованных волн и распределение волнового поля на магнитном дефекте

Рассмотрим одномерную МФК структуру [279; 280; 289], состоящую из конечного числа чередующихся слоев изотропного немагнитного диэлектрика с диэлектрическими проницаемостями ε_j и толщинами d_j $(j = 1, 2)$. Их магнитную проницаемость на оптических частотах считаем равной единице. Ось OZ направим перпендикулярно границам раздела слоев. Вдоль этого направления ориентировано внешнее подмагничивающее поле $\mathbf{H}$ и распространяются собственные циркулярно-поляризованные волны с компонентами электрического $E^{\pm} = E_x \pm iE_y$ и магнитного $H^{\pm} = H_x \pm iH_y$ полей, зависимость которых от времени пропорциональна множителю $\exp(i\omega t)$.

В случае бинарной периодической структуры обычно вводится передаточная матрица одного периода $\hat{N}^{\pm}$, которая связывает амплитуды волнового поля в начале и конце k-го периода: $E_1^{\pm}(z_k) = \hat{N}^{\pm} E_2^{\pm}(z_k + D)$, где $D = d_1 + d_2$ - период структуры. Если слои не поглощающие, матрица $\hat{N}^{\pm} = N_1^{\pm} N_2^{\pm}$ унимодулярна и ее определитель равен единице. Связь между волновыми полями в плоскостях, отстоящих друг от друга на целое число периодов , определяется матрицей преобразования $(\hat{N}^{\pm})^n$ [69].

Как правило, резонаторная магнитогиротропная структура предполагает включение между боковыми немагнитными ФК-зеркалами, инвертированными относительно друг друга, магнитного слоя. С точки зрения дефектности подобная структура содержит магнитный дефект внедрения, а также дефект инверсии, который заключается в изменении порядка следования слоев в одной из двух частей структуры. Дефект инверсии структуры можно определить следующими двумя формулами: $S = (N_1N_2)^a(N_2N_1)^b$, $S = (N_2N_1)^a(N_1N_2)^b$, где величина $a + b$ задает полное число периодов в структуре. Инвертированному периоду отвечает передаточная матрица, элементы которой связаны с элементами матрицы нормального периода соотношением $\overline{N}^{\pm}_{\alpha\beta} = N^{\pm}_{3-\beta,3-\alpha}$, где $\alpha,\beta = 1{,}2$.

Тензор диэлектрической проницаемости намагниченного до насыщения вдоль оси OZ магнитного слоя имеет отличные от нуля компоненты $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_f$, $\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = i\varepsilon_a$ и $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_0$. Передаточная матрица этого слоя для каждой из собственных циркулярных волн, распространяющихся вдоль намагниченности, может быть представлена в виде:

$$\hat{M}^{\pm} = \begin{pmatrix} \cos(k_{\pm}d_f) & \pm(k_0/k_{\pm})\sin(k_{\pm}d_f) \\ \mp(k_{\pm}/k_0)\sin(k_{\pm}d_f) & \cos(k_{\pm}d_f) \end{pmatrix}, \tag{4.5}$$

где d_f - толщина слоя, $k_{\pm} = k_0\sqrt{\varepsilon \pm \varepsilon_a}$, $k_0 = \omega/c$, ω и c - частота и скорость волны в вакууме. При этом представляют интерес резонаторные структуры двух типов: $\hat{S}^{\pm} = (N_1N_2)^a M^{\pm}(N_2N_1)^b$ и $\hat{S}^{\pm} = (N_2N_1)^a M^{\pm}(N_1N_2)^b$, где a и b число периодов в боковых ФК-зеркалах. Для находящейся в вакууме ФК структуры амплитудный и энергетический коэффициенты прохождения определяются через элементы матрицы $\hat{S}^{\pm}$:

$$t^{\pm} = \frac{E_t^{\pm}}{E_0^{\pm}} = \frac{2}{S_{11}^{\pm} + S_{12}^{\pm} + S_{21}^{\pm} + S_{22}^{\pm}}, \qquad T^{\pm} = |t^{\pm}|^2. \tag{4.6}$$

Для непоглощающей структуры в соответствии с законом сохранения энергии энергетический коэффициент отражения $R_n^{\pm} = 1 - T_n^{\pm}$.

Численный анализ спектров пропускания, фарадеевского вращения и распределения плотности энергии волнового поля проводился для ФК структур с комбинацией дефектов инверсии и внедрения. Рассматривались структуры, у которых слои ФК-зеркал выполнены на основе материалов GGG с $\varepsilon_1 = 3.71$ и SiO_2 с $\varepsilon_2 = 2.25$ (слои N_1 и N_2 соответственно), магнитный дефект - из $Bi:YIG$ с диагональной и недиагональной компонентами тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon = 4.75$, $\varepsilon_a = 0.003$ (слой M). Толщины указанных слоев подбирались такими ($d_1 = 258.3\ nm$ и $d_2 = 201.2\ nm$), чтобы их оптические толщины были одинаковыми, т.е. $n_1 d_1 = n_2 d_2 = d_0 = 387.5\ nm$, где $n_j = \sqrt{\varepsilon_j}$ - показатели преломления соответствующих слоев. Толщина дефектного магнитного слоя выбиралась такой, чтобы его оптическая толщина $n_f^{\pm} d_f = \alpha d_0$, где $n_f^{\pm} = \sqrt{\varepsilon \pm \varepsilon_a}$ - показатели преломления соответствующих собственных волн в магнитном слое. При этом выбор толщины магнитного слоя d_f зависит от типа циркулярной поляризации распространяющейся волны. Однако различие d_f^+ и d_f^- мало (в силу малого различия величин n_f^+ и n_f^-) и под толщиной магнитного слоя далее будем понимать величину $d_f = (d_f^+ - d_f^-)/2$.

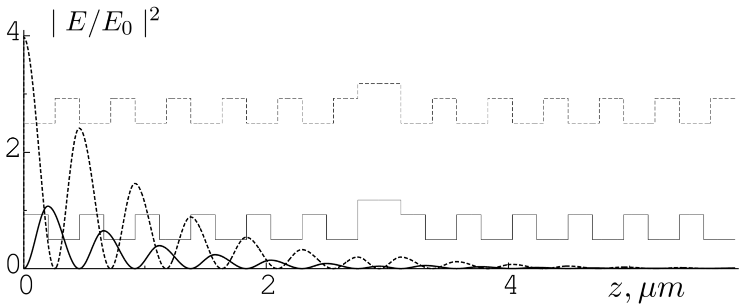


Рисунок 4.26 — Распределение волнового поля в неинвертированных ФКС с дефектом внедрения: $(N_1N_2)^6M(N_1N_2)^6$ и $(N_2N_1)^6M(N_2N_1)^6$ — сплошная и пунктирная линии.

Необходимость для формирования резонаторной структуры инверсии одной из ее частей иллюстрируется представленным на рис.4.26 распределением волнового поля в структурах $(N_1N_2)^6M(N_1N_2)^6$ и $(N_2N_1)^6M(N_2N_1)^6$ (сплошная и пунктирная кривые), содержащих только один дефект – магнитный слой толщиной $2d_0$. На рисунке тонкой сплошной и пунктирной линиями схематично показаны профили показателя преломления соответствующих структур. Видно, что отсутствие дефекта инверсии приводит к тому, что поле слабо проникает в структуру и не локализуется на дефекте. Объясняется это невыполнением фазовых соотношений, характерных для резонатора типа Фабри-Перо, в случае указанного порядка слоев в структуре.

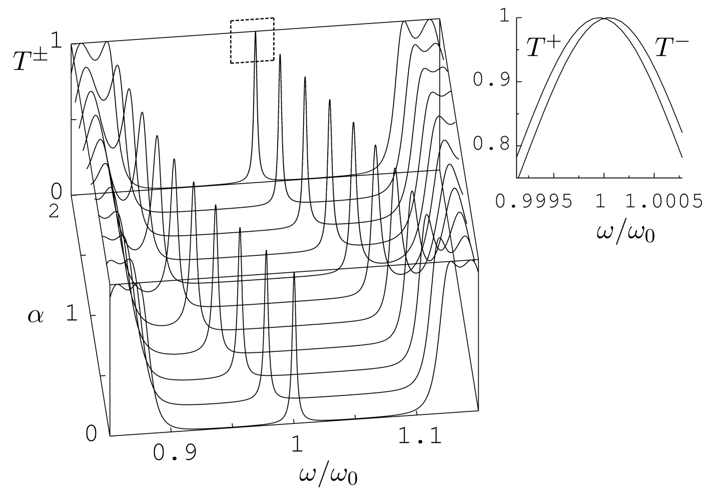


Рисунок 4.27 — Спектры пропускания циркулярно-поляризованных волн для ФКС $(N_1N_2)^aM(N_2N_1)^a$ с $a = 10$ и при разных толщинах дефектного слоя.

На рис.4.27 представлены спектры пропускания $T^{\pm}(\omega)$ для собственных циркулярно-поляризованных волн ФК структуры $(N_1N_2)^aM(N_2N_1)^a$ с $a = 10$. Спектры, включающие только первую зону непропускания бездефектного ФК, построены для различных значений толщины магнитного дефектного слоя. Центральная частота первой зоны непропускания равна $\omega_0 = 1.21 \cdot 10^{15}\ s^{-1}$. Из рисунка следует периодический характер формы спектра по толщине дефектного слоя с периодом повторения $2d_0$. При значении параметра α, кратном 2, спектральная линия дефектной моды располагается строго в центре зоны непропускания. Увеличение параметра α ведет к сужению дефектной спектральной линии. При значении $\alpha \neq 2,\ 4$ положение дефектной моды смещено относительно частоты ω_0. Отметим, что в пределах графической точности спектры для обеих циркулярных поляризаций сливаются в одну линию. Поэтому на вставке приведена область, выделенная на рисунке пунктиром. При большем увеличении видно, что максимумы дефектных спектральных линий право- и лево-поляризованной волн зависимости $T^{\pm}(\omega)$ симметрично сдвинуты относительно частоты ω_0 на величину $\Delta\omega^{\pm} \approx \mp 0.001\omega_0$.

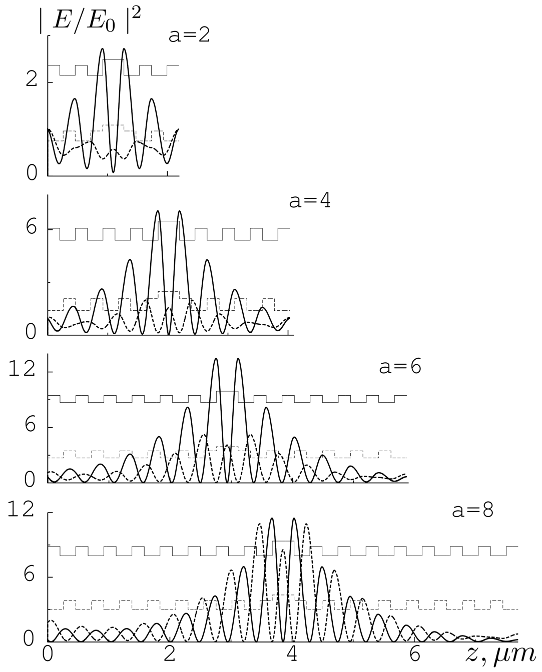


Рисунок 4.28 — Распределение нормированной плотности энергии в структурах $(N_1N_2)^aM(N_2N_1)^a$ и $(N_2N_1)^aM(N_1N_2)^a$ при $a = 2, 4, 6, 8$ и $\alpha = 2$.

На рис.4.28 для двух типов рассматриваемых дефектных ФК структур $(N_1N_2)^aM(N_2N_1)^a$ и $(N_2N_1)^aM(N_1N_2)^a$ представлено распределение вдоль оси структуры нормированной плотности энергии $|E^{\pm}/E_0^{\pm}|^2$, отвечающее частоте ω_0. Сплошная линия соответствует распределению поля в структуре первого типа, пунктирная – в структуре второго типа. Число периодов в каждом из ФК-зеркал $a = 2, 4, 6, 8$, оптическая толщина магнитного дефекта выбрана равной удвоенной оптической толщине слоев ($n_f^{\pm}d_f = 2d_0$). На рисунке тонкой сплошной и пунктирной линиями схематично показаны профили показателя преломления соответствующих структур. Видно, что характер распределения и степень локализации поля на дефекте существенно зависят от типа дефектной структуры. Так, в структуре $(N_1N_2)^aM(N_2N_1)^a$ при любом количестве полных периодов в ФК-зеркалах поле максимально локализуется на границах магнитного (дефектного) слоя, а в центре этого слоя реализуется минимальное значение плотности энергии. Для структуры $(N_2N_1)^aM(N_1N_2)^a$ в центре магнитного слоя реализуется локальный максимум плотности энергии, который с увеличением параметра a также растет. На границах дефектного слоя реализуются минимумы локализации поля. Соседние максимумы с наибольшим значением поля вытесняются из дефектного слоя и достигаются внутри соседних с дефектным слоем ФК ячеек (на границах раздела слоев, составляющих период). При этом степень локализации поля в этой структуре в целом оказывается меньше, чем в структуре первого типа.

4.3.3 Подавление дефектной моды в структуре с магнитным дефектом в области ферромагнитного резонанса

Эффективное управление фотонным спектром [277; 281; 290]. с помощью внешнего магнитного поля возможно в ФКС, содержащей магнитоактивный дефект [146; 291; 292]. Резонансный отклик магнитной проницаемости дефекта на высокочастотное поле распространяющейся волны в области магнитного резонанса может существенно модифицировать спектральную линию дефектной моды вплоть до полного ее подавления. В данном пункте представлены результаты исследования спектров отражения [252; 293–295] и прохождения одномерной ФКС с магнитным дефектом и возможности подавления дефектной моды в области магнитного резонанса дефекта.

В геометрии $\mathbf{L_{tt}}$ исследуем симметричную ФКС в виде резонатора Фабри-Перо со слоем однородно намагниченного магнетика толщиной L_m [252; 293–295].

Для моделирования высокочастотных свойств ФКС воспользуемся следующими значениями диэлектрической проницаемости слоев ФК - зеркал и дефекта: $\varepsilon_1 = 25$, $\varepsilon_2 = 10$ (диэлектрические материалы МСТ25 и МСТ10) и $\varepsilon_m = 15.1$ (легированный иттриевый феррит-гранат 10СЧ6Б) [200]. Толщину слоев будем выбирать так, чтобы оптические толщины слоев ФК - зеркал были одинаковыми, т.е. $L_1\sqrt{\varepsilon_1} = L_2\sqrt{\varepsilon_2} = L_0$, а оптическая толщина магнитного слоя бралась равной удвоенной оптической толщине диэлектрических слоев, т.е. $< \mu_\perp^{'} > \varepsilon_m L_m = 2L_0$, где значение $< \mu_\perp^{'} >= 2.57$ (среднее значение магнитной проницаемости на частоте магнитного резонанса).

На рис.4.29 приведены зависимости действительной части эффективной проницаемости магнетика от частоты для значений подмагнитного поля $H_0 =$

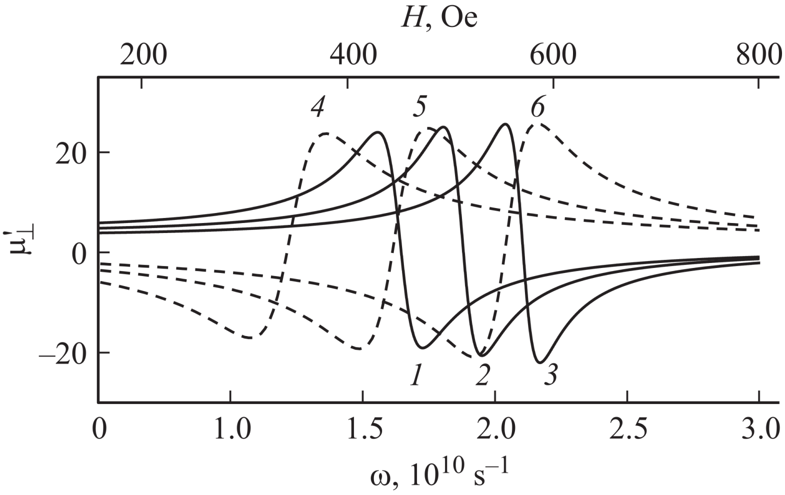


Рисунок 4.29 — Частотная (сплошные) и полевая (штриховые линии) зависимости действительной части эффективной проницаемости магнетика. Кривые $1-3$ соответствуют трем различным значениям подмагничивающего поля, кривые $4-6$ — трем значениям частоты (см. текст).

$(400,\ 500,\ 600)\ Oe$ (сплошные кривые 1-3), а также от величины подмагничивающего поля для трех значений частоты $\omega = (1.5,\ 1.75,\ 2.0)\cdot 10^{10}\ s^{-1}$ (пунктирные кривые 4-6). Вычисления проводились для магнетика параметрами $4\pi M_0 = 1780\ G$, $\alpha = \Delta H/H_0$ и $\Delta H = 15\ Oe$. Для каждого значения подмагничивающего поля имеется свое значение резонансной частоты, а каждой частоте – резонансное значение магнитного поля. Увеличение поля приводит к сдвигу резонанса в область более высоких частот, а увеличение частоты – в область больших полей. Рассматриваемое свойство МФК обеспечивает близость частоты магнитного резонанса к частоте дефектной моды в фотонной запрещенной зоне.

На рис.4.30 представлен спектр отражения бездефектной структуры $(M)^{20}$ с толщинами слоев $L_d = 1.49\ cm$ и $L_m = 1.21\ cm$. Оптическая толщина диэлектрических слоев $L_{0d} = L_d\sqrt{\varepsilon_d\mu_d} \simeq 4.71\ cm$ и толщина слоя магнитного материала должна быть выбрана в соответствие с оптической глубиной $L_{0m} = L_m\sqrt{\varepsilon_m\mu_m}$ при значении $\mu_m = 1$. На рис.4.30a показан спектр отражения для ТМ волны, которая практически не имеет частотной дисперсии величины $\mu_j = 1$ во всем диапазоне. Этот спектр имеет все особенности, характерные для одномерной диэлектрической структуры ФК [294; 295]. На рис.4.30b приведены спектры отражения ТЕ волны, на вид которых оказывает существенное влияние частотная зависимость эффективной МП $\mu_\perp$. Спектры отвечают значению внешнего поля $H_0 = 300\ Oe$, а также наличию магнитного затухания ($\alpha = 0.05$, черная линия) и его отсутствию ($\alpha = 0$, серая линия). Видно, что

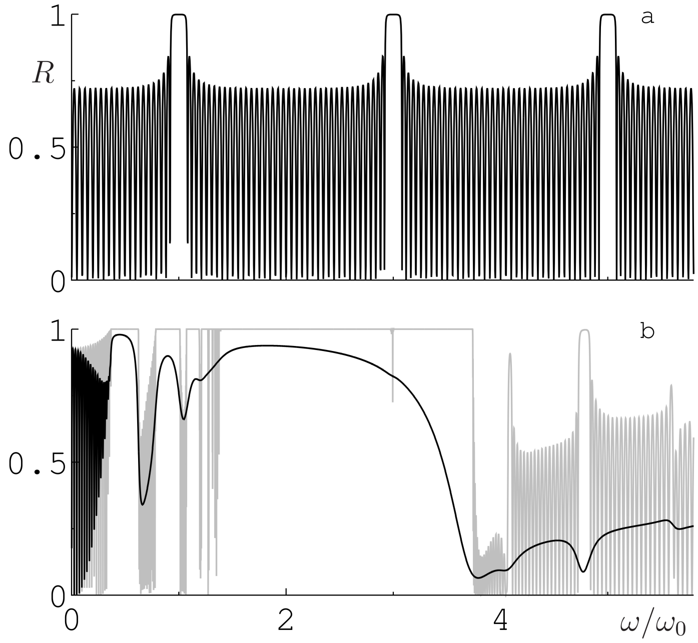


Рисунок 4.30 — Спектр отражения структуры $(M)^{20}$ с толщинами слоев $L_d = 1.49\ cm$ и $L_m = 1.21\ cm$ с учетом и без учета влияния внешнего поля $H_0 = 0.3\ kOe$ (а и b), $\omega_0 = 10^{10}\ s^{-1}$.

наличие затухания приводит к уменьшению максимальных значений коэффициента R, по сравнению с его значениями при отсутствии затухания. В обоих случаях сравнение спектров ТЕ волны со спектром ТМ волны указывает на их существенную трансформации.

На рис.4.31 приведены спектры коэффициента отражения ТЕ моды для структур $(M)^5 N_m (\overline{M})^5$ и $(\overline{M})^5 N_m (M)^5$ (сплошная и пунктирная линии) для значений магнитной проницаемости $< \mu'_{\perp} >= 1,\ 2.57$ (a, b). Указанные зависимости относятся к первой фотонной зоне непропускания с центральной частотой $\omega_0 = 1.88 \cdot 10^{10}\ s^{-1}$, отвечающей структуре с толщинами слоев $L_1 \cong 7.72\ mm$, $L_2 \cong 4.88\ mm$ и $L_m \cong (1.26,\ 7.8)\ mm$ (a и b соответственно). При этом оптическая толщина $L_0 \cong 24{,}4\ mm$. Положение и ширина дефектной минизоны в спектре значительно зависит от порядка чередования слоев в ФК-зеркалах и от значения $< \mu'_{\perp} >$. При значении $< \mu'_{\perp} >= 1$, отвечающем немагнитному дефекту $(< \mu''_{\perp} >= 0)$, частоты дефектных мод для обоих структур совпадают, но ширина спектральной линии дефектной моды больше для структуры $(\overline{M})^5 N_m (M)^5$, у которой имеет место повышенное значение диэлектрической проницаемости в области дефекта. Для немагнитного дефекта резонанс отсутствует и на частоте ω_0 проявляется дефектная мода, для которой коэффициент отражения практически равен нулю. В случае $< \mu'_{\perp} >= 2.57$ в спектрах вышеуказанных структур

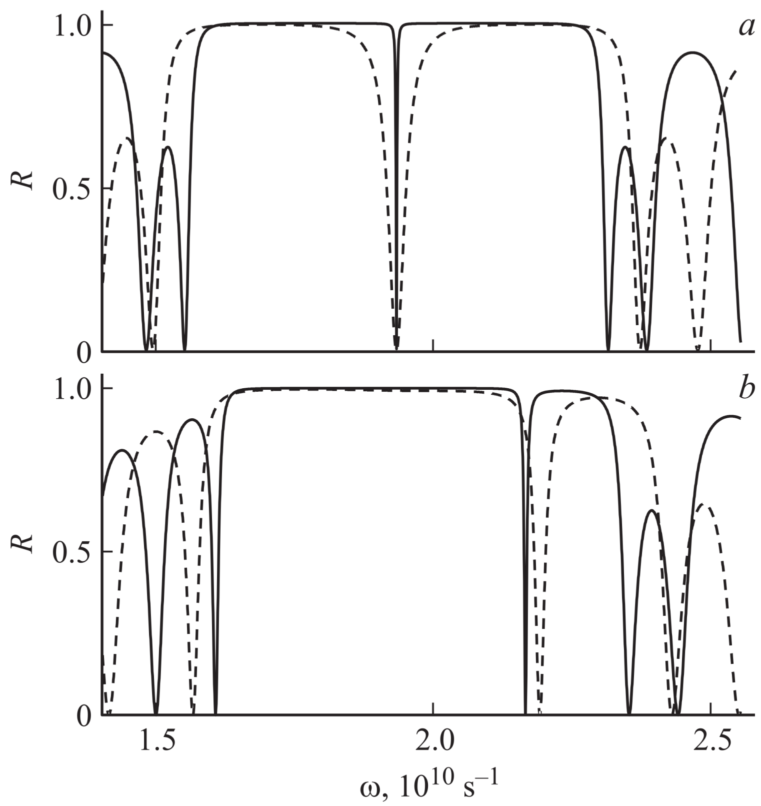


Рисунок 4.31 — Частотные зависимости коэффициента отражения для структур $(M)^5N_m(\overline{M})^5$ (сплошная) и $(\overline{M})^5N_m(M)^5$ (штриховая линия) с $\mu_m = 1$ и $L_m \cong 12.6$ (a) и $7.8\ mm$ (b).

спектральные линии дефектных мод смещены относительно частоты ω_0 в область более высоких частот и не совпадают как по ширине, так и по частоте.

На рис.4.32 и 4.33 приведены спектры отраждения и прохождения (сплошная и пунктирная линии) для структур $(M)^5N_m(\overline{M})^5$ и $(\overline{M})^5N_m(M)^5$, полученные для различных значений поля H_0. При значении поля $H_0 = 0.2\ kOe$ резонансная частота $\omega_r = 1.1 \cdot 10^{10}\ s^{-1}$ и спектры отвечают случаю, когда фотонная запрещенная зона совпадает с областью металлического отражения, для которой значения $\mu_\perp^{'}$ являются отрицательными (a). При значении $H_0 = 0.5\ kOe$, $\omega_r = 1.88 \cdot 10^{10}\ s^{-1}$ и запрещенная зона совпадает с областью резонансного поглощения (b). В исследуемой ситуации наблюдается эффективное подавление дефектной моды, причем для структуры второго типа падавление оказывается более полным. Важным результатом является практическое отсутствие проходящей через структуру волны даже там, где коэффициент отражения меньше единицы. Это означает, что практически все проходящее в структуру излучение поглощается в дефектном слое. При $H_0 = 1.0\ kOe$ частота $\omega_r = 2.93 \cdot 10^{10}\ s^{-1}$ и значительно превышает частоту ω_0, поэтому запрещенная зона совпадает с областью прозрачности, для которой значения $\mu_\perp^{'}$ положительны, а $\mu_\perp^{''}$ мало (c).

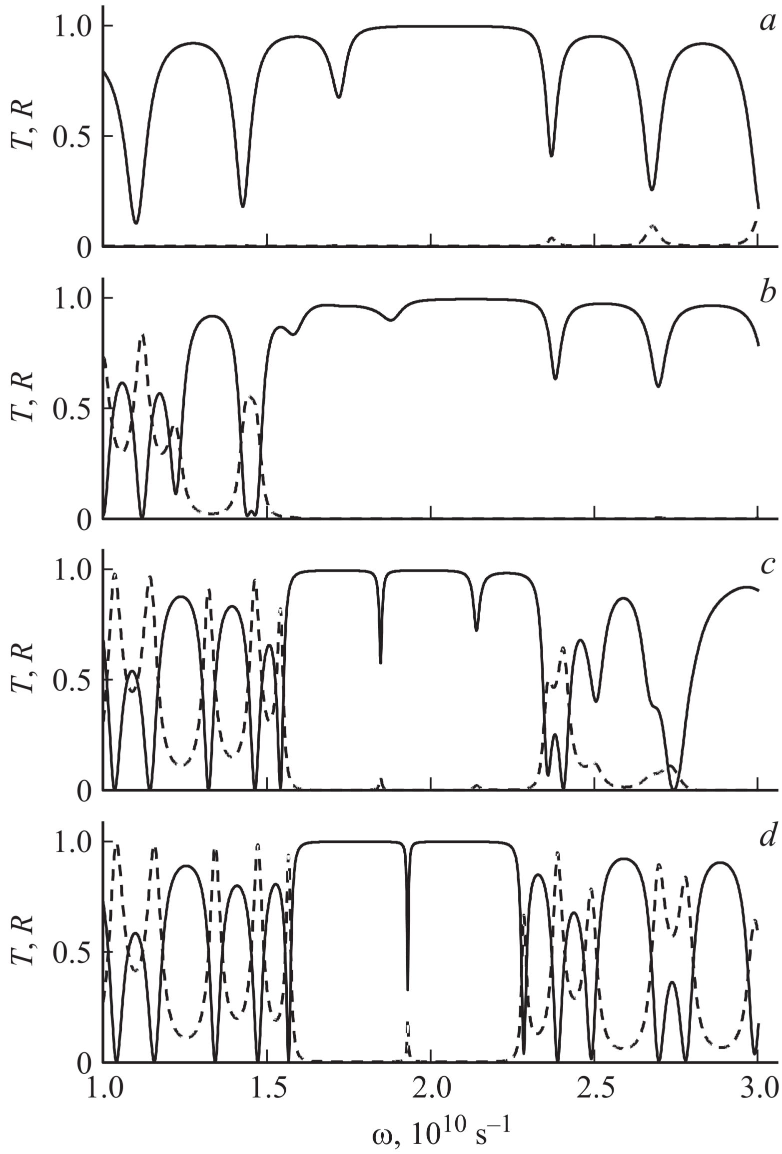


Рисунок 4.32 — Частотные зависимости коэффициента прохождения (сплошная) и отражения (штриховая линия) структуры $(M)^5 N_m (\overline{M})^5$, $H_0 = 0.2$ (a), 0.5 (b), 1.0 (c) и 1.5 kOe (d).

В этом случае в запрещенной зоне наблюдается узкие области, в которых коэффициент отражения не равен единице, но практически все проходящее в ФКС излучение поглощается в дефектном слое. При $H_0 = 1.5\ kOe$, $\omega_r = 3.9 \cdot 10^{10}\ s^{-1}$ показана ситуация, отвечающая равенству $\mu_{\perp}^{'} =< \mu_{\perp}^{'} >$, при этом дефектная мода находится в центре запрещенной зоны (d). Последующее увеличение внешнего магнитного поля приводит к смещению резонансной частоты в сторону оптического диапазона частот, при этом величина $\mu_{\perp}^{'}$ становится меньше $< \mu_{\perp}^{'} >$ и дефектная мода смещается в сторону высокочастотного края запрещенной зоны.

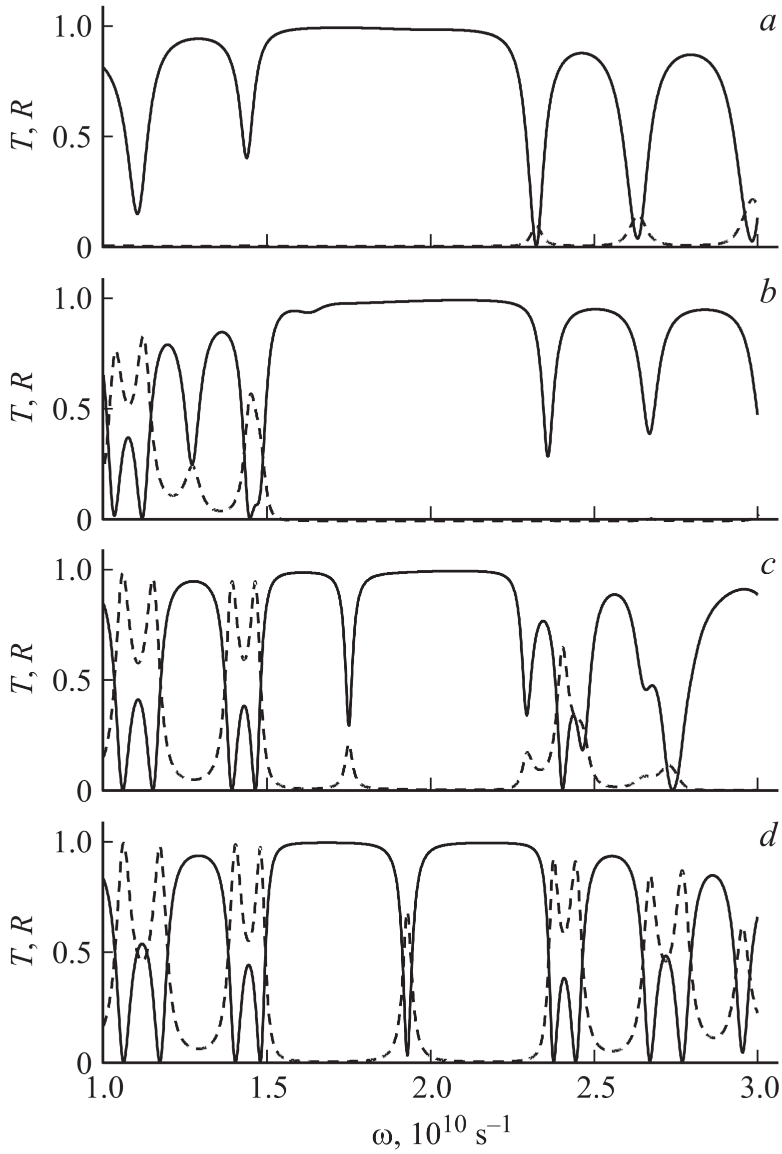


Рисунок 4.33 — Частотные зависимости коэффициента прохождения (сплошная) и отражения (штриховая линия) структуры $(\overline{M})^5 N_m (M)^5$, $H_0 = 0.2$ (a), 0.5 (b), 1.0 (c) и 1.5 kOe (d).

Показанна возможность эффективного управления волновыми свойствами фотонного кристалла с магнитным дефектом с помощью внешнего магнитного поля. Продемонстрированно практически полное подавление дефектной TE моды при совпадении частоты магнитного резонанса с частотной областью фотонной запрещенной зоны. В случае распространения TM волны в рассматриваемой структуре магнитный резонанс в дефектном слое отсутствует, поэтому управления ее волновыми характеристиками с помощью внешнего магнитного поля не происходит. Дефектная мода, являющаяся магниточувствительной в случае ее TE поляризации, становится немагниточувствительной в случае TM поляризации, т.е дефектная мода в указанной структуре является поляризационно-чувствительной. Выявленные эффекты могут быть положены в основу создания таких устройств управления излучением СВЧ диапазона, как модуляторы, фильтры, переключатели.

Выводы к главе 4

Основные результаты данной главы опубликованы в работах [10; 148; 296–301] и сводятся к следующему:

– приведена классификация одиночных дефектов одномерных ФКС; положение и интенсивность дефектной минизоны существенно зависят от типа дефекта в структуре; увеличение числа дефектов в структуре ведет к увеличению числа дефектных минизон в ФЗЗ, положение и интенсивность минизон зависят от расстояния между дефектами;

– при условии равных оптических толщин слоев в ФК максимум пропускания всегда располагается в центре ФЗЗ, при этом симметричность расположения дефекта в структуре ведет к максимальному значению коэффициента пропускания в дефектной моде; структуры, содержащие дефект инверсии с низким значением ДП (электрическое поле преимущественно локализуется в центре дефектного слоя), имеют узкую минизону пропускания, а у структур, содержащих дефект с высоким значением ДП (электрическое поле локализуется на границах дефектного слоя), минизона значительно шире; уменьшение ДП дефекта внедрения и увеличение толщины дефекта ведет к увеличению значения поля в области дефекта; структуры, содержащие сочетание дефектов инверсии и внедрения, способны к более высокой степени локализации волнового поля в области дефекта, чем структуры, содержащие только дефект инверсии;

– выявлены ранее неизвестные особенности перестройки спектра ФК резонаторной структуры с высоким значением ДП резонаторного слоя, материалом которого может служить сегнетоэлектрик (например, $SrTiO_3$); показано, что при наличии в симметричной ФК структуре дефектного слоя со значением ДП, во много раз превосходящим проницаемости слоев в диэлектрических зеркалах, возможен существенный спад коэффициента прохождения в ФЗЗ и вне ее; показано управление положением пика пропускания (дефектной моды) с помощью внешнего электрического поля; существенная зависимость ДП сегнетоэлектрика от температуры позволяет также управлять фотонным спектром с помощью температуры;

– для ФКС с магнитным дефектом продемонстрированно 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.

Глава 5. Поляризационные и интерференционные эффекты в плоско-слоистых структурах

5.1 Гигантское Фарадеевское вращение в одномерном фотонном кристалле с магнитным дефектом

Среди многочисленных магнитофотонных структур особый интерес представляет структура типа резонатора Фабри-Перо, представляющая собой слой магнитного диэлектрика, помещенный между немагнитными диэлектрическими ФК-зеркалами [4; 8; 9; 59; 60; 249—251; 302—304]. Магнитный слой в подобной ФК-структуре выступает в роли оптической микрополости, на которой можно локализовать поле световой волны как на дефекте периодической структуры, в результате чего значительно усиливаются магнитооптические эффекты. В частности, в работах [251; 302] показано, что поворот плоскости поляризации пошедшего через ФК-структуру излучения (эффект Фарадея) увеличивается почти на два порядка по сравнению с изолированным магнитным слоем той же толщины.

Однако в указанных работах анализ проводился только для симметричных структур, у которых число полных периодов в боковых ФК-зеркалах одинаково, и только для одного из двух возможных типов структур, у которой магнитный слой граничит со слоями с большим показателем преломления. В связи с этим в настоящей работе исследуются спектры пропускания и угла фарадеевского вращения, а также распределение плотности энергии волнового поля по структуре, проявляющиеся у ФКС при формировании в ней двойного дефекта – внедрения и инверсии [10]. Проводится исследование обоих типов структур как с симметричными, так и с несимметричными ФК-зеркалами. При этом показано, что в несимметричном случае, а также в случае, когда магнитный слой находится в контакте со слоями с меньшим показателем преломления, можно добиться большей степени локализации волнового поля на дефекте и большего фарадеевского вращения.

В настоящей пункте исследуются спектры пропускания и угла фарадеевского вращения, проявляющиеся в ФК-структуре при формировании в ней двойного дефекта – внедрения и инверсии [305]. Проводится исследование структур с симметричными ФК-зеркалами. Показано, что в случае, когда магнитный слой находится в контакте со слоями с меньшим показателем преломления, можно добиться большего угла поворота плоскости поляризации проходящего через ФК-структуру излучения [5].

5.1.1 Спектры угла фарадеевского вращения

В геометрии $\mathbf{L}_{\mathrm{ll}}$ с материальными параметрами [306] при падении на структуру линейно-поляризованной волны для прошедшей волны в общем случае имеет место поворот плоскости поляризации (эффект Фарадея) и эллиптичность. Полный угол поворота и эллиптичность прошедшей волны в этом случае определяются выражениями:

$$\Theta_F = (\varphi_t^- - \varphi_t^+)/2, \qquad Э_F = (|t^+| - |t^-|)/(|t^+| + |t^-|), \tag{5.1}$$

где $\varphi_t^\pm$ и $|t^\pm|$ - фазы и амплитуды комплексных амплитудных коэффициентов прохождения волн правой и левой круговой поляризации $t^\pm = |t^\pm| \exp{(i\varphi_t^\pm)}$. В отсутствие кругового дихроизма $|t^-| = |t^+|$, поэтому $Э_F = 0$ и поляризация прошедшей через ФК структуру волны является линейной.

На рис.5.1 представлены частотные зависимости угла поворота плоскости поляризации $\Theta_F(\omega)$ прошедшей через рассматриваемые ФК структуры линейно-поляризованной волны, полученные в окрестности частоты ω_0. Оптическая толщина магнитного дефекта выбрана равной одной $(\alpha = 1)$ и удвоенной $(\alpha = 2)$ оптической толщине слоев. Увеличение числа периодов по краям от магнитного слоя $(a = 4,\ 6,\ 8)$ приводит к увеличению полного угла фарадеевского вращения на структуре. Особенностью приведенных спектров является различие числа пиков зависимости $\Theta_F(\omega)$ в окрестности частоты ω_0. Для структуры с $n_f^\pm d_f = d_0$ таких пиков два, а для структуры с $n_f^\pm d_f = 2d_0$ пик один. В последнем случае структура, в которой магнитный слой граничит со слоями с меньшим показателем преломления (сплошная линия), дает большее фарадеевское вращение по сравнению со структурой, в которой магнитный слой граничит со слоями с большим показателем преломления (пунктирная линия). При этом для структуры, в которой оптическая толщина магнитного слоя равна d_0, величина Θ_F^{max} практически на порядок меньше, чем для структуры с оптической

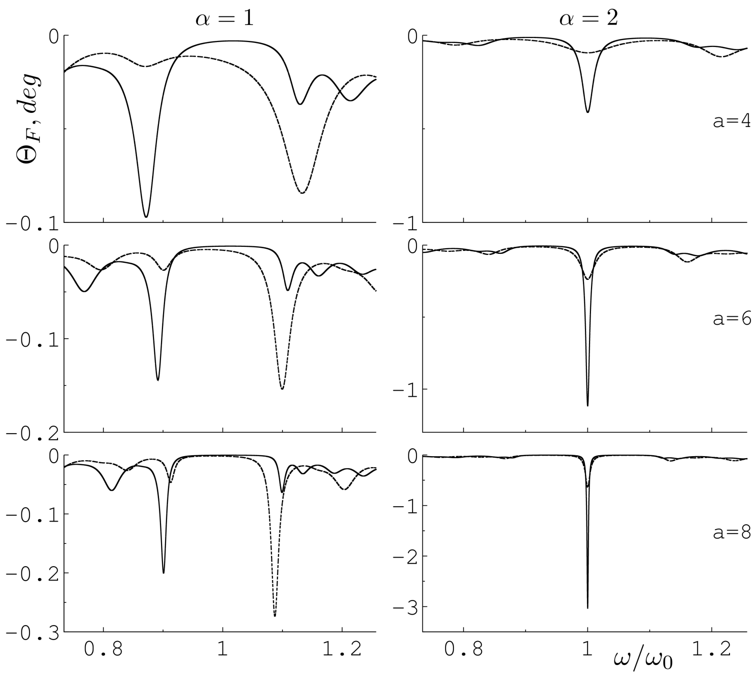


Рисунок 5.1 — Спектры угла фарадеевского вращения $\Theta_F(\omega)$ для структур $(N_1N_2)^a M(N_2N_1)^a$ и $(N_2N_1)^a M(N_1N_2)^a$ (сплошная и пунктирная линии) при $\alpha = 1$ и $\alpha = 2$, $a = 4$, 6, 8.

толщиной магнитного слоя $2d_0$. Именно поэтому структуры с оптической толщиной магнитного слоя $n_f^{\pm} d_f = \alpha d_0$ и четными α представляют наибольший интерес с точки зрения реализации их высокой магнитооптической активности.

В табл.4 приведены максимальные значения плотности энергии $|E/E_0|^2$ волнового поля, полного угла поворота плоскости поляризации Θ_F и удельного фарадеевского вращения θ_F, достигаемые в рассматриваемых структурах с оптической толщиной магнитного слоя $2d_0$ при различных значениях параметра a. Для структуры первого типа максимум локализации поля наблюдается при меньшем числе периодов $(a = 7)$ в ФК-зеркалах, чем в структуре второго типа $(a = 9)$. При этом, величина этого максимума в первой структуре выше, чем во второй.

Существенно выше для структуры первого типа оказывается также величина угла фарадеевского вращения, которая с ростом числа периодов в ФК-зеркалах растет. Интересным представляется тот факт, что максимальное удельное фарадеевское вращение $\theta_F = \Theta_F/d_f$ на структурах обоего типа с увеличением числа периодов в ФК-зеркалах растет нелинейно. Отметим, что полный поворот плоскости поляризации на изолированном магнитном слое вблизи частоты ω_0 определяется выражением

$$\Theta_F = \frac{\omega_0}{2c}(n^+ - n^-)d_f = \frac{\omega_0}{2c}\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon}\alpha d_0. \tag{5.2}$$

Таблица 4 — Максимальные значения величин $|E/E_0|^2$, Θ_F (deg) и θ_F (deg/nm).

a	4	5	6	7	8	9	10
$(N_1N_2)^aM(N_2N_1)^a$	7.1	10.5	13.6	14.1	11.5	7.9	5.1
	-0.41	-0.68	-1.11	-1.84	-3.03	-4.99	-8.2
	-0.0012	-0.0019	-0.003	-0.005	-0.0085	-0.014	-0.023
$(N_2N_1)^aM(N_1N_2)^a$	1.9	3.3	5.2	7.9	10.9	12.2	10.7
	-0.096	-0.15	-0.24	-0.39	-0.64	-1.05	-1.75
	-0.0003	-0.0004	-0.0007	-0.001	-0.0018	-0.0029	-0.0049

На рис.5.2 приведена зависимость угла Θ_F от частоты и толщины изолированного магнитного слоя, из которого следует, что при $\alpha = 2$ имеем $\Theta_F \approx 5.7 \cdot 10^{-2}$ deg и $\theta_F = 1.6 \cdot 10^{-4}$ deg/nm. Эти значения существенно меньше угла поворота для ФК структуры с той же толщиной магнитного слоя. В отсутствие зависимости от частоты параметров ε и ε_a частотная зависимость угла фарадеевского вращения для изолированного слоя имеет линейный характер, что для реальных магнетиков может быть справедливо лишь в достаточно узких окнах прозрачности.

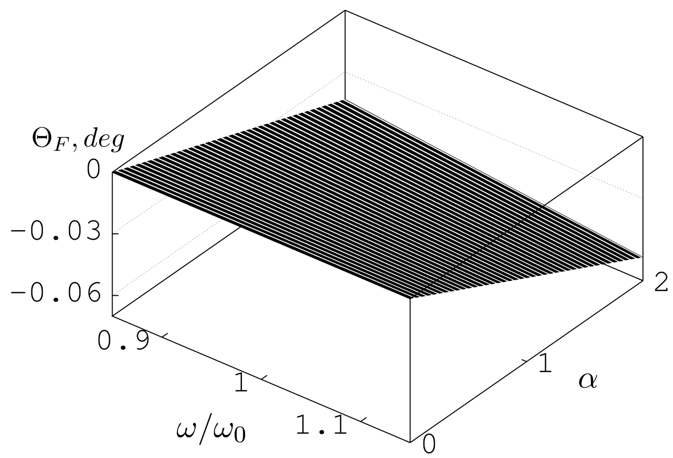


Рисунок 5.2 — Спектры угла фарадеевского вращения $\Theta_F(\omega)$ для изолированного магнитного слоя при различных его оптических толщинах.

Важным для практических приложений и исследований нелинейных явлений в подобных структурах является тот факт, что максимальная степень локализации поля достигается не в симметричных структурах, которые исследуются в известных авторам работах. В структуре с полным числом периодов в ФК-зеркалах $a + b = 12$ и оптической толщине дефектного слоя $2d_0$ при его смещении ко входному краю структуры степень локализации поля достигает максимального значения в структурах $(N_1N_2)^4M(N_2N_1)^8$ и $(N_2N_1)^5M(N_1N_2)^7$. Видно, что для рассматриваемых структур первого типа, у которых магнитный дефект окружен слоями с меньшим показателем преломления, максимум плотности поля смещается на два периода от середины структуры к ее входу. Для структур второго типа, у которых магнитный дефект окружен слоями с большим показателем преломления, максимум плотности поля смещается на один период влево от середины структуры. В табл.5 приведены максимальные значения плотности энергии волнового поля $|E/E_0|^2$ и угла поворота плоскости поляризации Θ_F прошедшей через структуру волны при различных значениях параметров a и b при $a+b=12$ и $\alpha=2$. Важно, что полный угол фарадеевского вращения оказывается максимальным в структурах с симметричными ФК-зеркалами.

Таблица 5 — Максимальные значения величин $|E/E_0|^2$ и Θ_F (deg).

a	3	4	5	6	7
b	9	8	7	6	5
$(N_1N_2)^aM(N_2N_1)^b$	15.21	19.34	19.05	13.58	6.97
	-0.48	-0.72	-0.98	-1.11	-0.98
$(N_2N_1)^aM(N_1N_2)^b$	4.38	6.12	6.83	5.24	2.52
	-0.10	-0.15	-0.21	-0.24	-0.21

На рис.5.3 представлено распределение нормированной плотности энергии волнового поля $|E/E_0|^2$ вдоль оси ФК структур рассматриваемых двух типов, полученные на частоте ω_0 для значений параметров $a=6$ и $\alpha=2,4,6$. Видно, что увеличение оптической толщины магнитного слоя на $2d_0$ приводит к добавлению одного максимума в распределении поля внутри магнитного слоя. При этом для структуры первого типа высота этих максимумов понижается, а для структуры второго типа - практически не меняется. Использование более тонкого магнитооптического слоя ведет к увеличению амплитуды поля не только на дефекте, но в ФКС в целом, что отмечалось и в работе [277].

На рис.5.4 представлены спектры фарадеевского вращения $\Theta_F(\omega)$, полученные для структур обоих типов с числом периодов $a=6$ в каждом из боковых ФК-зеркал и оптических толщинах магнитного слоя αd_0 при $\alpha=1,3,5$ и $\alpha=2,4,6$. Видно, что увеличение толщины магнитного слоя приводит практически к линейному росту полного угла поворота плоскости поляризации Θ_F при сохранении удельного вращения θ_F. При четных значениях параметра α

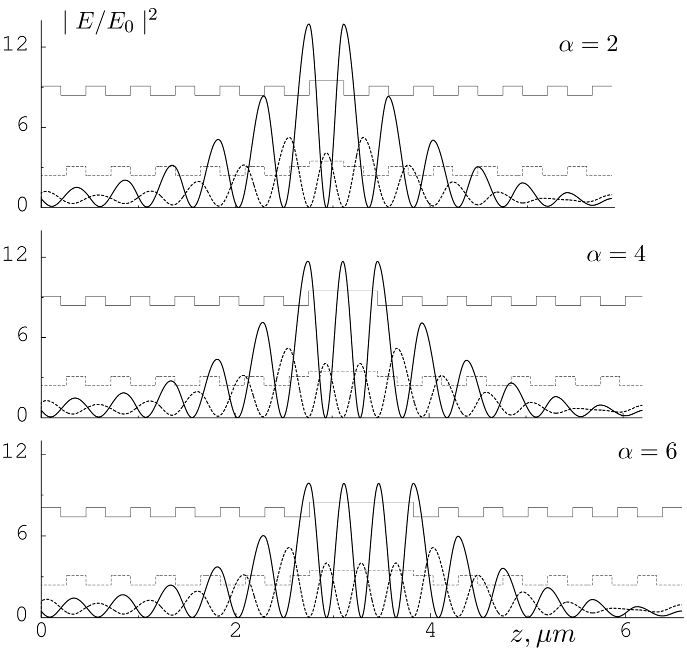


Рисунок 5.3 — Распределение нормированной плотности энергии для структур $(N_1N_2)^aM(N_2N_1)^a$ и $(N_2N_1)^aM(N_1N_2)^a$ при $a = 6$.

магнитоактивность ФК структуры на дефектной моде выше, чем при нечетных для обоих типов структур.

В результате проведенного анализа показано, что к увеличению угла фарадеевского вращения приводит не только увеличение толщины магнитного дефекта, но и симметричное увеличение количества периодов в конечных ФК, а также порядок следования слоев с большим и меньшим показателем преломления. В частности, увеличения угла фарадеевского вращения можно добиться, формируя дефект внедрения на дефекте инверсии с меньшей диэлектрической проницаемостью.

5.1.2 Увеличение угла фарадеевского вращения

Толщины слоев в диэлектрических зеркалах при численном анализе выбирались равными четверти длины волны в каждом из слоев: $d_1 = \lambda_0/4n_1$ и $d_2 = \lambda_0/4n_2$. Именно при такой толщине слоев отражение от ФК-зеркал максимально. Толщина магнитного слоя выбиралась равной $d = \xi d_0$, где $d_0 = \lambda_0/2n$. Здесь

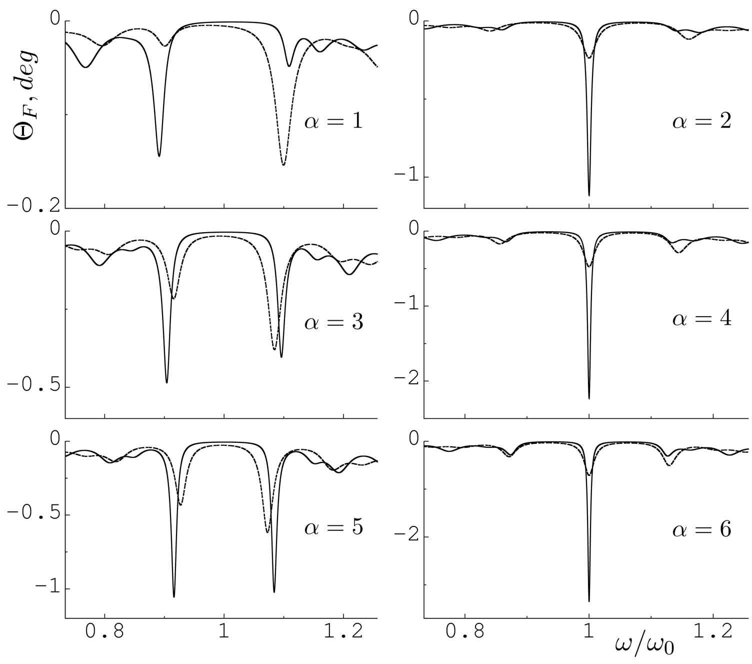


Рисунок 5.4 — Спектры угла фарадеевского вращения $\Theta_F(\omega)$ для структур $(N_1N_2)^aM(N_2N_1)^a$ и $(N_2N_1)^aM(N_1N_2)^a$ при $a = 6$.

показатели преломления (ПП) диэлектрических слоев $n_{1,2} = \sqrt{\varepsilon_{1,2}}$. Для магнитного слоя в геометрии продольного распространения ПП для двух собственных волн $n^{\pm} = \sqrt{\varepsilon \pm g}$. Так как величина ε комплексная, то и соответствующие ПП комплексные, т.е.

$$n^{\pm} = (n' - in'')^{\pm} = \sqrt{(\varepsilon' \pm g) + i\varepsilon''}. \tag{5.3}$$

С учетом (5.3) для действительной и мнимой частей ПП получаем:

$$\begin{gathered}(n')^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\sqrt{(\varepsilon' \pm g)^2 + (\varepsilon'')^2} + (\varepsilon' \pm g)\right]^{1/2},\\ (n'')^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\sqrt{(\varepsilon' \pm g)^2 + (\varepsilon'')^2} - (\varepsilon' \pm g)\right]^{1/2}.\end{gathered} \tag{5.4}$$

Так как различие между величинами $(n')^{+}$ и $(n')^{-}$ мало, то под ПП магнитного слоя далее будем понимать величину

$$n = \frac{1}{2}\left[(n')^{+} + (n')^{-}\right]. \tag{5.5}$$

Мнимая часть ПП связана с коэффициентом поглощения

$$\alpha_f = 2k_0\frac{(n'')^{+} + (n'')^{-}}{2} = \frac{2\pi}{\lambda_0}\left[(n')^{+} + (n')^{-}\right]. \tag{5.6}$$

Далее проведем численный анализ спектров пропускания и фарадеевского вращения плоскости поляризации проходящего через ФК структуру излучения. Для достижения больших углов вращения плоскости поляризации и более эффективного управления динамикой процесса распространения волн, как показал анализ, предпочтительной оказывается симметричная резонаторная структура с дефектами инверсии и внедрения: $S^{\pm} = (N_1N_2)^a M^{\pm}(N_2N_1)^a$.

Нами рассматривались структуры, у которых ФК-зеркала выполнены 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 6 [10; 277].

Таблица 6 — Параметры отдельного магнитного слоя на двух длинах волн.

$\lambda_0,\ \mu m$	ε'	ε''	g	$\theta_F^0,\ deg/cm$	$\alpha_f,\ 1/cm$
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.5.5 для структуры $(N_1N_2)^a M(N_2N_1)^a$ с параметром $a = 10$ представлены частотные зависимости модуля амплитудного коэффициента прохождения, полученные при различной толщине магнитоактивного дефектного слоя в области первой фотонной запрещенной зоны с центральной частотой $\omega_0 = 1.638 \cdot 10^{15}\ s^{-1}$, отвечающей длине волны $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 1.15\ \mu m$. В отсутствие дефектного магнитного слоя (при $\xi = 0$) спектры для право- и лево-поляризованных волн совпадают и вырожденная дефектная мода располагается строго в центре зоны. С появлением магнитного слоя и увеличением параметра ξ вырождение снимается, что ведет к разделению спектральных линий собственных волн $|t^{\pm}|$. В выбранном масштабе разделение спектральных линий оказывается в пределах графической точности и на рисунке этого разделения не видно. Отметим, что на длине волны $\lambda_0 = 1.15\ \mu m$ (в окне прозрачности) поглощение для чистого $Y_3Fe_5O_{12}$ очень мало ($\alpha = 0.1\ cm^{-1}$, для сравнения укажем, что при $\lambda_0 = 0.63\ \mu m$ параметр затухания $\alpha = 6.2 \cdot 10^3\ cm^{-1}$), поэтому при увеличении толщины дефектного слоя с периодом повторения $2d_0$ имеет

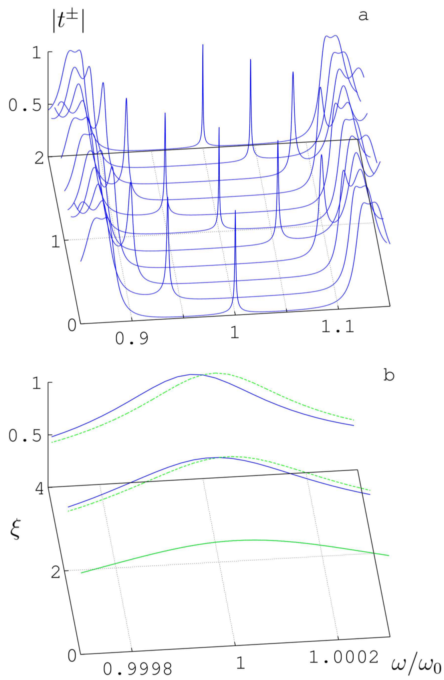


Рисунок 5.5 — Частотная зависимость модуля амплитудного коэффициента прохождения волны при различной толщине магнитного дефекта ξ (a) - в первой фотонной запрещенной зоне и (b) - в увеличенном масштабе по частоте дефектная мода. Длина волны излучения $\lambda = 1.15\ \mu m$, для структуры $(N_1N_2)^aM(N_2N_1)^a$, где $a = 10$.

место практически периодическое изменение формы спектра. На рис.5.5b зависимость величин $|t^{\pm}(\omega)|$ построена в увеличенном масштабе по частоте. При произвольной толщине дефектного слоя спектральные линии собственных мод располагаются строго симметрично относительно центра зоны непропускания. Увеличение толщины этого слоя приводит к увеличению частотного интервала между спектральными линиями право- и левополяризованных дефектных мод. Однако расстояние между максимумами спектральных линий собственных мод даже при $d = 4d_0$ составляет $\Delta\omega_{\pm} \approx 10^{-3}\omega_0$.

На рис.5.6 приведены зависимости коэффициента прохождения $|t| = 0.5(|t^+| + |t^-|)$ от толщины магнитного дефекта 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

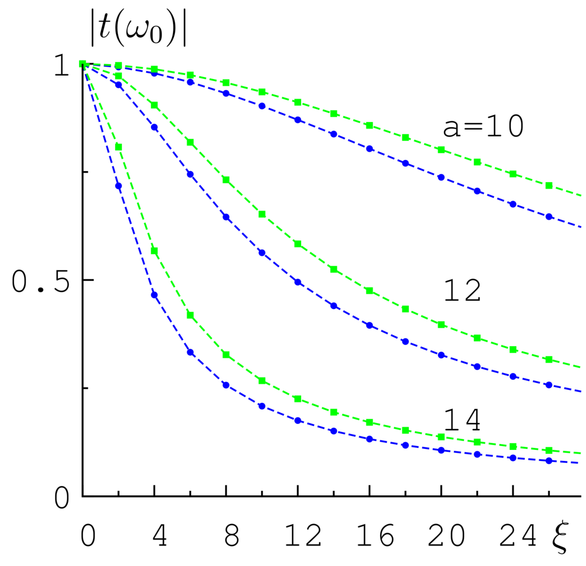


Рисунок 5.6 — Зависимости величины коэффициента прохождения $|t|$ на частоте дефектной моды $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ от толщины магнитного дефекта на длине волны излучения $\lambda_0 = (1.15,\ 1.3)\ \mu m$ (квадраты и кружочки соответственно), для структуры $(N_1N_2)^a M(N_2N_1)^a$, где $a = 10,\, 12,\, 14$.

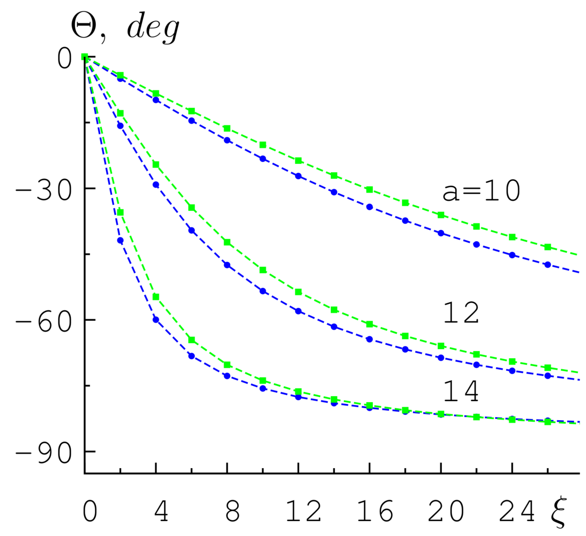


Рисунок 5.7 — Зависимости угла фарадеевского вращения Θ от толщины магнитного дефекта на длине волны излучения $\lambda_0 = (1.15,\ 1.3)\ \mu m$ (квадраты и кружочки соответственно), для структуры $(N_1N_2)^a M(N_2N_1)^a$, где $a = 10,\, 12,\, 14$.

распределения поля. Увеличение толщины 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.

Возможность совершать многократные переотражения на брэгговских зеркалах приводит к большому оптическому пути волны в магнитоактивном слое, в результате чего могут быть реализованы высокие значения угла поворота плоскости поляризации выходящей из структуры волны.

На рис.5.7 представлены зависимости полного угла поворота плоскости поляризации Θ проходящей через исследуемую структуру линейно-поляризованной волны от толщины магнитоактивного слоя $d = \xi d_0$, где параметр ξ принимает дискретные значения $\xi = 0,\ 2,\ 4\cdots$. Зависимости построены для длин волн $\lambda_0 = (1.15,\ 1.3)\ \mu m$ при числе периодов в брэгговских зеркалах $a = 10,\, 12,\, 14$. Для значений $\xi \neq 0,\, 1,\, 2\cdots$ 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, которое для частоты ω_0 определяется выражением

$$\Theta_d = \frac{\omega_0}{2c}(n^+ - n^-)d = \frac{\pi}{\lambda_0}\frac{g}{n}\xi d_0 = \frac{\pi g}{4n^2}\xi. \tag{5.7}$$

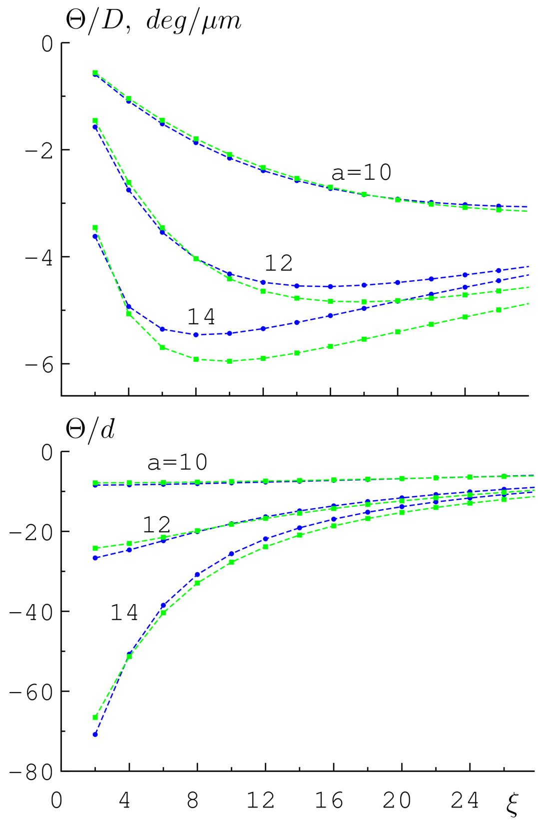


Рисунок 5.8 — Зависимости удельного угла фарадеевского вращения $\theta_D = \Theta/D$ (на толщину всей структуры) и $\theta_d = \Theta/d$ (на толщину дефекта) от толщины магнитного дефекта на длине волны излучения $\lambda_0 = (1.15,\ 1.3)\ \mu m$ (квадраты и кружочки соответственно), для структуры $(N_1N_2)^a M (N_2N_1)^a$, где $a = 10,\ 12,\ 14$.

На рис.5.8 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 ξ), угол фарадеевского вращения увеличивается. Если при этом увеличивать количество периодов в зеркалах угол фарадеевского вращения будет стремиться к 90^o. При этом удельное фарадеевское вращение уменьшается с увеличением толщины магнитного дефекта. Интересным представляется тот факт, что максимальное удельное вращение θ_d на структуре $(N_1N_2)^aM(N_2N_1)^a$ с увеличением числа периодов в ФК-зеркалах растет нелинейно.

В результате проведенного анализа показано, что к увеличению угла фарадеевского вращения приводит не только увеличение толщины магнитного дефекта, но и симметричное увеличение количества периодов в конечных ФК, а также порядок следования слоев с большим и меньшим показателем преломления. В частности, увеличения угла фарадеевского вращения можно добиться, формируя дефект внедрения на дефекте инверсии с меньшей диэлектрической проницаемостью. Если дефект имеет толщину в половину длины волны, в отличие от четверти волны, то целое число полуволн сформирует дефектную моду в середине запрещенной зоны.

5.2 Магнитооптическая активность одномерного магнитофотонного кристалла

В настоящей пункте исследуются особенности спектра отражения идеальной и дефектной магнитогиротропной ФКС [9; 11; 138; 273], а также интенсивностный МО эффект [144], представляющий разность энергетических коэффициентов отражения волны от структуры в намагниченном и размагниченном состояниях.

5.2.1 Интенсивностный эффект Керра

Рассмотрим распространение электромагнитной волны оптического диапазона в ФКС [146; 147; 149; 274; 275], состоящей из чередующихся слоев однородно намагниченного магнетика толщиной L_f и слоев немагнитного диэлектрика толщиной L_d. Будем считать, что ось периодичности структуры, перпендикулярная границам раздела слоев, направлена вдоль оси OZ, а внешнее магнитное поле $\mathbf{H}$ лежит в плоскости слоев и ориентировано вдоль оси OX. В этом случае тензор диэлектрической проницаемости магнитных слоев может быть представлен в виде

$$\hat{\varepsilon}_f = \begin{pmatrix} \varepsilon_0 + g_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_0 + g_{12} & if \\ 0 & -if & \varepsilon_0 + g_{12} \end{pmatrix}, \tag{5.8}$$

где величина ε_0 не зависит от намагниченности, а параметры f и g_{ij} определяют линейную и квадратичную МО связь [45]. Магнитной гиротропией на оптических частотах, как правило, можно пренебречь, поэтому магнитную проницаемость μ_f будем считать скалярной величиной, близкой к единице. Слои диэлектрика также будем характеризовать скалярными вещественными диэлектрической и магнитной проницаемостями ε_d и μ_d. Среда, в которую помещена слоистая структура, является вакуумом.

Если волна распространяется вдоль оси OZ, то решение уравнений Максвелла в слоях магнетика приводит к двум собственным волнам с ортогональной поляризацией - TM-волне с компонентами полей (H_x,E_y,E_z) и TEM-волне с отличными от нуля компонентами (E_x,H_y). Запишем выражения для компонент поля TM-волны в слоях магнетика, полагая зависимость их от времени пропорциональной множителю $\exp(i\omega t)$ и опуская этот множитель:

$$\begin{gathered} H_x = A_1 \exp(ik_f z) + A_2 \exp(-ik_f z), \\ E_y = -\frac{i}{k_0\varepsilon_\perp}\frac{dH_x}{dz}, \qquad E_z = \frac{if}{k_0\varepsilon_\perp\varepsilon}\frac{dH_x}{dz}, \end{gathered} \tag{5.9}$$

где $\varepsilon = \varepsilon_0 + g_{12}$. Для соответствующих компонент поля в слоях диэлектрика получаем:

$$\begin{gathered} H_x = B_1 \exp(ik_d z) + B_2 \exp(-ik_d z), \\ E_y = -\frac{i}{k_0\varepsilon_d}\frac{dH_x}{dz}, \qquad E_z = 0. \end{gathered} \tag{5.10}$$

Здесь введены волновые числа $k_f = k_0\sqrt{\varepsilon_\perp\mu_f}$ - для волн в слоях магнетика и $k_d = k_0\sqrt{\varepsilon_d\mu_d}$ - в слоях диэлектрика, $k_0 = \omega/c$, ω и c - частота и скорость волны в вакууме, а также эффективная диэлектрическая проницаемость слоёв магнетика $\varepsilon_\perp = \varepsilon_0 + g_{12} - f^2/(\varepsilon_0 + g_{12})$ для волны с перпендикулярной намагниченности поляризацией.

Для TEM-волны уравнения для полей имеют аналогичный вид. Так в слоях магнетика получаем

$$H_y = A_1 \exp(ik_f z) + A_2 \exp(-ik_f z), \qquad E_x = \frac{i}{k_0\varepsilon_\parallel}\frac{dH_y}{dz}, \tag{5.11}$$

где $k_f = k_0\sqrt{\varepsilon_\parallel \mu_f}$ и $\varepsilon_\parallel = \varepsilon_0 + g_{11}$ - эффективная диэлектрическая проницаемость для волны с параллельной намагниченности поляризацией. В слоях диэлектрика

$$H_y = B_1 \exp(ik_d z) + B_2 \exp(-ik_d z), \qquad E_x = \frac{i}{k_0 \varepsilon_d} \frac{dH_y}{dz}, \tag{5.12}$$

При расчете были использованы следующие параметры: для магнитных слоев $(Bi : YIG)$ $\varepsilon_0 = 5.58$, $f = 6 \cdot 10^{-2}$, $g_{12} = 2 \cdot 10^{-4}$ и $\mu_f = 1$; для слоев немагнитного диэлектрика (SiO_2) $\varepsilon_d = 2.25$, $\mu_d = 1$, $L = 2.5\ \mu m$, $\theta = 1$. При выбранных параметрах получаем для первой запрещенной зоны центральную частоту $\omega_0 \approx 1.884 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ и ее ширину $\Delta\omega \approx 4.68 \cdot 10^{13}\ s^{-1}$.

Для нахождения коэффициентов прохождения и отражения структуры с конечным числом периодов получим связь между полями в точках, отстоящих вдоль оси OZ на целое число периодов. Воспользовавшись формулой Абелеса [69], определяющей целую степень матрицы преобразования $\hat{m}$, запишем компоненты матрицы преобразования n слоев $\hat{M}_n = (\hat{m})^n$:

$$(M_n)_{\alpha\alpha} = m_{\alpha\alpha} U_{n-1}(\varphi) - U_{n-2}(\varphi), \qquad (M_n)_{\alpha\beta} = m_{\alpha\beta} U_{n-1}(\varphi), \tag{5.13}$$

где $\alpha, \beta = 1{,}2$. Здесь введены функция $U_{n-1}(\varphi) = \sin(n\varphi)/\sin(\varphi)$, зависящая от числа периодов n, и переменная

$$\varphi = \arccos\left(\frac{m_{11} + m_{22}}{2}\right). \tag{5.14}$$

Комплексный амплитудный коэффициент отражения для структуры, помещенной в вакуум, выражается через элементы матрицы $\hat{M}_n$ следующим образом:

$$r_n = \frac{(M_n)_{11} + (M_n)_{12} - (M_n)_{21} + (M_n)_{22}}{(M_n)_{11} + (M_n)_{12} + (M_n)_{21} + (M_n)_{22}}. \tag{5.15}$$

Энергетический коэффициент отражения определяется выражением $R_n =\mid r_n \mid^2$. Для коэффициента прохождения в отсутствие в структуре поглощения справедливо выражение $T_n = 1 - R_n$. На рис.5.9а представлен частотный спектр коэффициента отражения $R(\omega)$ для структуры, параметры которой использовались при построении дисперсионной зависимости, но которая состоит из 13 периодов. Видно, что в спектре имеются области практически полного отражения, отвечающие запрещенным зонам в спектре $\omega(k_{ef})$. В областях пропускания наблюдаются осцилляции коэффициента отражения в количестве $n - 1$.

Рассмотрим теперь ФКС, содержащую одиночный дефект, т.е. нарушение периодичности структуры определенного типа. Дефектом будем считать один

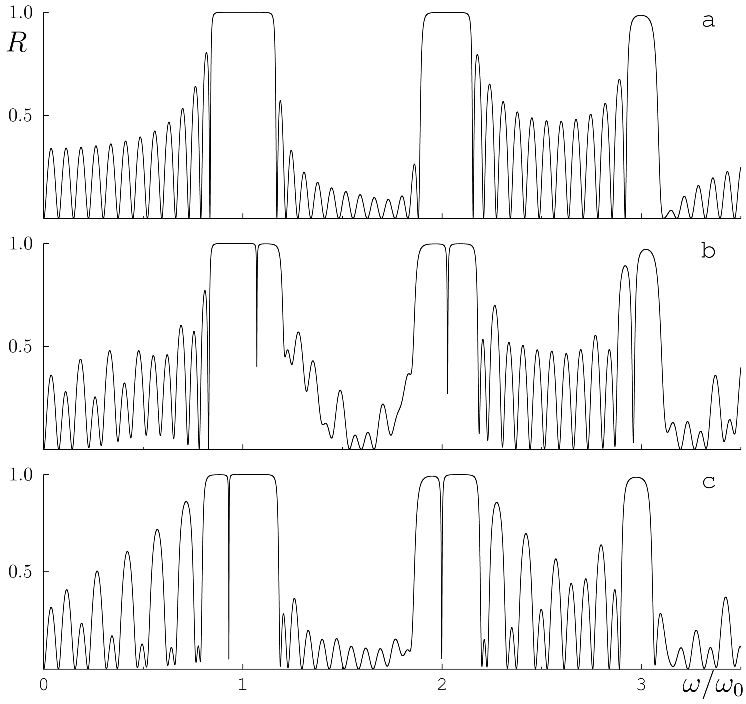


Рисунок 5.9 — Спектры отражения бездефектной структуры $(\hat{m})^{13}$ (a) и структур с магнитным $(\hat{m})^6 N_f D_f (\hat{m})^6$ и немагнитным $(\hat{m})^6 D_d N_d (\hat{m})^6$ дефектами замещения (b, c).

или несколько слоев, нарушающих периодичность структуры. Передаточная матрица ФКС, состоящая из конечного число периодов и дефектного слоя, расположенного между a и b периодами структуры, получается последовательным перемножением трех матриц: передаточной матрицы a периодов $\hat{M}_a = (\hat{m})^a$, передаточной матрицы дефектного слоя $\hat{D}$ и передаточной матрицы b периодов $\hat{M}_b = (\hat{m})^b$. Дефектный слой может состоять из одного или нескольких слоев, составляющих структуру, а может представлять слой материала, не входящего в структуру. Толщина дефекта может быть равной толщине одного из слоев структуры, а может отличаться от нее. Выражение матрицы переноса дефекта $\hat{D}$ и структуры в целом существенно зависит от типа дефекта.

Одним из важных типов дефектов периодический структуры является дефект замещения. Такой тип дефекта предполагает замещение в одном из периодов структуры одного из слоев слоем другого материала этой же структуры. В итоге полное число слоев в ФКС сохраняется, а дефект представляет собой три 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:

$$\hat{M}_s = (\hat{m})^a(\hat{N}_f\hat{D}_f)(\hat{m})^b, \qquad \hat{M}_s = (\hat{m})^a(\hat{D}_d\hat{N}_d)(\hat{m})^b, \tag{5.16}$$

где величина $a + b$ задает полное число бездефектных периодов. Матрицы $\hat{D}_f$, $\hat{D}_d$ являются передаточными матрицами дефектных (замещенных) слоев; матрицы $\hat{N}_f$, $\hat{N}_d$ являются передаточными матрицами недефектных (незамещенных) слоев, которые фактически являются обратными передаточными матрицами магнитного $\hat{m}_f^{-1}$ и $\hat{m}_d^{-1}$ немагнитного слоев:

$$\begin{aligned} \hat{m}_f^{-1} &= \begin{pmatrix} \cos(k_f L_f) & \dfrac{k_0 \varepsilon_\perp}{ik_f}\sin(k_f L_f) \\ -\dfrac{ik_f}{k_0\varepsilon_\perp}\sin(k_f L_f) & \cos(k_f L_f) \end{pmatrix}, \\ \hat{m}_d^{-1} &= \begin{pmatrix} \cos(k_d L_d) & \dfrac{k_0 \varepsilon_d}{ik_d}\sin(k_d L_d) \\ -\dfrac{ik_d}{k_0\varepsilon_d}\sin(k_d L_d) & \cos(k_d L_d) \end{pmatrix}. \end{aligned} \tag{5.17}$$

Используя элементы матрицы дефектной слоистой структуры $\hat{M}_s$, с помощью соотношения (5.15) можно определить частотную зависимость амплитудного $r_n(\omega)$ и энергетического $R_n(\omega)$ коэффициентов отражения.

На рис.5.9(b, c) представлен частотный спектр коэффициента отражения для ФКС с полным числом периодов $n = a + b + 1 = 13$, один из которых является дефектным с дефектом замещения магнитного и немагнитного типа. Передаточные матрицы указанных структур определяются формулами (5.16), где $a = b = 6$. Наличие структурного дефекта в ФКС служит причиной появления в ЗЗ частотного спектра разрешенных минизон и узких полос пропускания внутри зон непропускания. Тип дефекта значительно влияет на положение минизон в области непропускания. Показано, что различное местоположение дефекта в структуре (т.е. различные значения параметров a и b) существенно влияет на интенсивность спектральной линии дефектной моды и практически не влияет на ее положение в запрещенной зоне.

На рис.5.10 представлены спектры отражения дефектных ФКС с одним дефектом замещения магнитного $(\hat{m})^5 N_f D_f (\hat{m})^7$ и немагнитного $(\hat{m})^5 D_d N_d (\hat{m})^7$ типов (сплошная линия и пунктирная). Спектры отвечают первой зоне непропускания и иллюстрируют зависимость положения дефектной минизоны и интенсивности спектральной линии от типа дефекта (а) и от положения дефекта

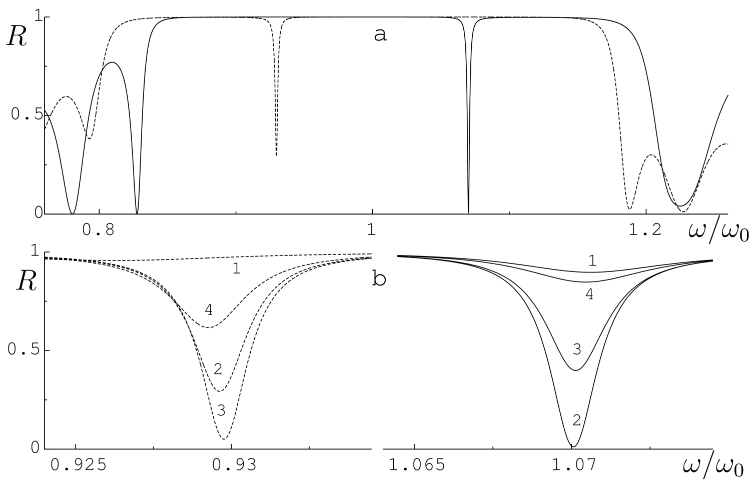


Рисунок 5.10 — Спектры отражения в окрестности первой запрещенной зоны ФКС с магнитным $(\hat{m})^5 N_f D_f (\hat{m})^7$ и немагнитным $(\hat{m})^5 D_d N_d (\hat{m})^7$ дефектами (а, сплошная и пунктирная линии); форма спектральной линии при $a = 3{,}5{,}6{,}7$ (б, кривые 1-4), $a + b = 12$.

(b) в структуре с числом бездефектных периодов $n = a + b = 12$. В последнем случае кривым $1 - 4$ отвечают значения параметра $a = 3{,}5{,}6{,}7$.

Представляет интерес также оценка МО активности ФКС - бездефектной и с дефектом. Известно [7], что 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 $R(M)$, приведенной на рис. 5.9а. Поэтому для ФКС в точках, где $R(0) \to 0$, величина $\delta_K \to \infty$. Чтобы избавиться от указанных «бесконечностей», неизбежных в периодических структурах при подобном определении величины δ_K, будем рассматривать частотную зависимость только разности соответствующих коэффициентов отражения $\Delta_K = R(M) - R(0)$.

На рис.5.11 зависимость $\Delta_K(\omega)$ приведена для состоящей из 13 периодов бездефектной ФКС (а), для ФКС с одним магнитным $(\hat{m})^6 N_f D_f (\hat{m})^6$ (b) и одним немагнитным $(\hat{m})^6 D_d N_d (\hat{m})^6$ (с) дефектом замещения. Величина Δ_K для бездефектной ФКС достигает максимальных значений вблизи границ запрещенных

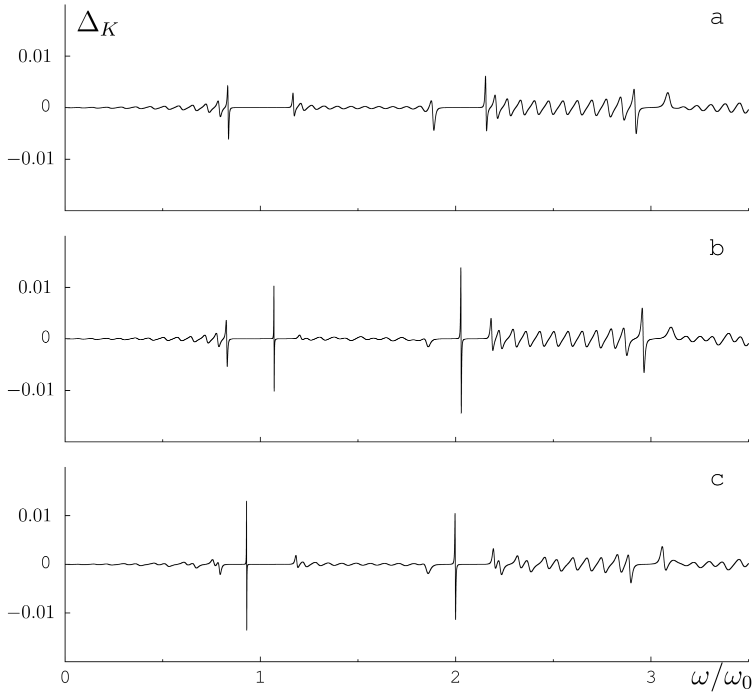


Рисунок 5.11 — Спектры интенсивностного МО эффекта Δ_K ФКС без дефекта (a) и с дефектом (b, c), отвечающие спектрам отражения на рис.5.9

зон, а на самой границе происходит смена ее знака. Для дефектной ФКС большие значения Δ_K, существенно превышающие соответствующую величину для бездефектной структуры, наблюдаются в области дефектной минизоны. Как и на границе запрещенной зоны, в центре минизоны имеет место смена знака интенсивностного МО эффекта. При этом для магнитного типа дефекта величина Δ_K больше, чем для немагнитного.

Подобный анализ для TEM-волны также приводит к аналогичным дисперсионным зависимостям и спектрам коэффициента отражения. При этом МО активность структуры определяется параметром g_{11}, который, как правило, существенно меньше величины $\mid g_{12} - f^2/\varepsilon_0 \mid$. Поэтому для данного типа волны рассмотренный МО эффект проявляется значительно слабее.

Проведенный анализ показывает, что при наличии в одном из периодов ФКС дефекта замещения в запрещенных зонах частотного спектра и, соответственно, спектров отражения и прохождения появляются дефектные минизоны. В области частот, принадлежащих дефектным минизонам, резко увеличивается прозрачность структуры. Практический интерес представляет резонансный интенсивностный МО эффект, реализуемый в дефектной ФКС. Большие значения этого эффекта, существенно превышающие эффект для бездефектной структуры, наблюдаются в области дефектной минизоны.

5.2.2 Поляризационные эффекты

В геометрии $\mathbf{L}_{ll}$ с материальными параметрами [264] при падении линейно-поляризованной волны на периодическую структуру для отраженной волны имеет место полярный эффект Керра. Эллиптичность и угол поворота отраженной волны в этом случае, согласно [202], определяются выражениями:

$$E_K = \frac{|r^-| - |r^+|}{|r^-| + |r^+|}, \quad \Theta_K = \frac{\varphi_r^+ - \varphi_r^-}{2}, \tag{5.18}$$

где $|r^\pm|$ и $\varphi_r^\pm$ – амплитуды и фазы комплексных амплитудных коэффициентов отражения от слоя волн правой и левой круговой поляризации $r^\pm =| r^\pm | \exp{(i\varphi_r^\pm)}$. Согласно выражению (5.18), при значениях параметров, для которых $| r^+ |$, поляризация отраженной волны будет линейной. Для достижения максимального поворота плоскости поляризации отраженной волны энергетические коэффициенты отражения циркулярных волн обеих поляризаций должны быть одинаковыми.

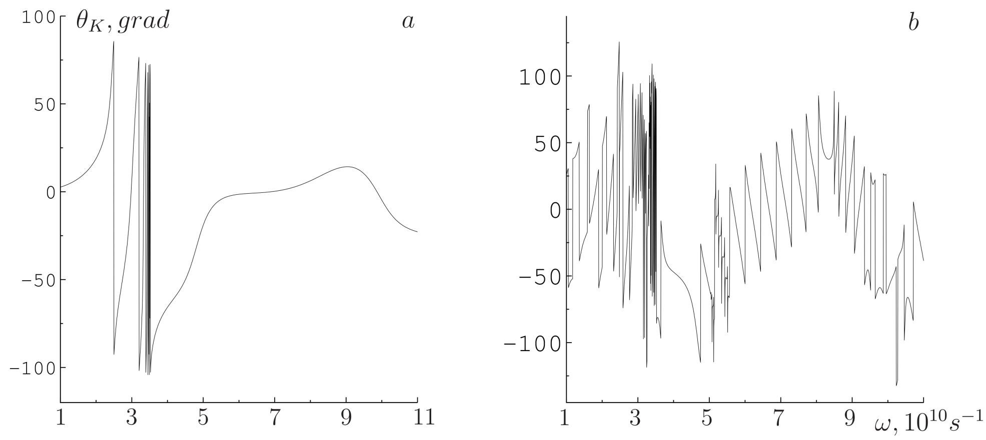


Рисунок 5.12 — Частотная зависимость керровского угла θ_K вращения плоскости поляризации отраженной от структуры линейно поляризованной волны, для одного и десяти периодов (a,b).

На рис.5.12 показана частотная зависимость вращения плоскости поляризации угла Керра θ_K для отраженной от структуры линейно поляризованной волны. Указанная зависимость получена на основе выражения (5.18) для структуры, содержащей один и десять (a,b) периодов. В случае одного периода на интервале частот $\omega < \omega_H$ наблюдаются сгущающиеся скачкообразные изменения угла поворота плоскости поляризации с величиной скачка $\Delta\theta \approx \pi$. На частоте, выше резонансной, скачки угла поворота плоскости поляризации сменяются плавным и медленным изменением величины θ_K. Для отражающей структуры из десяти периодов скачки $\Delta\theta \approx \pi$ наблюдаются в области частот $\omega < \omega_H$, тогда как в области частот $\omega > \omega_H$, в основном, величина скачков $\Delta\theta \approx \pi/2$. Указанные скачки происходят в точках, где один из коэффициентов отражения $R^{\pm} = 0$. В непосредственной близости к частоте ферромагнитного резонанса ω_H происходит быстрое изменение знака величины θ_K.

Анализ поляризационных характеристик отраженного от структуры излучения показал, что в областях частот, в которых коэффициенты отражения для право- и левополяризованной волны принимают максимальное значение, равное единице, имеет место плавное изменение угла керровского вращения плоскости поляризации. На частотах, где один из коэффициентов отражения $R^{\pm}$ равен нулю, происходит скачок величины θ_K на угол, близкий к $\pi/2$. При приближении к частоте ферромагнитного резонанса происходит быстрая смена направления поворота плоскости поляризации.

5.3 Интерференционное тепловыделение в поглощающем слое в поле двух волн

Проблема управления поглощающей способностью планарных структур в отношении падающего на него электромагнитного излучения является достаточно актуальной [307—311]. Один из перечисленных методов ее решения основан на использовании интерференции встречных волн (ИВВ). В средах с комплексным показателем преломления распространение двух встречных когерентных волн сопровождается формированием направленного интерференционного потока (ИП) реактивных компонент волновых полей, величина которого определяется произведением амплитуд и разностью начальных фаз этих волн [312]. На вклад ИП в процесс переноса энергии при падении света на границу раздела прозрачной и поглощающей сред указывалось еще в работах [313; 314]. Эксперименты по наблюдению ИВВ в сантиметровом и оптическом диапазонах в тонких металлических пленках впервые были проведены в работах [315; 316].

Наличие интерференции встречных когерентных волн в поглощающей среде приводит также к возникновению пространственных осцилляций выделения тепла в образце, т.е. к интерференционному тепловыделению (ИТ). В случае падения встречных волн на поглощающий слой можно добиться увеличения или уменьшения ИТ в заданных пределах за счет соответственного изменения величин потоков лучистой энергии, уходящих от поверхностей слоя [316—318]. Использование ИВВ особенно актуально для оптимизации режимов СВЧ термообработки и эффективного равномерного нагрева металлических деталей и образцов [319—325].

Во всех указанных работах ИВВ рассматривалась лишь при нормальном падении волн на плоский слой. В настоящем пункте исследуются особенности ИТ в поглощающих средах при наклонном падении встречных волн на противоположные поверхности плоского слоя. Исследуется зависимость ИТ от угла падения, толщины слоя, уровня поглощения. Показано, что ИТ можно эффективно управлять за счет изменения разности фаз падающих на слой волн и изменять ее в широких пределах.

5.3.1 Коэффициент отражения, энергетические потоки

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 α падают две плоские когерентные волны одинаковой линейной поляризации. При этом нормальные (по отношению к границам раздела сред) компоненты волновых векторов $\mathbf{k}_{1,3}$ падающих волн одинаковы по величине, но противоположны по знаку, а тангенциальные компоненты одинаковы и по величине, и по знаку.

Будем различать два случая поляризации падающих волн, когда векторы волнового электрического поля лежат в плоскости падения и перпендикулярны ей ($p-$ и $s-$поляризация соответственно). В случае p-поляризации выражения для компонент векторов магнитного и электрического полей этих волн запишутся в виде:

$$
\begin{aligned}
H_{01} &= A\exp\left[i(\omega t - k_0 x\sin\alpha - k_0 z\cos\alpha + \varphi_A)\right],\\
&\qquad E_{01} = H_{01}\cos\alpha, \quad z \leqslant 0,\\
H_{03} &= B\exp\left[i(\omega t - k_0 x\sin\alpha + k_0 z\cos\alpha + \varphi_B)\right],\\
&\qquad E_{03} = -H_{03}\cos\alpha, \quad z \geqslant d,
\end{aligned}
\tag{5.19}
$$

где $k_0 = \omega/c$, ω и c – частота и скорость света в вакууме, φ_A и φ_B начальные фазы волн на границе $z = 0$.

Помимо падающих волн вне слоя должны присутствовать волны, уходящие от каждой из его граничных поверхностей и образованные суперпозицией отраженной от слоя и прошедшей через слой волн. Запишем выражения для волновых полей в областях I и III:

$$
\begin{aligned}
H_1 &= C\exp\left[i(\omega t - k_0 x\sin\alpha + k_0 z\cos\alpha)\right],\\
&\qquad E_1 = -H_1\cos\alpha, \quad z \leqslant 0,\\
H_3 &= F\exp\left[i(\omega t - k_0 x\sin\alpha - k_0 z\cos\alpha)\right],\\
&\qquad E_3 = H_3\cos\alpha, \quad z \geqslant d.
\end{aligned}
\tag{5.20}
$$

Здесь введены комплексные амплитуды:

$$
C = Ar_A + Bt_B, \quad F = At_A + Br_B \tag{5.21}
$$

и амплитудные коэффициенты отражения и прохождения, получающиеся при решении соответствующей граничной задачи:

$$
\begin{aligned}
r_A &= iG^{-1}(\zeta^2 - 1)\sin(kd\cos\beta) = |r_A|\exp(i\chi_A),\\
r_B &= r_A\exp(2ik_0 d\cos\alpha) = |r_B|\exp(i\chi_B),\\
t_{A,B} &= 2\xi G^{-1}\exp(ik_0 d\cos\alpha) = |t_{A,B}|\exp(i\psi_B),\\
G &= 2\xi\cos(kd\cos\beta) + i(\zeta^2 + 1)\sin(kd\cos\beta),
\end{aligned}
\tag{5.22}
$$

где угол преломления β определяется соотношением $\cos\beta = \sqrt{1 - \varepsilon^{-1}\sin^2\alpha}$, $k = k_0\sqrt{\varepsilon}$ – волновое число в слое, $\chi_{A,B}$ и $\psi_{A,B}$ сдвиги фаз, приобретаемые волнами при отражении и прохождении, параметр $\xi = \xi_p\cos\beta/\sqrt{\varepsilon}\cos\alpha$. Соотношения (5.22) оказываются справедливыми и в случае s-поляризации падающих на слой волн, однако при этом параметр $\xi = \xi_s = \sqrt{\varepsilon}\cos\beta/\cos\alpha$.

Средние по времени плотности потоков энергии, уходящих от поверхностей слоя в областях I и III, определяются выражениями:

$$\mathbf{S}_j = \tau \Re e[\mathbf{E}_j, \mathbf{H}_j^*], \tag{5.23}$$

где $j = 1{,}3$, $\tau = c/8\pi$. Все полченные энергетические потоки имеют по две компоненты – продольную и поперечную (относительно поверхности слоя). Модуль можно представить в виде суммы трех слагаемых:

$$\begin{aligned} S_1 &= S_1^A + S_1^B + S_1^{int} = \tau[R_A A^2 + T_B B^2 + IAB\cos(\delta - \psi_B + \chi_A)], \\ S_3 &= S_3^A + S_3^B + S_3^{int} = \tau[T_A A^2 + R_B B^2 + IAB\cos(\delta + \psi_A - \chi_B)], \end{aligned} \tag{5.24}$$

При дальнейшем исследовании запишем коэффициенты отражения и прохождения в следующем виде $R_{A,B} = |r_{A,B}|^2$ и $T_{A,B} = |t_{A,B}|^2$, они имеют зависимость от угла падения и параметров структуры; интерференционная прозрачность $I = 2\sqrt{RT}$ [310; 312], определяет амплитудную величину ИП; величина δ является разностью фаз падающих на слой волн и записывается с учетом набега фаз на разных границах слоя:

$$\delta = \varphi_B - \varphi_A + k_0 d \cos\alpha. \tag{5.25}$$

В итоге, потоки энергии (5.24) в каждой из областей отличатюся от суммы интенсивностей прошедших и отраженных одиночных волн на величину интерференционного потока S_j^{int} в соответствующей области.

5.3.2 Особенности интерференционного тепловыделения в поглощающем слое

Исследуем задачу о поглощенной слоем мощности Q при условии распространения в нем встречных когерентных волн. Именно указанная часть мощности падающих волн, в конечном счете, переходит в тепло. Указанная величина должна определяться разностью между суммарной мощностью падающих на слой и уходящих от него волн:

$$Q = S_{01} + S_{03} - S_1 - S_3. \tag{5.26}$$

где $S_{01} = \tau A^2$ и $S_{03} = \tau B^2$ – потоки энергии падающих волн. Запишем энергетический коэффициент поглощения D, характеризующий эффект тепловыделения в слое и определяющийся отношением поглощаемой слоем мощности Q к общей мощности падающих на него волн:

$$D = \frac{Q}{S_{01} + S_{03}} = 1 - \frac{S_1 + S_3}{S_{01} + S_{03}}. \tag{5.27}$$

При учете (5.24) и (5.26) соотношение (5.27) представим в виде:

$$D = D_0 - D_{int}(\Delta,\delta), \quad D_{int} = D_m \cos\delta, \tag{5.28}$$

необходимо ввести коэффициент поглощения одиночной волны $D_0 = 1 - R - T$ и амплитуду интерференционной осциллирующей части тепловыделения

$$D_m = \frac{2IAB}{A^2 + B^2} \cos\Delta. \tag{5.29}$$

Дополнительная интерференционная составляющая D_{int} в полном тепловыделении позволяет управлять результирующей величиной коэффициента поглощения D, т.е. поглощаемой слоем мощностью падающего на него излучения. За счет изменения величин Δ и δ возможно реализовать как увеличение тепловыделения, так и его уменьшение. Величины $\Delta = k\pi$ и $\delta = m\pi$ где k,m - целые числа, определяют максимумы и минимумы интерференционного тепловыделения; если $\Delta,\delta = (2m+1)\pi/2$ интерференция не наблюдается. При условии равенства амплитуд падающих волн $A = B$ амплитуда тепловыделения D_m достигает максимума $D_m = I\cos\Delta$. Тогда, с помощью варьирования разности фаз $\varphi_B - \varphi_A$ падающих на слой волн управляемым является только параметр δ. Величина параметра Δ, также как и параметра I, зависит от угла падения и толщины слоя. В результате, значение интегрального тепловыделения D в поглощающем слое изменяется от минимального значения $D_{min} = D_0 - I\cos\Delta$ до максимального - $D_{max} = D_0 + I\cos\Delta$.

Проведем численный анализ особенностей тепловыделения в поглощающем слое. Пусть амплитуды падающих встречных волн равны, т.е. $A = B$.

На рис.5.13 представлены огибающие функции $I(\xi)\cos\Delta(\xi)$ для значений параметров $n' = 4$ и $n'' = 0.02,\ 0.1,\ 0.2,\ 0.4,\ 1,\ 2,\ 3.5$ (кривые $1-7$). Кривые $1-4$ отвечают слабому поглощению, кривые $6-7$ - сильному, а кривая 5 - переходной ситуации. С увеличением n'' максимум тепловыделения смещается $|D_m|$ в область меньших толщин. Место нахождения максимума отвечает

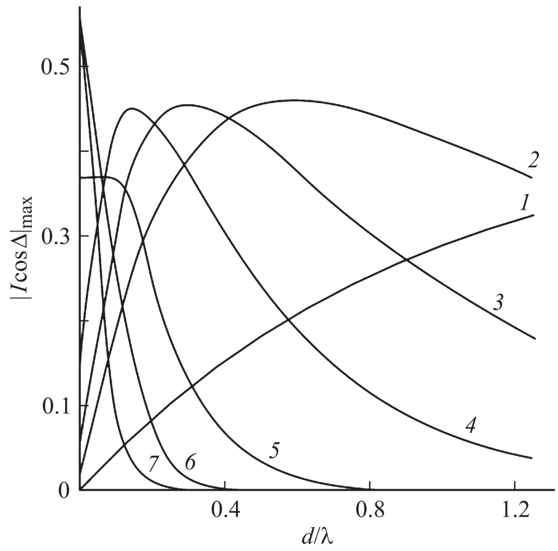


Рисунок 5.13 — Вид огибающих максимумов функции $I(\xi)\cos\Delta(\xi)$ при $n^{'} = 4$ и $n^{''} = 0.02, 0.1, 0.2, 0.4, 1, 2, 3.5$ (кривые $1 - -7$).

относительной толщине поглощающего слоя ξ_m, она соответствует максимуму интерференционной прозрачности. При моделировании можно подобрать такое значение ξ_m, когда интерференционный эффект максимален. Используя относительные толщины численным моделированием была определена зависимость $|D_m|(\xi_m)$. При росте потерь $n^{''}$ толщины уменьшаются.

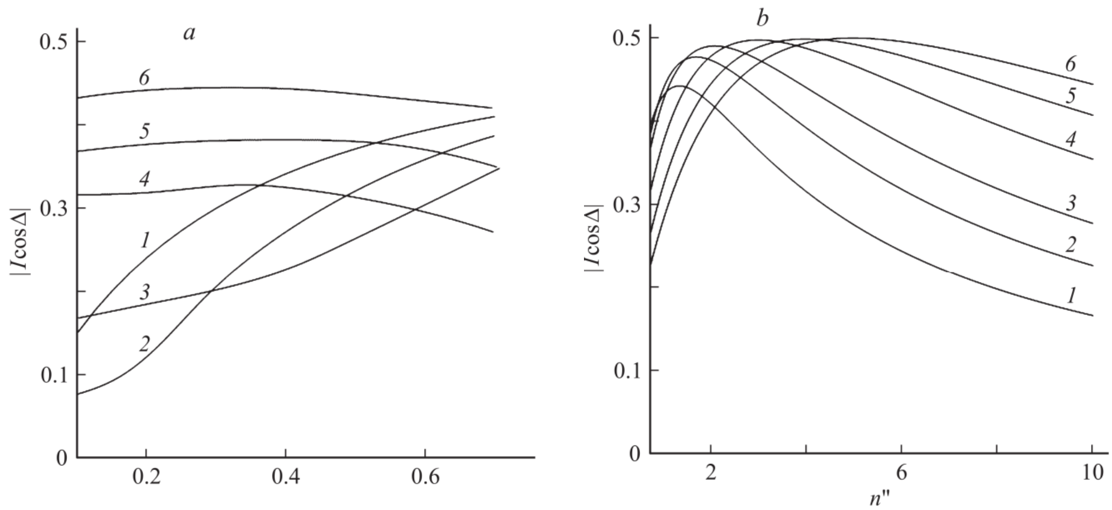


Рисунок 5.14 — Зависимости интерференционного тепловыделения от $n^{''}$ в области слабого (a) и сильного (b) поглощения при $n^{'} = 1, 1.5, 2, 3, 4, 5$ (кривые $1 - -6$).

На рис.5.14 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 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 (b), 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 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 δ 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.

Выводы к главе 5

Основные результаты данной главы опубликованы в работах [281; 306; 326; 327] и сводятся к следующему:

– для структур, у которых магнитный дефект окружен слоями с меньшим показателем преломления, максимум плотности поля смещается на два периода от середины структуры к ее входу; для структур, у которых магнитный дефект окружен слоями с большим показателем преломления, максимум плотности поля смещается на один период влево от середины структуры; полный угол фарадеевского вращения оказывается максимальным в структурах с симметричными ФК-зеркалами; показано, что к гигантскому увеличению угла фарадеевского вращения приводит наличие дефекта внедрения на дефекте инверсии с меньшей ДП; если дефект имеет толщину в половину длины волны, в отличие от четверти волны, то целое число полуволн сформирует дефектную моду в середине запрещенной зоны;

– величина МО эффекта Δ_K для бездефектной ФКС достигает максимальных значений вблизи границ запрещенных зон, а на самой границе происходит смена ее знака; для дефектной ФКС большие значения Δ_K, существенно превышающие соответствующую величину для бездефектной структуры, наблюдаются в области дефектной минизоны; в центре минизоны имеет место смена знака интенсивностного МО эффекта; при этом для магнитного типа дефекта величина Δ_K больше, чем для немагнитного;

– в ФК, состоящем из однородно намагниченного магнетика и немагнитного диэлектрика в областях частот, в которых коэффициенты отражения для право- и левополяризованной волны принимают максимальное значение, равное единице, имеет место плавное изменение угла керровского вращения плоскости поляризации; на частотах, где один из коэффициентов отражения $R^{\pm}$ равен нулю, происходит скачок величины θ_K на угол, близкий к $\pi/2$;

– в случае ИВВ при наклонном падении 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; управление интегральным тепловыделением осуществляется за счет управления разностью фаз δ падающих на слой волн и, следовательно, величиной дополнительной интерференционной составляющей коэффициента поглощения $D_{int}\cos\delta$.

Глава 6. Взаимодействие импульсного излучения с фотонно-кристаллическими структурами

6.1 Взаимодействие Гауссова импульса с одномерным фотонным кристаллом без дефектов

Применительно к задачам трансформации оптических пучков и импульсов широкое распространение получили компьютерные моделирование и эксперимент, позволяющие на основе численного анализа оценить характер и степень деформации огибающей отраженного и прошедшего импульсов [14; 328—330]. В настоящем пункте исследуются особенности взаимодействия гауссова импульса с одномерной бездефектной ФКС с конечным числом периодов, анализируется влияние ее дисперсионных свойств на форму отраженных и прошедших импульсов. Проведен численный анализ профилей и временных сдвигов отраженных от структуры и прошедших импульсов при попадании их несущей частоты в разные области спектра отражения ФКС.

6.1.1 Коэффициент отражения и прохождения

Пусть гауссов импульс, сформированный плоскими волнами s- или p-поляризации, падает на ФКС, отражается и распространяется в ней. В периоде структуры содержатся два слоя различных диэлектриков (TiO_2, $\varepsilon_1 = 5.52$ и SiO_2, $\varepsilon_2 = 2.25$) толщиной L_1 и L_2. Для простоты будем считать оба диэлектрика оптически изотропными, вследствие чего их тензоры диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon_1}$ и $\hat{\varepsilon_2}$ являются диагональными и имеют одинаковые компоненты ε_1 и ε_2 соответственно. Магнитные проницаемости μ_1 и μ_2 каждого из слоев в оптическом диапазоне будем считать скалярными величинами и равными единице. Показатели преломления оптически прозрачных диэлектрических сред, граничащих с ФКС со стороны входа и выхода излучения, являются действительными величинами и равны соответственно $n_a = \sqrt{\varepsilon_a}$ и $n_b = \sqrt{\varepsilon_b}$. Далее при проведении численного анализа будем считать $n_a = n_b = 1$.

Будем считать, что импульс распространяется под углом θ_0 к нормали границ раздела слоев, отсчитываемым от оси OZ периодичности структуры. Начало координат поместим на входной поверхности ФКС, ось OZ направим перпендикулярно границам раздела сред, а ось OX расположим в плоскости раздела вдоль направления распространения волны. Решение уравнений Максвелла для каждой монохроматической компоненты импульса приводит к двум ортогонально поляризованным собственным волнам с компонентами поля E_x, H_y, E_z – для волны TM типа и H_x, E_y, H_z – для волны TE типа. Зависимость компонент волнового поля электромагнитной волны от времени и координат [69] имеет вид

$$F_\alpha(t,x,z) = F_{0\alpha} \exp\left(i\omega t - ik_x x \sin\theta_0 - ik_z z \sin\theta_0\right), \tag{6.1}$$

где $\alpha = x,y,z$. Связь амплитуд полей на обеих границах первого слоя n-го периода с координатами $z_n = L(n1)$ и $z_n + L_1$ задается передаточной матрицей слоя $\hat{m}_1$ следующим образом:

$$\mathbf{F}_1(z_n + L_1) = \hat{m}_1 \mathbf{F}_1(z_n),$$

где $L = L_1 + L_2$. Связь амплитуд полей на обеих границах второго слоя n-го периода с координатами $z_n + L_1$ и $z_n + L$ задается матрицей $\hat{m}_2$:

$$\mathbf{F}_2(z_n + L) = \mathbf{F}_2(z_n + L_1 + L_2) = \hat{m}_2 \mathbf{F}_2(z_n + L_1). \tag{6.2}$$

Граничные условия для слоев, составляющих период, требуют непрерывности тангенциальных составляющих волнового поля: $\mathbf{F}_1(z_n + L_1) = \mathbf{F}_2(z_n + L_1)$. Введем теперь передаточную матрицу одного периода, которая связывает амплитуды поля в начале и конце периода:

$$\mathbf{F}_2(z_n + L) = \hat{m}_2 \mathbf{F}_1(z_n + L_1) = (\hat{m}_2 \hat{m}_1) \mathbf{F}_1(z_n). \tag{6.3}$$

Удобнее, однако, связывать амплитуды поля в обратном порядке:

$$\mathbf{F}_1(z_n) = (\hat{m}_1^{-1} \hat{m}_2^{-1}) \mathbf{F}_2(z_n + L) = \hat{M} \mathbf{F}_2(z_n + L). \tag{6.4}$$

где $\hat{M} = \hat{m}_1^{-1} \hat{m}_2^{-1}$ передаточная матрица одного периода. Матричные элементы этой матрицы для волны TM типа имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} M_{11} &= C_1 C_2 - \frac{\varepsilon_1 k_{z2}}{\varepsilon_2 k_{z1}} S_1 S_2, \quad M_{12} = \frac{k_0 \varepsilon_2}{i k_{z2}} C_1 S_2 + \frac{k_0 \varepsilon_1}{i k_{z1}} S_1 C_2, \\ M_{21} &= -\frac{i k_{z1}}{k_0 \varepsilon_1} S_1 C_2 - \frac{i k_{z2}}{k_0 \varepsilon_2} C_1 S_2, \quad M_{22} = C_1 C_2 - \frac{\varepsilon_2 k_{z1}}{\varepsilon_1 k_{z2}} S_1 S_2. \end{aligned} \tag{6.5}$$

Для волны ТЕ-типа компоненты передаточной матрицы периода имеют вид

$$\begin{aligned} M_{11} &= C_1C_2 - \frac{\mu_1 k_{z2}}{\mu_2 k_{z1}} S_1S_2, \quad M_{12} = -\frac{k_0\mu_2}{ik_{z2}} C_1S_2 - \frac{k_0\mu_1}{ik_{z1}} S_1C_2, \\ M_{21} &= \frac{ik_{z1}}{k_0\mu_1} S_1C_2 + \frac{ik_{z2}}{k_0\mu_2} C_1S_2, \quad M_{22} = C_1C_2 - \frac{\mu_2 k_{z1}}{\mu_1 k_{z2}} S_1S_2. \end{aligned} \tag{6.6}$$

Здесь компоненты волнового вектора в каждой из сред

$$k_{zj} = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_j \mu_j - k_{xj}^2},$$

$$k_{xj} = k_0\sqrt{\varepsilon_j}\sin\theta_j = k_0\sqrt{\varepsilon_a}\sin\theta_0,$$

где $k_0 = \omega/c$, c – скорость света в вакууме, а также введены обозначения $C_j = \cos(k_{zj}L_j)$, $S_j = \sin(k_{zj}L_j)$. Отметим, что возможны два разных порядка следования слоев в периоде: $\hat{M} = \hat{m}_1^{-1}\hat{m}_2^{-1}$ или $\hat{M} = \hat{m}_2^{-1}\hat{m}_1^{-1}$

Для структуры, состоящей из N периодов, в соответствии с теоремой Абелеса передаточная матрица имеет вид $\hat{Q} = (\hat{M})^N$, а ее матричные элементы определяются [10] следующим образом:

$$\begin{aligned} Q_{11} &= M_{11}\frac{\sin Nk_{ef}L}{\sin k_{ef}L} - \frac{\sin(N-1)k_{ef}L}{\sin k_{ef}L}, \quad Q_{12} = M_{12}\frac{\sin Nk_{ef}L}{\sin k_{ef}L}, \\ Q_{21} &= M_{21}\frac{\sin Nk_{ef}L}{\sin k_{ef}L}, \quad Q_{22} = M_{22}\frac{\sin Nk_{ef}L}{\sin k_{ef}L} - \frac{\sin(N-1)k_{ef}L}{\sin k_{ef}L}. \end{aligned} \tag{6.7}$$

Здесь блоховское волновое число определяется выражением

$$k_{ef}L = \arccos(M_{11} + M_{22})/2 \tag{6.8}$$

С использованием матричных элементов Q_{ij} могут быть выражены амплитудные коэффициенты отражения и прохождения плоской монохроматической волны через структуру с N периодами:

$$\begin{aligned} r_N &= \frac{\dfrac{k_{za}}{k_0\varepsilon_a}Q_{11} - \dfrac{k_{za}k_{zb}}{k_0^2\varepsilon_a\varepsilon_b}Q_{12} + Q_{21} - \dfrac{k_{zb}}{k_0\varepsilon_b}Q_{22}}{\dfrac{k_{za}}{k_0\varepsilon_a}Q_{11} - \dfrac{k_{za}k_{zb}}{k_0^2\varepsilon_a\varepsilon_b}Q_{12} - Q_{21} + \dfrac{k_{zb}}{k_0\varepsilon_b}Q_{22}}, \\ d_N &= \frac{2\dfrac{k_{za}}{k_0\varepsilon_a}\exp ik_{zb}NL}{\dfrac{k_{za}}{k_0\varepsilon_a}Q_{11} - \dfrac{k_{za}k_{zb}}{k_0^2\varepsilon_a\varepsilon_b}Q_{12} - Q_{21} + \dfrac{k_{zb}}{k_0\varepsilon_b}Q_{22}} \end{aligned} \tag{6.9}$$

где $k_{za} = k_0\sqrt{\varepsilon_a}\cos\theta_0$, $k_{zb} = k_0\sqrt{\varepsilon_b}\cos\theta_0$. Для энергетических коэффициентов отражения и прохождения структуры из N периодов справедливы выражения

$$R_N = |r_N|^2, \quad D_N = \frac{\sqrt{\varepsilon_b}\cos\theta_2}{\sqrt{\varepsilon_a}\cos\theta_1}|d_N|^2. \tag{6.10}$$

В случае нормального падения волны на структуру ($\theta_0 = 0$) тангенциальные компоненты волновых векторов k_{xj} равны нулю. При этом выражения для коэффициентов отражения и прохождения TE и TM волн совпадают. При учете поглощения в структуре коэффициент поглощения находится из закона сохранения энергии, т.е. $A = 1 - R - D$. Величина A определяет долю энергии, переходящей в тепло.

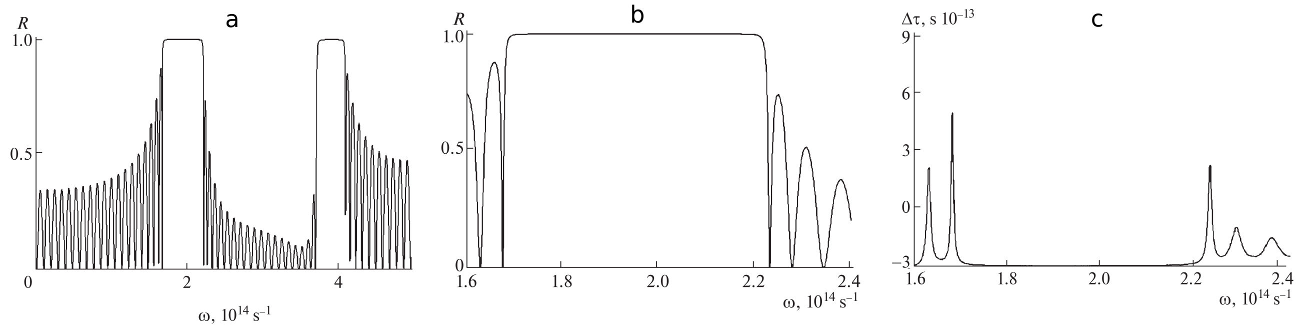


Рисунок 6.1 — Зависимость $R(\omega)$, $N = 20$ при нормальном падении волны на ФКС, $L1 = L2 = 2.5$ μm (a), распределение величин $R_N(\omega)$ и $\Delta\tau(\omega)$ в окрестности первой запрещенной зоны ФКС (b,c).

Дальнейшее численное моделирование отражения и прохождения будем проводить для волны TE-типа. На рис.6.1(a) приведена частотная зависимость коэффициента отражения при нормальном падении волны на фотонный кристалл, содержащий $N = 20$ периодов с толщиной отдельных слоев $L_1 = L_2 = 2.5$ μm. Видно, что спектры периодической структуры представляют собой чередование областей пропускания и практически полного отражения (запрещенных фотонных зон). В запрещенных зонах электромагнитная волна практически не проникает в ФКС. Для первой фотонной зоны граничные частоты равны $\omega_{1,2} = (1.68,\ 2.23) \cdot 10^{14}\ s^{-1}$, а ее ширина $\Delta\omega = 0.55 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$. Угловая ширина локальных максимумов первой разрешенной зоны составляет около $\Delta\omega = 0.88 \cdot 10^{13}\ s^{-1}$. В разрешенной зоне фотонного кристалла присутствуют $N - 1$ осцилляций величины R, связанные с интерференцией волн, отраженных от всех границ раздела ФКС. Поскольку выбранные для анализа среды прозрачны в оптическом диапазоне, поглощением можно пренебречь и считать $D = 1 - R$.

6.1.2 Соотношения для Гауссова импульса

Электрическое поле падающего на структуру импульса TE-поляризации представим в виде следующего интеграла Фурье:

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r},t) = \mathbf{s}\int_{-\infty}^{\infty} G(\Omega)\exp\left[i\left(\Omega t - k_{za}z - \sqrt{k^2 - k_{za}^2}x\right)\right]d\Omega, \tag{6.11}$$

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 ω_0. Спектр гауссова импульса на границе раздела сред (при $z = 0$) определяется выражением:

$$G(\Omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{\infty}^{\infty} E_0\exp\left(-i\Omega t - t^2/\tau_0^2\right)dt, \tag{6.12}$$

где E_0 - пиковое значение волнового поля в импульсе, τ_0 - его длительность. Проводя в (6.12) интегрирование, получаем

$$G(\Omega) = \frac{E_0\tau_0}{2\sqrt{\pi}}\exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2\tau_0^2}{4}\right]. \tag{6.13}$$

Поля отраженного и прошедшего через структуру импульсов могут быть описаны квазиплоской волной, амплитуда которой зависит от координат и времени:

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_r(\mathbf{r},t) &= \mathbf{s}\int_{\infty}^{\infty} F(\omega)r_N\exp\left[i(\omega t + k_{za}z - \sqrt{k^2 - k_{za}^2}x)\right]d\omega,\\ \mathbf{E}_d(\mathbf{r},t) &= \mathbf{s}\int_{\infty}^{\infty} F(\omega)d_N\exp\left[i(\omega t + k_{za}z - \sqrt{k^2 - k_{za}^2}x)\right]d\omega.\end{aligned} \tag{6.14}$$

Здесь r_N и d_N - амплитудные коэффициенты отражения и прохождения, определяющиеся для ФКС из N периодов выражениями (6.9).

6.1.3 Временной сдвиг импульса

Характер деформации отраженных и прошедших через слой диспергирующей среды импульсов определяется изменением модуля и фазы коэффициента отражения, а также временным сдвигом (задержкой), который может быть различным для спектральных компонент импульса. Амплитудный коэффициент отражения $r_N(\omega)$ в общем случае является комплексной величиной, модуль и фазу которой можно представить в виде

$$r_N(\omega) = |r_N(\omega)| \exp(i\varphi). \tag{6.15}$$

В частотном интервале, где модуль $|r_N(\omega)|$ изменяется не слишком сильно, разложим фазу $\varphi(\omega)$ в ряд по малой отстройке $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ вблизи несущей частоты ω_0:

$$\varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + \left.\frac{\partial\varphi}{\partial\omega}\right|_0 \Delta\omega + \left.\frac{\partial^2\varphi}{\partial\omega^2}\right|_0 \Delta\omega^2 + \cdots \tag{6.16}$$

Ограничиваясь членом первого порядка в разложении и считая малым изменение модуля коэффициента отражения в области частотной отстройки, электрическое поле в отраженном импульсе заданной поляризации, определяющееся формулой (6.14) запишем в виде:

$$E(t,z) = \frac{1}{2\pi} r_N(\omega_0) \exp(-i\omega_0 t) \int_0^\infty F(\omega) \exp\{-i\left[\omega(t + \partial\varphi/\partial\omega|_{\omega_0}) - k_{z1}z\right]\} d\omega. \tag{6.17}$$

Из (6.17) следует, что при отражении происходит сдвиг по оси времени (задержка) спектральных компонент импульса на величину

$$\Delta\tau = -\partial\varphi/\partial\omega|_{\omega_0}. \tag{6.18}$$

Такой сдвиг временной огибающей импульса является аналогом пространственного светового пучка при его отражении, т.е. сдвига Гооса-Хенхен [128; 129; 331]. Полученная приближенная оценка величины $\Delta\tau$ применима в случае не очень резкого изменения модуля и фазы коэффициента отражения в пределах спектральной ширины импульса. Поскольку задержка разных спектральных компонент импульса различна, в общем случае форма огибающей импульса при отражении претерпевает достаточно сложную деформацию [10; 46].

На рис.6.1(b,c) представлены частотные распределения коэффициента отражения $R_N(\omega)$ (b) и временного сдвига $\Delta\tau$ (c) в окрестности первой запрещённой зоны фотонного кристалла. Поскольку в самой запрещенной зоне эти величины практически не изменяются, импульсы, несущая частота которых принадлежит этому интервалу, будут отражаться как единое целое без перестроек светового поля по временной оси. На краях фотонной запрещенной зоны в районе первого минимума происходит резкий спад коэффициента отражения и быстрое возрастание величины $\Delta\tau$. Для импульсов малой длительности доля этих «отстающих» компонент в спектре может быть велика, что приводит к деформации импульса вплоть до его раздвоения.

6.1.4 Профили отраженных и прошедших импульсов

На рис.6.2 приведены профили отраженных (a,b) и прошедших (c) через ФКС импульсов длительностью $\tau_{1-4} = (1,\ 5,\ 10,\ 20)2\pi \cdot 10^{-14}\ s$ (кривые $1-7$), несущие частоты которых отвечают середине запрещенной зоны: $\omega_{01} = 1.96 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ (a) и ее краю, где наблюдается резкий спад коэффициента отражения: $\omega_{02} = 2.23 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ (b,c). Поскольку в области полного отражения и при нормальном падении импульсы остаются симметричными, не сдвигаются вдоль временной оси и не теряют гауссовой формы, на верхнем графике представлена половина распределения для $x \geqslant 0$. Происходит только расплывание профиля, наиболее заметное для коротких импульсов. При достаточно большой длительности распределение светового поля практически не отличается от профиля падающего излучения $(2-4)$. Пиковое значение отраженных импульсов малой длительности на частоте ω_{01} меньше единицы (кривая 1). Это связано с тем, что их широкий частотный спектр захватывает резкие „боковые спады“ коэффициента отражения. Вследствие различного отражения и временного сдвига (задержки (6.18)) монохроматических компонент и, отчасти, диссипации энергии, происходит не только искажение формы и ослабление отраженного сигнала, но и сложное модуляционное изменение интенсивности по его сечению. Кроме того, наличие нескольких границ раздела ФКС может вносить дополнительные дифракционные искажения профилей импульса, согласно принципу Гюйгенса-Френеля. При нормальном падении эти искажения минимальны.

Оценим частотный интервал $(\omega_0 - \Delta\omega,\ \omega_0 + \Delta\omega)$, внутри которого изменение модуля и фазы коэффициента отражения ведет к деформации профилей отраженных импульсов. Для импульса длительностью $\tau_1 = 2\pi \cdot 10^{-14}\ s$ ширина спектра составляет величину $\Delta\omega \sim 1/\tau_1 \cong 0.8 \cdot 10^{13}\ s^{-1}$ и, несмотря на то, что основная доля излучения сосредоточена в центральных компонентах спектра, пиковое значение интенсивности отраженного импульса меньше,

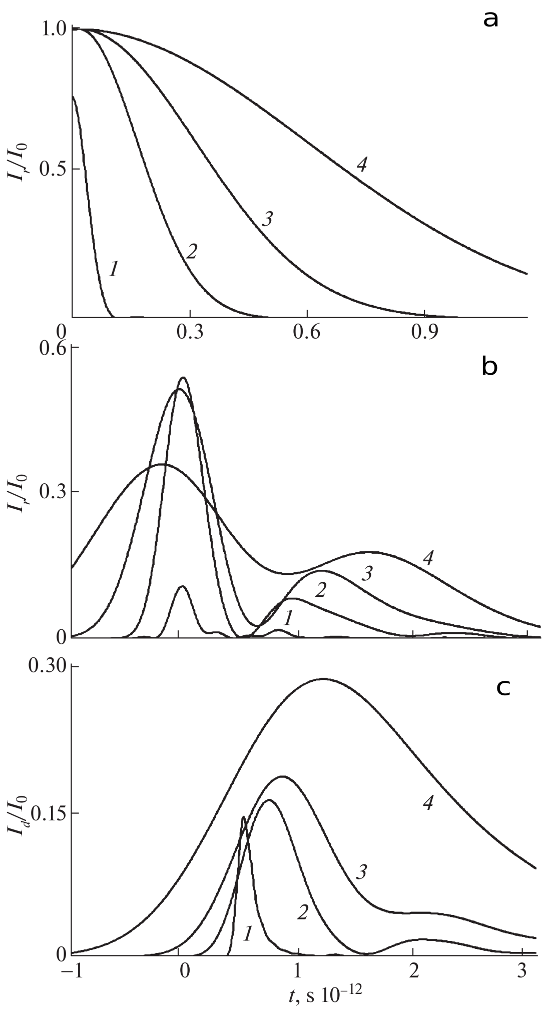


Рисунок 6.2 — Распределения интенсивности отраженных (a,b) и прошедших (c) через ФКС импульсов: $\omega_{01} = 1.96 \cdot 10^{-14}\ s^{-1}$ – (a), $\omega_{02} = 2.23 \cdot 10^{-14}\ s^{-1}$ – (b,c). Длительности $\tau_{14} = (1{,}5{,}10{,}20) 2\pi \cdot 10^{-14}\ s^{-1}$ (кривые $1--4$).

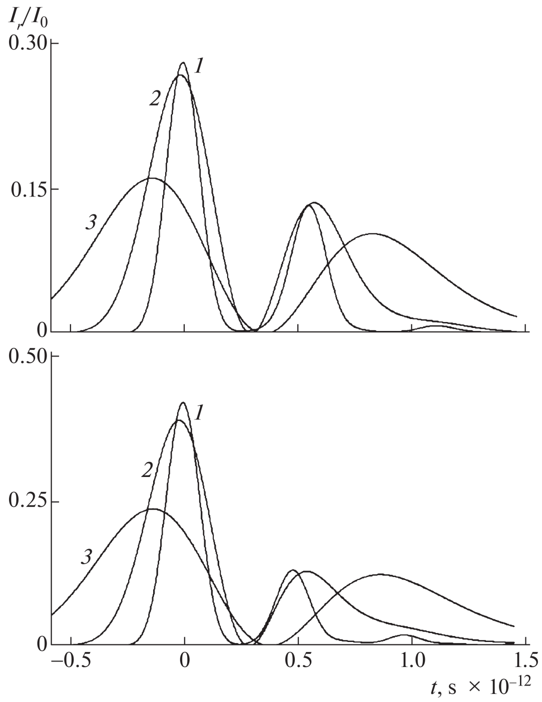


Рисунок 6.3 — Распределения интенсивности I_r/I_0, $\theta_0 = 30^o$ (a), 60^o (b): $\omega_0 = 1.54 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$, длительности $\tau = (10,\ 20,\ 40)\pi \cdot 10^{-14}\ s$ (кривые $1 - -3$).

чем падающего (рис.6.2, кривая 1). Профили достаточно длительных импульсов практически в точности повторяют профили импульсов падающих (кривые 3,4), т.е. дисперсия отражающей среды практически не влияет на свойства отраженных импульсов.

При нормальном падении происходит деформация профилей как отраженных, так и прошедших импульсов и их уширение в положительном направлении временной оси. Это связано с интерференцией компонент, отраженных от всех границ раздела структуры, причем наиболее существенно влияние близко расположенных границ раздела. Временная задержка электромагнитной волны при прохождении одного периода ФКС равна отношению оптической длины пути к скорости света:

$$t_0 = (L_1 n_1 + L_2 n_2)/c \approx 0.65 \cdot 10^{-13}\ s. \quad (6.19)$$

Для импульсов малой длительности может происходить разделение на отдельные сигналы разной интенсивности (рис.3b, кривая 1), тогда как для импульсов, чья длительность сравнима с величиной задержки $\tau \sim t_0$, эти компоненты образуют плавное уширение правого фронта (кривые 3,4).

Деформации такого рода наблюдаются на рис.6.2 (b) и (c) для импульсов, несущая частота которых ω_{02} находится на краю запрещённой зоны. Практически все отраженные и прошедшие через структуру импульсы раздваиваются, при этом для импульса малой длительности (кривые 1,2) запаздывающая часть отстоит далеко от основной и представляет собой отдельный сигнал, форма которого близка к гауссовой. Прошедшие импульсы расплываются больше, чем отраженные, что связано с прохождением $(2N+1)$ границ раздела и сопутствующими этому дифракционными искажениями.

Дисперсия в ФКС наиболее сильно проявляется при точной настройке в локальный минимум разрешенной зоны R или D. На рис.6.3 приведены профили отраженных от фотонного кристалла импульсов длительности $\tau = (10, 20, 40)\pi \cdot 10^{-14}\ s$ (кривые $1-3$) при падении сигнала под углом 30^o (a) и 60^o (b). Несущая частота $\omega_0 = 1.54 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ отвечает минимуму около левого края первой запрещенной зоны. Поскольку интенсивность центральных компонент импульса близка к нулю, происходит раздвоение профилей всех отраженных сигналов. Кроме того, присутствуют также и временной сдвиг компонент (6.18) в положительную сторону, и небольшие пики отраженных от ближайших границ раздела составляющих сигнала (кривые 1).

При небольшой частотной отстройке от локального минимума R раздвоение профиля постепенно сглаживается, как это видно на рис.6.4, где представлены профили отраженных от ФКС импульсов длительности $\tau = 20\pi \cdot 10^{-14}\ s$ при падении сигнала под углом 30^o. Несущая частота $\omega_1 = 1.54 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ - (кривая 1) отвечает минимуму R; несущие частоты $\omega_{2,3} = (1.53,\ 1.59) \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ (кривые 2, 3) - с малой отстройкой от минимума.

Ширина частотного спектра падающего импульса, согласно соотношению неопределенностей, составляет величину порядка $4 \cdot 10^{11}\ s^{-1}$. Выбранные небольшие отстройки $|\omega_{2,3} - \omega_1 \leqslant 0.03 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ превышают эту ширину и в

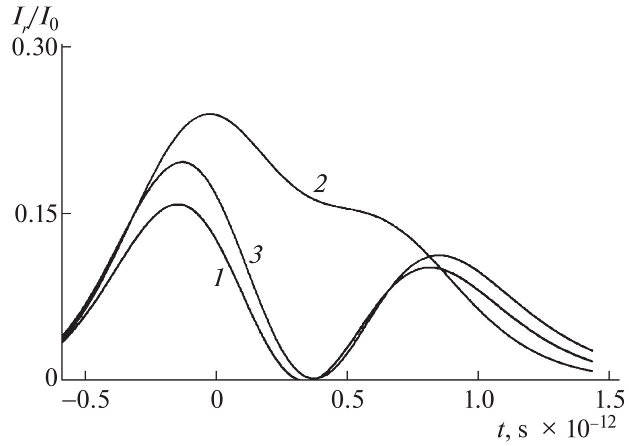


Рисунок 6.4 — Профили отраженных импульсов длительности $\tau = 20\pi \cdot 10^{-14}\ s$, $\theta_0 = 30^o$, $\omega_{1-3} = (1.54,\ 1.53,\ 1.59) \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ (кривые $1 - 3$)

значительной мере снимают деформации профиля. Поскольку коэффициент отражения в этой области изменяется резко, большая часть компонент отраженных импульсов испытывают сдвиг в положительную сторону временной оси (6.18), и профили кривых 2 и 3 остаются асимметрично уширенными.

Таким образом, фотонный кристалл является удобным объектом для управления распространением света. В отличие от гауссова пучка, отраженный импульс даже при нормальном падении уширяется и сдвигается в положительную сторону вдоль временной оси. 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 (6.18) 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.

6.2 Трансформация Гауссова импульса при взаимодействии с одномерным фотонным кристаллом с дефектом инверсии

Формирование в ФКС различных нарушений периодичности структуры (дефектов) приводит к появлению в ФЗЗ дефектной минизоны - узкой полосы пропускания [159—163]. В работе [164] приведена классификация основных дефектов, одним из которых является «инверсия». Дефекты инверсионного типа состоят в изменении порядка следования слоев в одной или нескольких частях структуры. Создание дефекта инверсии с технологической точки зрения оказывается предпочтительней дефектов внедрения и замещения, так как не требует введения в структуру слоев из дополнительного материала. Изменение материальных параметров слоев в периоде структуры, а также создание в ней дефекта инверсии позволяет управлять ее спектральными характеристиками и тем самым управлять падающим на структуру и отраженным от нее излучением [165; 166].

Наличие дисперсии в отражающей среде или тонкопленочной структуре из-за различия в поведении отдельных спектральных компонент существенно усложняет анализ процессов отражения и прохождения импульсного излучения через границы раздела сред. В связи со сложностью решения подобных граничных задач широкое распространение получили методы компьютерного моделирования, позволяющие оценить характер и степень деформации отраженного импульса [1; 159; 234].

В настоящем пункте исследуются особенности взаимодействия гауссова импульса с одномерной ФКС с конечным числом периодов и одним или двумя дефектами инверсионного типа. Проведен численный анализ профилей и временных сдвигов прошедших через структуру импульсов при попадании их несущей частоты разные области спектра ФКС, содержащего дефектные минизоны. Результаты анализа могут иметь различные приложения в многочисленных задачах, связанных со взаимодействием импульсного излучения с границами раздела сред.

6.2.1 Материальные параметры и оптические свойства структуры.

Будем считать, что плоская волна падает нормально на ФКС, отражается и распространяется в ней. В периоде структуры содержатся два слоя различных диэлектриков, которые будем считать оптически изотропными с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_1 = 2.1025$ и $\varepsilon_2 = 6.1009$ (SiO_2, TiO_2 соответственно). Магнитные проницаемости каждого из слоев в оптическом диапазоне будем считать скалярными величинами и равными единице. Толщины указанных слоев L_1 и L_2, период структуры $L = L_1 + L_2$. Показатели преломления (ПП) оптически прозрачных диэлектрических сред, граничащих с ФКС со стороны входа и выхода излучения, являются действительными величинами, равными n_a и n_b.

В дальнейшем будем рассматривать нормальное падение импульса на ФКС (вдоль оси периодичности структуры OZ). В этом случае решениями уравнений Максвелла являются две ортогонально поляризованных волны TEM типа с одинаковыми константами распространения [69]. Начало координат поместим на входной поверхности ФКС. Зависимость монохроматических компонент волнового поля от времени и координат имеет вид

$$\mathbf{F}(t,z) = \mathbf{F_0} \exp{(i\omega t - ikz)}, \tag{6.20}$$

где $\mathbf{F}$ - двухкомпонентный вектор, компонентами которого являются электрическое и магнитное поле волны (E_x,H_y). Связь амплитуд полей на обеих границах одного периода структуры описывается передаточной матрицей $\hat{\mathbf{M}}$, которая связывает амплитуды поля в конце и начале периода. Матричные элементы этой матрицы имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} M_{11} &= C_1C_2 - \frac{\varepsilon_1 k_2}{\varepsilon_2 k_1} S_1 S_2, \quad M_{12} = -ik_0\Big(\frac{\varepsilon_2}{k_2} C_1 S_2 + \frac{\varepsilon_1}{k_1} S_1 C_2\Big), \\ M_{21} &= -\frac{i}{k_0}\Big(\frac{k_1}{\varepsilon_1} S_1 C_2 + \frac{k_2}{\varepsilon_2} C_1 S_2\Big), \quad M_{22} = C_1C_2 - \frac{\varepsilon_2 k_1}{\varepsilon_1 k_2} S_1 S_2. \end{aligned} \tag{6.21}$$

Здесь компоненты волнового вектора в каждой из сред $k_j = k_0\sqrt{\varepsilon_j}$, $k_0 = \omega/c$, где c - скорость света в вакууме, а также введены обозначения $C_j = \cos{(k_j L_j)}$, $S_j = \sin{(k_j L_j)}$. Отметим, что возможны два разных порядка следования слоев в периоде: $\hat{\mathbf{M}} = \hat{\mathbf{m}}_\mathbf{1} \cdot \hat{\mathbf{m}}_\mathbf{2}$ а инвертированному периоду отвечает передаточная матрица $\overline{\hat{\mathbf{M}}} = \hat{\mathbf{m}}_\mathbf{2} \cdot \hat{\mathbf{m}}_\mathbf{1}$, где $\hat{\mathbf{m}}_\mathbf{j}$ - передаточная матрица соответствующего слоя. Матричные элементы инвертированной матрицы связаны с элементами матрицы нормального периода соотношением $\overline{\hat{\mathbf{M}}}_{\alpha\beta} = \hat{\mathbf{M}}_{\mathbf{3}-\beta,\mathbf{3}-\alpha}$, $\alpha,\beta = 1, 2$.

Для структуры, состоящей из N периодов, в соответствии с теоремой Абелеса [46; 69] передаточная матрица имеет вид $\hat{\mathbf{Q}} = (\hat{\mathbf{M}})^N$, а ее матричные элементы определяются следующим образом:

$$
\begin{gathered}
Q_{11} = M_{11}\frac{\sin Nk_{ef}L}{\sin k_{ef}L} - \frac{\sin (N-1)k_{ef}L}{\sin k_{ef}L}, \quad Q_{12} = M_{12}\frac{\sin Nk_{ef}L}{\sin k_{ef}L}, \\
Q_{21} = M_{21}\frac{\sin Nk_{ef}L}{\sin k_{ef}L}, \quad Q_{22} = M_{22}\frac{\sin Nk_{ef}L}{\sin k_{ef}L} - \frac{\sin (N-1)k_{ef}L}{\sin k_{ef}L}
\end{gathered} \tag{6.22}
$$

Здесь блоховское волновое число определяется выражением

$$
k_{ef}L = \arccos\left(\tfrac{M_{11}+M_{22}}{2}\right). \tag{6.23}
$$

С использованием матричных элементов Q_{ij} для структуры с N периодами могут быть выражены амплитудные коэффициенты отражения и прохождения, равные отношению амплитуд прошедшей и отраженной волн к амплитуде падающей волны:

$$
\begin{gathered}
r_N = \frac{n_bQ_{11} - n_aQ_{22} - Q_{12} + n_an_bQ_{21}}{n_bQ_{11} + n_aQ_{22} - Q_{12} - n_an_bQ_{21}}, \\
t_N = \frac{2n_b \exp(ik_bNL)}{n_bQ_{11} + n_aQ_{22} - Q_{12} - n_an_bQ_{21}}.
\end{gathered} \tag{6.24}
$$

где $k_a = k_0n_a$, $k_b = k_0n_b$. Для энергетических коэффициентов отражения и прохождения справедливы выражения

$$
R_N = |r_N|^2, \quad T_N = \tfrac{n_b}{n_a}|t_N|^2. \tag{6.25}
$$

При учете поглощения в структуре коэффициент поглощения находится из закона сохранения энергии, т.е. $A = 1 - R - D$. Величина A определяет долю энергии, переходящей в тепло.

Важным дефектом периодической структуры является инверсия, которая заключаются в изменении порядка следования слоев в одной из двух частей структуры [10; 296; 297]. Если дефект возникает на границе соседних периодов, то его передаточная матрица $\hat{\mathbf{S}} = (\hat{\mathbf{M}})^{N_1}(\hat{\overline{\mathbf{M}}})^{N_2}$, где исходному периоду отвечает передаточная матрица , а инвертированному - матрица $\hat{\overline{\mathbf{M}}} = \hat{\mathbf{m}}_\mathbf{1} \cdot \hat{\mathbf{m}}_\mathbf{2}$. Наличие подобного дефекта приводит к появлению в спектрах отражения и пропускания ФКС одной минизоны пропускания в фотонной запрещенной зоне бездефектного кристалла.

При равенстве оптических толщин слоев в периоде $(n_1L_1 = n_2L_2)$ максимум пропускания отвечает центральной частоте зоны непропускания бездефектной структуры ω_0. Симметричность структуры относительно расположения дефекта приводит к максимально возможному значению коэффициента пропускания $T(\omega_0) \approx 1$ в дефектной моде. Спектральная ширина дефектной минизоны существенно зависит от значения ПП слоев в области дефекта. У структуры с повышенным значением ПП в области дефекта ширина минизон пропускания больше, чем у структуры с пониженным значением.

Коэффициенты отражения и прохождения плоской монохроматической волны через структуру с дефектом инверсии и периодами могут быть записаны с использованием матричных элементов S_{ij}:

$$\begin{aligned} r_N^d &= \frac{n_b S_{11} - n_a S_{22} - S_{12} + n_a n_b S_{21}}{n_b S_{11} + n_a S_{22} - S_{12} - n_a n_b S_{21}}, \\ t_N^d &= \frac{2 n_b \exp\left(i k_b N L\right)}{n_b S_{11} + n_a S_{22} - S_{12} - n_a n_b S_{21}}. \end{aligned} \tag{6.26}$$

В общем случае коэффициенты пропускания и отражения являются комплексными величинами. На рис.6.5 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. Передаточная матрица такой структуры $\hat{\mathbf{S}} = (\hat{\mathbf{M}})^8(\hat{\overline{\mathbf{M}}})^8$, которую далее символически будем представлять в виде $(AB)^8(BA)^8$. 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 считаем прозрачными в оптическом диапазоне. Поэтому передаточная матрица $\hat{\mathbf{S}}$ является унимодулярной и для энергетических коэффициентов прохождения и отражения справедливо соотношение $T = 1 - R$.

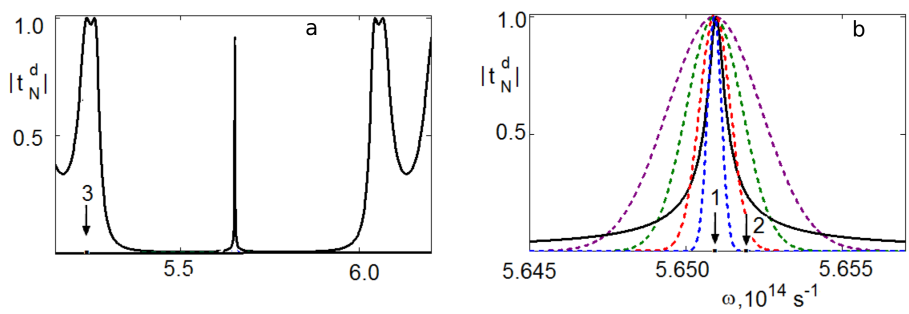


Рисунок 6.5 — Частотные зависимости коэффициента прохождения в области второй запрещенной зоны ФК (a) и в малой окрестности дефектной моды (b). Пунктиром показана форма спектров импульса длительностью $\tau_0 = (3, 5, 10, 20)\pi \cdot 10^{-12}\ s$. Стрелками отмечены выбранные для анализа частоты: $\omega_1 = 5{,}6509 \cdot 10^{14} s^{-1}$; $\omega_2 = 5{,}652 \cdot 10^{14} s^{-1}$; $\omega_3 = 5{,}25 \cdot 10^{14} s^{-1}$. Формула кристалла $(AB)^8(BA)^8$.

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 $\omega \in (5.25,\ 6.03) \cdot 10^{14} s^{-1}$ (а). Ввиду равенства оптических толщин слоев дефектная минизона расположена в центре ФЗЗ на частоте $\omega_d = 5.6509 \cdot 10^{14} s^{-1}$. 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 рисунке (б). Ширина этой линии составляет величину $\Delta\omega_d \approx 10^{11} s^{-1}$. Стрелки с цифрами указывают на три частоты, для которых ниже будут приведены профили прошедших и отраженных от ФКС изначально гауссовых импульсов.

6.2.2 Поле гауссова волнового пакета.

Электрическое поле падающего на структуру волнового пакета представим в виде

$$E_i(z,t) = A_i(z,t) \exp\left[i(\omega_0 t - \beta_0 z)\right], \tag{6.27}$$

где ω_0 и β_0 - несущая частота и отвечающее этой частоте вакуумное волновое число. Временная огибающая падающего волнового пакета может быть представлена в видеследующего интеграла Фурье:

$$A_i(z,t) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\Omega) \exp\left[i(\Omega t - k_a z)\right] d\Omega, \tag{6.28}$$

где $F(\Omega)$ - спектр падающего импульса, $\Omega = \omega - \omega_0$ - отстройка от несущей частоты ω_0. Спектр гауссова импульса на границе раздела сред (при $z = 0$) определяется выражением:

$$F(\Omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A_0 \exp\left(-i\Omega t - t^2/\tau_0^2\right) dt, \tag{6.29}$$

где A_0 - пиковое значение огибающей волнового пакета, τ_0 - его длительность. Проводя в (6.29) интегрирование, получаем

$$F(\Omega) = \frac{A_0 \tau_0}{2\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{\Omega^2 \tau_0^2}{4}\right]. \tag{6.30}$$

Выражение для огибающей прошедшего или отраженного импульса может быть получено обратным Фурье-преобразованием от свертки Фурье-образа исходного импульса с коэффициентами прохождения и отражения, которые определяются для дефектной ФКС соотношениями (6.26):

$$\begin{aligned} A_r(z,t) &= \int_{-\infty}^{\infty} F(\Omega) r_N^d(\omega_0+\Omega)\exp\left[i(\Omega t + k_a z)\right] d\Omega, \\ A_t(z,t) &= \int_{-\infty}^{\infty} F(\Omega) t_N^d(\omega_0+\Omega)\exp\left[i(\Omega t - k_b z)\right] d\Omega, \end{aligned} \tag{6.31}$$

На рис.6.5(b) 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.

6.2.3 Время задержки импульса.

Рассмотрим теперь вопрос о времени задержки импульса при прохождении через ФКС. Для этого представим коэффициент прохождения в вид

$$\begin{aligned} t_N^d &= \exp(i\varphi_t) = \exp\left[i(\varphi_t' + i\varphi_t'')\right] = |t_N^d|\exp(i\varphi_t'), \\ \varphi_t'' &= -\log|t_N^d|, \end{aligned} \tag{6.32}$$

где $|t_N^d|$ и φ_t - модуль и фаза коэффициента прохождения. Приближенные выражения для огибающей импульса и времени задержки можно получить, разложив коэффициент прохождения $t_N^d(\omega)$ в ряд Тейлора около несущей частоты импульса ω_0. При этом выражение для огибающей прошедшего импульса, полученное при учете в разложении членов не выше второго порядка можно представить в виде $A_t = \rho_t \exp(i\psi)$, где:

$$\begin{aligned} \rho_t(t) &= A_0|t_N^d(\omega_0)|\exp\left[K_i^2(1+S^2)\tau_p^{-2}\right](\tau_0/\tau_p)^{1/2}\cdot\exp\left[-(t_s/\tau_p)^2\right], \\ \psi(t) &= \frac{St_s^2 - 2t_sK_i(1+S^2) + K_i^2S(1+S)}{2\tau_p^2} - \frac{1}{2}\arctan(S) - \varphi_t'(\omega_0). \end{aligned} \tag{6.33}$$

Здесь введены дисперсионные параметры $\mathrm{K}_r = \frac{\partial \varphi_t^{'}}{\partial \omega}\Big|_{\omega=\omega_0}$, $K_i = \frac{\partial \varphi_t^{''}}{\partial \omega}\Big|_{\omega=\omega_0}$, $D_r = \frac{\partial^2 \varphi_t^{'}}{\partial \omega^2}\Big|_{\omega=\omega_0}$, $D_i = \frac{\partial^2 \varphi_t^{''}}{\partial \omega^2}\Big|_{\omega=\omega_0}$ и параметр $S = D_r(\tau_0^2 - D_i)^{-1}$. Введены также „бегущее" время

$$t_s = t - K_r(\omega_0) + SK_i(\omega_0) \tag{6.34}$$

и величина, соответствующая длительности прошедшего импульса:

$$\tau_p = \Big[\frac{(\tau_0^2 - D_i)^2 + D_r^2}{\tau_0^2 + D_i}\Big]^{1/2} \tag{6.35}$$

Величина t_s представляет собой положение максимума огибающей импульса. Видно, что положение несущей частоты импульса и его длительность во многом определяются спектральными характеристиками ФКС и несущей частотой ω_0 импульса. В итоге, время задержки импульса определяется выражением

$$\Delta t = K_r(\omega_0) - SK_i(\omega_0) = \frac{\partial \varphi_t^{'}}{\partial \omega}\Big|_{\omega=\omega_0} - \frac{D_r}{\tau_0^2 - D_i}\frac{\partial \varphi_t^{''}}{\partial \omega}\Big|_{\omega=\omega_0} \tag{6.36}$$

6.2.4 Диаграммы временного распределения амплитуды электрического поля в прошедшем и отраженном импульсах

Вследствие различного прохождения (отражения) и временного сдвига (задержки) отдельных монохроматических компонент импульса происходит существенное искажение формы его временного профиля. Для дальнейшего анализа нами выбраны структура $(AB)^8(BA)^8$ и три значения несущей частоты падающего импульса $\omega_0 = (5.6509, 5.562, 5.25) \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ (частоты „1, 2, 3" ω_1, ω_2, ω_3 на рис.6.5), которые соответственно отвечают максимуму дефектной моды ω_d, ее основанию и первому интерференционному локальному минимуму вне ФЗЗ около левого ее края. Для первых двух частот спектр падающего импульса захватывает либо всю линию дефектной моды, либо „боковую" область резкого изменения коэффициентов прохождения и отражения. Вначале рассмотрим профили импульсов, которые построены для случаев падающих импульсов с длительностями $\tau_0 = (3,\ 5,\ 10,\ 20)\pi \cdot 10^{-12}\ s$ (коричневая, зеленая, синяя, красная линии).

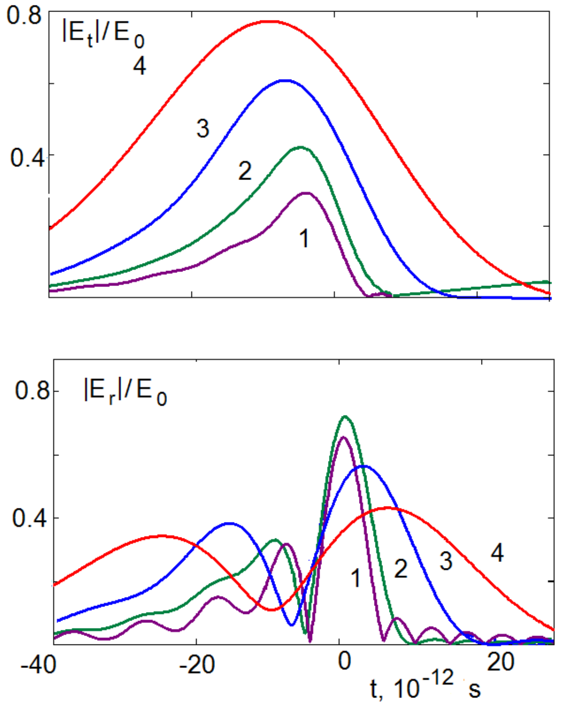


Рисунок 6.6 — Профили прошедших и отраженных импульсов с несущей частотой $\omega_0 = \omega_d = 5.6509 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ (дефектная мода, частота ω_1) и длительностью $\tau_0 = (3,\ 5,\ 10,\ 20)\pi \cdot 10^{-12}\ s$ (коричневая, зеленая, синяя, красная кривые или кривые $1-4$ соответственно).

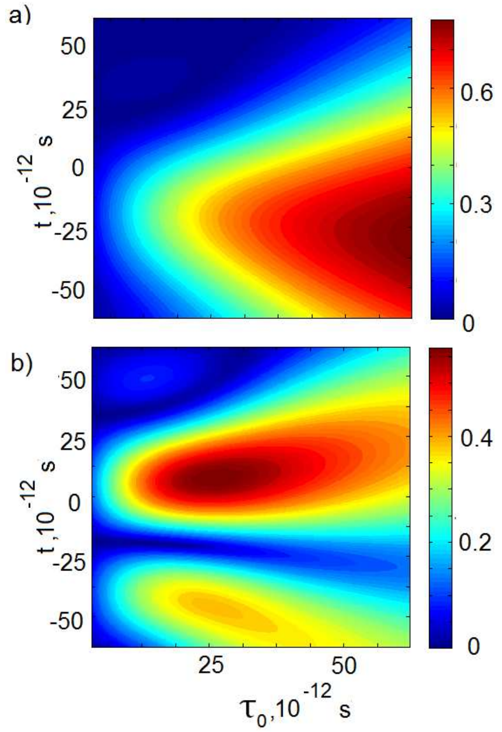


Рисунок 6.7 — Цветная диаграмма распределения амплитуды электрического поля прошедшего (a) и отраженного (b) импульсов по времени в при разных длительностях падающего импульса с несущей частотой $\omega_0 = \omega_d = 5.6509 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ (дефектная мода). $\omega_0 = 5.6509 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ (частота ω_1).

На рис.6.6 приведены профили прошедших и отраженных импульсов с несущей частотой падающего импульса, совпадающей с частотой дефектной моды $\omega = 5.6509 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ (частота ω_1). Прежде всего, отметим существенное различие в трансформации профиля прошедших и отраженных импульсов. 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 моды, которые практически не проходят через ФКС. При этом с увеличением длительности импульса коэффициент прохождения увеличивается. Для отраженных импульсов характерна существенная трансформация временной огибающей. Так, для падающих импульсов малой длительности может происходить разделение отраженного импульса на отдельные сигналы разной интенсивности.

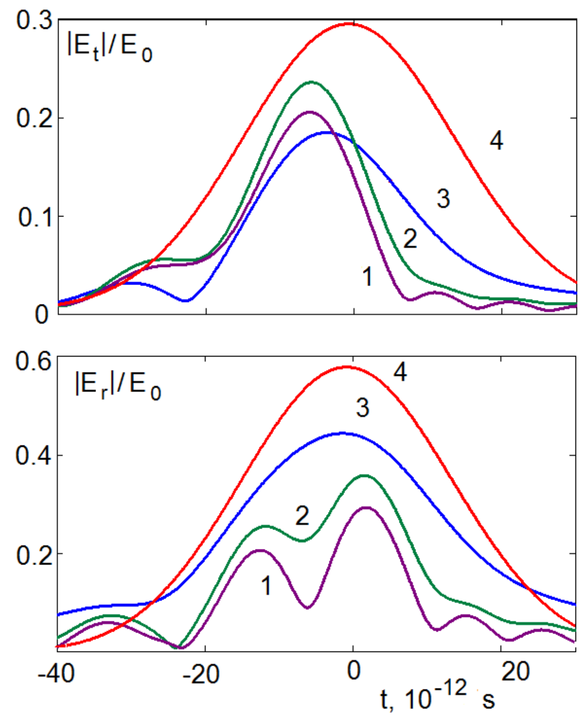


Рисунок 6.8 — Профили прошедших и отраженных импульсов с несущей частотой $\omega_0 = 5.652 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ (частота ω_2) и длительностью $\tau_0 = (3, 5, 10, 20)\pi \cdot 10^{-12}\ s$ (коричневая, зеленая, синяя, красная кривые или кривые $1 - 4$ соответственно).

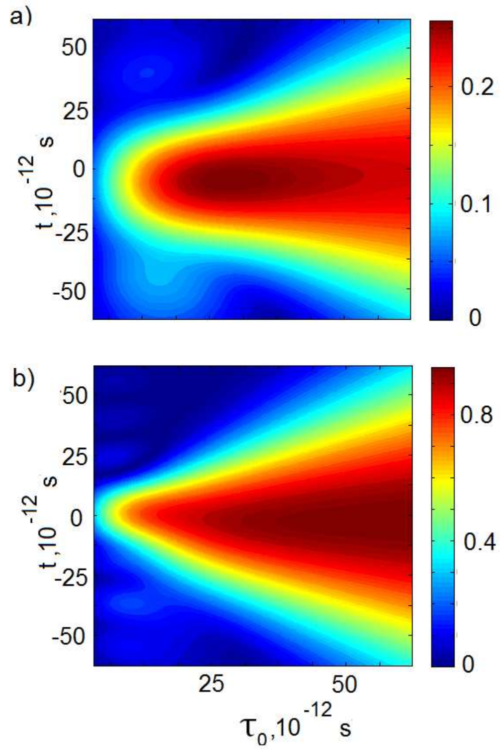


Рисунок 6.9 — Цветная диаграмма распределения амплитуды электрического поля прошедшего (a) и отраженного (b) импульсов по времени и при разных длительностях падающего импульса с несущей частотой $\omega_0 = 5.652 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ (частота ω_2).

На рис.6.7 для рассматриваемого случая на «цветовой» диаграмме представлено распределение амплитуды электрического поля по времени в прошедшем и отраженном импульсах при разных длительностях падающего импульса. Видно, что с увеличением длительности падающего импульса амплитуда прошедшего импульса растет (при заданных пределах изменения величины τ_0). Максимального значения амплитуда отраженного импульса достигает при $\tau_0 \approx 8\ ps$. Видно, что имеет место значительная временная задержка импульсов, зависящая от длительности падающего импульса τ_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, определяемых соотношениями (6.26).

На рис.6.8 представлены профили прошедших и отраженных импульсов с несущей частотой $\omega_0 = 5.652 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ (частота ω_2). Видно, что на данной несущей частоте пиковые значения прошедших импульсов значительно меньше, а пиковые значения отраженных импульсов значительно больше чем на частоте

ω_1. Прошедшие импульсы малой длительности (с широким спектром) обладают слабым прохождением, что связано с малой долей компонент, укладывающихся в «окно прозрачности» дефектной минизоны. Для отраженных импульсов характерна сильная деформация и раздвоение. С повышением τ_0 наблюдается рост пиковых значений отраженных и прошедших импульсов, а также постепенное сглаживание деформаций. Величина временной задержки прошедших импульсов, рассчитанная согласно (6.36), для частоты ω_2 составляет $\Delta t \approx 5.63$ пс практически при всех выбранных τ_0. Если деформация профиля импульса существенна, величина Δt характеризует, главным образом, сдвиг центральных компонент импульса и его энергетического „центра“.

На рис.6.9 для рассматриваемого случая приведены «цветовая» диаграмма временного распределения амплитуды электрического поля в прошедшем и отраженном импульсах. Можно отметить малый и не зависящий от длительности падающего импульса временной сдвиг. Для больших длительностей (при $\tau_0 > 18\pi\, ps$) и прошедшие, и отраженные импульсы имеют практически симметричное распределение поля относительно «временного центра». Максимально деформируются (уширяются, расплываются) импульсы с $\tau_0 < 10\pi\ ps$. Область наилучшего прохождения реализуется для импульсов с $\tau_0 \approx (6-10)\pi\, ps$. Для коротких импульсов с $\tau_0 \in (8-15)$ пс заметно значительное расплывание профиля в отрицательную сторону, вплоть до разделения на два сигнала различной интенсивности. Запазывающая часть импульса образуется теми монохроматическими компонентами, частоты которых отвечают резкому изменению модуля и фазы $t_N^d(\omega)$. Наибольшую роль при этом играет первое слагаемое в (6.33). Составляющие импульса с частотами, меньшими несущей, испытывают значительный сдвиг $\Delta t \approx (20-40)$ пс, остальная часть сигнала деформируется меньше.

Вблизи ФЗЗ дисперсия в структуре проявляется в осцилляционной частотной зависимости коэффициентов прохождения и отражения. На рис.6.10 приведены профили прошедших и отраженных импульсов для несущей частоты $\omega_0 = 5.25 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ (частота ω_3), отвечающей локальному минимуму у левой стенки запрещенной зоны. Симметричный характер зависимости $|t_N^d(\omega)|$ в области локального минимума определяет практически симметричные профили прошедших и отраженных импульсов для всех рассматриваемых длительностей падающих импульсов. Профили достаточно длительных импульсов $\tau_0 \approx 10^{-12}\ s$ практически в точности повторяют профили импульсов падающих, т.е. в этом

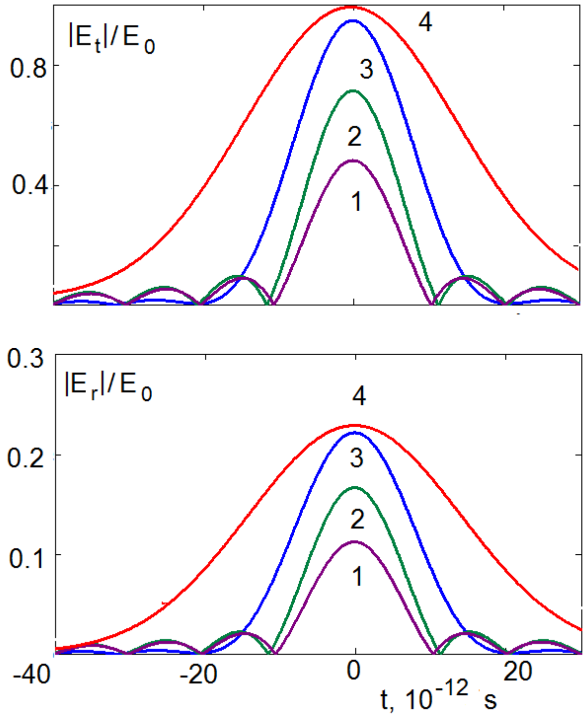


Рисунок 6.10 — Профили прошедших и отраженных импульсов с несущей частотой $\omega_0 = 5.25 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ (частота ω_3) и длительностью $\tau_0 = (3,\ 5,\ 10,\ 20)\pi \cdot 10^{-12}\ s$, (коричневая, зеленая, синяя, красная кривые или кривые $1-4$ соответственно).

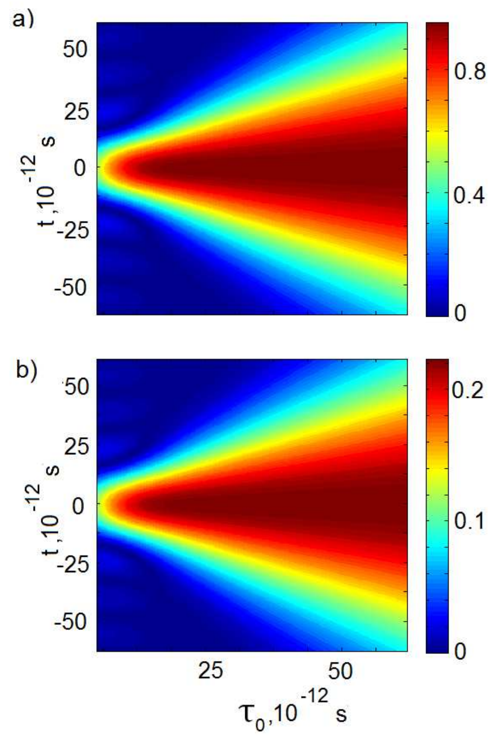


Рисунок 6.11 — Цветная диаграмма распределения амплитуды электрического поля прошедшего (a) и отраженного (b) импульсов по времени и при разных длительностях падающего импульса с несущей частотой $\omega_0 = 5.25 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ (частота ω_3).

случае дисперсия отражающей среды слабо влияет на свойства прошедших и отраженных импульсов. С уменьшением падают пиковые значения и появляются четко выраженные боковые осцилляции в распределении амплитуд прошедших и отраженных импульсов. Из «цветовой» диаграммы временного распределения амплитуды поля в прошедшем и отраженном импульсах (рис.6.11) следует практическое отсутствие временного сдвига. Характер распределения поля в отраженном и прошедшем импульсах практически одинаков. Однако пиковые значения прошедших импульсов почти в четыре раза больше, чем у отраженных в интервале длительностей падающих импульсов $4 < \tau_0 < 62\ ps$.

Проведенный анализ позволяет сделать вывод, что ФКС с одним дефектом инверсии является не только важным объектом исследования оптических свойств, но и перспективным элементом управления взаимодействующим со структурой излучением. 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. В области ФЗЗ вдали от ее краёв и дефектной моды можно осуществить волноводное распространение импульсов практически без деформаций профиля. В разрешенной зоне значительную деформацию претерпевают импульсы малой длительности, ширина спектра которых сравнима с частотной шириной локальных осцилляций коэффициента прохождения.

Выводы к главе 6

Основные результаты данной главы опубликованы в работах [168; 332] и сводятся к следующему:

– 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 ФК 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 ФК, можно изменять степень проникновения электромагнитного поля в волновод;

– при нормальном падении на ФКС гауссова пучка прошедший и отраженный импульсы могут испытывать уширение и сдвиг вдоль временной оси 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; в разрешенной зоне значительную деформацию претерпевают импульсы малой длительности, ширина спектра которых сравнима с частотной шириной локальных осцилляций коэффициента прохождения.

Глава 7. Динамика магнитного момента в плоских магнитодипольных решетках и наноячейке

7.1 Отклик на действие импульса магнитного поля решетки диполей и отдельной анизотропной наночастицы

7.1.1 Исходные уравнения

Исследуем плоскую решетку наночастиц с одинаковыми по величине магнитными моментами $|\mathbf{m}_i| = m$ [333—346]. Рассматриваемые наночастицы обладают одноосной магнитной анизотропией и находятся в однодоменном 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:

$$W(\mathbf{m}_i) = -\mathbf{m}_i\mathbf{H} + \sum_n W_d(\mathbf{m}_i,\mathbf{m}_n) + K_u V_0 \frac{(\mathbf{m}_i\mathbf{n})^2}{m_i^2}. \tag{7.1}$$

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

$$W_d(\mathbf{m}_i) = \sum_{n\neq i}\Big(\frac{(\mathbf{m}_i\cdot\mathbf{m}_n)r_{in}^2 - 3(\mathbf{m}_i\cdot\mathbf{r}_{in})(\mathbf{m}_n\cdot\mathbf{r}_{in})}{r_{in}^5}\Big), \tag{7.2}$$

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 (7.1) отсутствует.

Динамика всех моментов дипольной решетки описывается уравнением Ландау-Лифшица с релаксационным членом в форме Гильберта [343]:

$$\frac{\partial\mathbf{m}_i}{\partial t} = -\gamma\mathbf{m}_i\times\mathbf{H}_i^{ef} - \frac{\alpha}{m_i}\mathbf{m}_i\times\frac{\partial\mathbf{m}_i}{\partial t}, \tag{7.3}$$

где γ – гиромагнитное отношение, α – одинаковый для всех частиц параметр диссипации. Эффективное магнитное поле, создаваемое в месте расположения i-го диполя, с учетом (7.1) имеет вид:

$$\mathbf{H}_i^{ef} = -\frac{\partial W_i}{\partial\mathbf{m}_i} = \mathbf{H} + 2K_u V_0\frac{\mathbf{n}(\mathbf{m}_i\mathbf{n})}{m_i^2} + \sum_{n\neq i}\frac{3(\mathbf{m}_n\cdot\mathbf{r}_{in})\cdot\mathbf{r}_{in} - \mathbf{m}_n r_{in}^2}{r_{in}^5}. \tag{7.4}$$

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 (7.3) примут вид:

$$\frac{\partial \mu_i}{\partial \tau} = -\mu_i \times \mathbf{h}_i^{ef} - \alpha \mu_i \times \frac{\partial \mu_i}{\partial \tau}, \tag{7.5}$$

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

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 $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ $(Oe \cdot s)^{-1}$ 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 (7.5) представим тремя скалярными уравнениями. Так, для x,y,z-компонент $\partial\vec{\mu}/\partial\tau$ получаем:

$$\begin{aligned}
(1+\alpha^2)\frac{\partial \mu_{ix}}{\partial \tau} &= (\mu_{iz} + \alpha\mu_{ix}\mu_{iy})h_{iy}^{ef} - (\mu_{iy} + \alpha\mu_{iz}\mu_{ix})h_{iz}^{ef} - \alpha(1-\mu_{ix}^2)h_{ix}^{ef}, \\
(1+\alpha^2)\frac{\partial \mu_{iy}}{\partial \tau} &= (\mu_{ix} + \alpha\mu_{iy}\mu_{iz})h_{iz}^{ef} - (\mu_{iz} + \alpha\mu_{ix}\mu_{iy})h_{ix}^{ef} - \alpha(1-\mu_{iy}^2)h_{iy}^{ef}, \\
(1+\alpha^2)\frac{\partial \mu_{iz}}{\partial \tau} &= (\mu_{iy} + \alpha\mu_{iz}\mu_{ix})h_{ix}^{ef} - (\mu_{ix} + \alpha\mu_{iy}\mu_{iz})h_{iy}^{ef} - \alpha(1-\mu_{iz}^2)h_{iz}^{ef}.
\end{aligned}$$

Выберем оси координат так, чтобы ось X была перпендикулярна плоскости решетки, а две другие оси параллельны сторонам решетки (рис.7.1).

7.1.2 Отклик магнитных моментов на импульс поля

Вначале рассмотрим зависимость отклика магнитного момента изолированного диполя на импульсное воздействие от параметров импульса магнитного

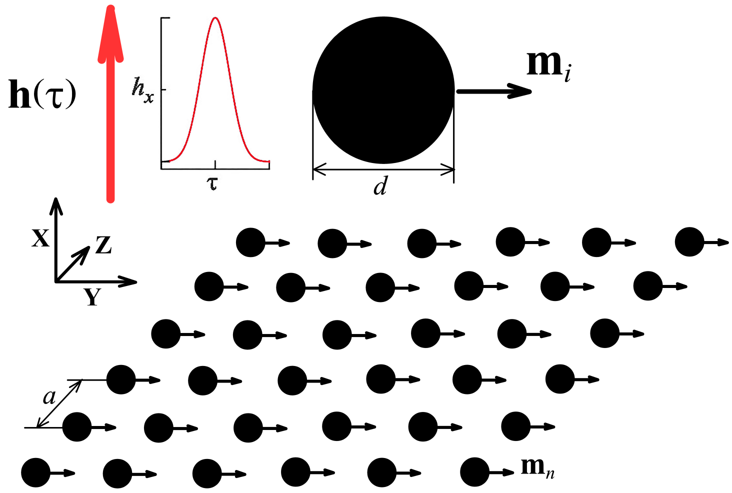


Рисунок 7.1 — Плоская магнитогиротропная решетка

поля. Для гауссова импульса:

$$h_x(\tau) = h_0 \exp\left[-(\tau - \tau_i)^2 / 2\tau_0^2\right], \tag{7.6}$$

где h_0, τ_i и τ_0 – пиковое значение поля, временной сдвиг и длительность импульса. Для ступенчатого импульса:

$$h_x(\tau) = \begin{cases} h_0, & \tau_i \leqslant \tau \leqslant \tau_i + \tau_0, \\ 0, & \tau < \tau_i, \quad \tau > \tau_i + \tau_0, \end{cases} \tag{7.7}$$

Поле импульса считаем поляризованным вдоль оси X, а исходную ориентацию магнитного момента наночастицы принимаем вдоль положительного направления оси Y.

На рис.7.2 приведены диаграммы, определяющие зависимость Y-компоненты магнитного момента после релаксации от длительности импульса при его амплитуде $h_0 = 1.1,\ 1.4,\ 1.7,\ 2,\ 2.3$ (диаграммы 1-5). Константа одноосной анизотропии наночастицы $k_u = 1$. Так как исходным значением является $\mu_y = 1$ данные диаграммы выявляют интервалы длительности импульса, отвечающие отсутствию перемагничивания ($\mu_y = 1$) и реализации перемагничивания (ПМ) магнитного момента ($\mu_y = -1$). Из диаграмм видно, что реализация ПМ анизотропной наночастицы имеет близкую к периодической зависимость от длительности импульса. В случае гауссова импульса с увеличением длительности импульса интервалы перемагничивания/неперемагничивания (ПМ/НПМ) незначительно увеличиваются. С ростом амплитуды импульса над значением

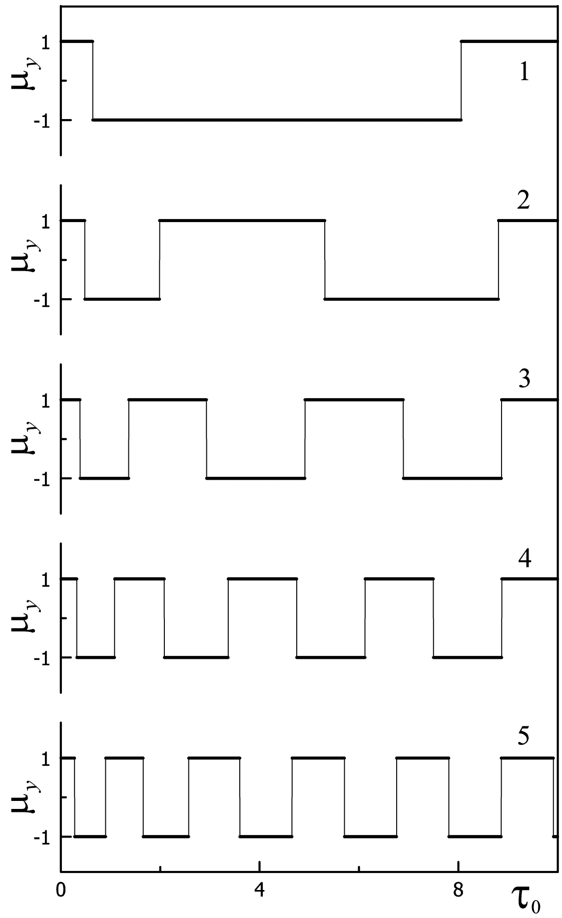


Рисунок 7.2 — Диаграмма зависимости от длительности импульса с $h_0 = 1.1,\ 1.4,\ 1.7,\ 2,\ 2.3$ (диаграммы 1-5) Y-компоненты магнитного момента наночастицы после релаксации; исходное значение компоненты $\mu_y = 1$.

константы анизотропии период данной зависимости существенно сокращается. Аналогичная зависимость имеем место и в случае ступенчатого профиля импульса магнитного поля.

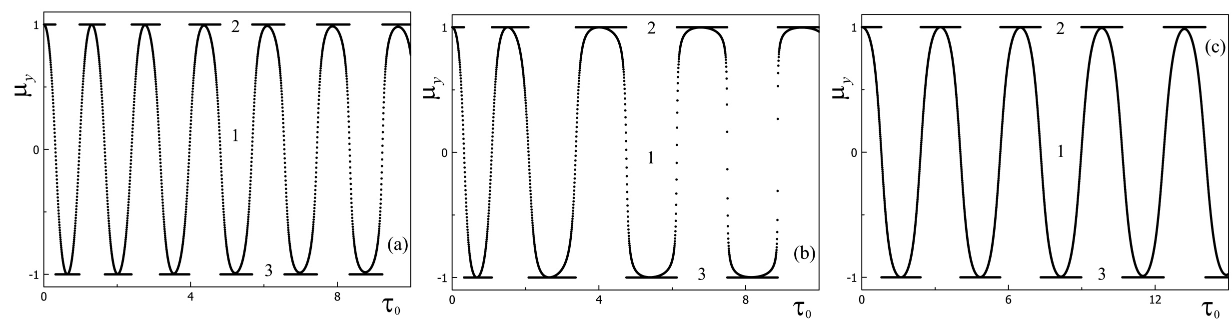
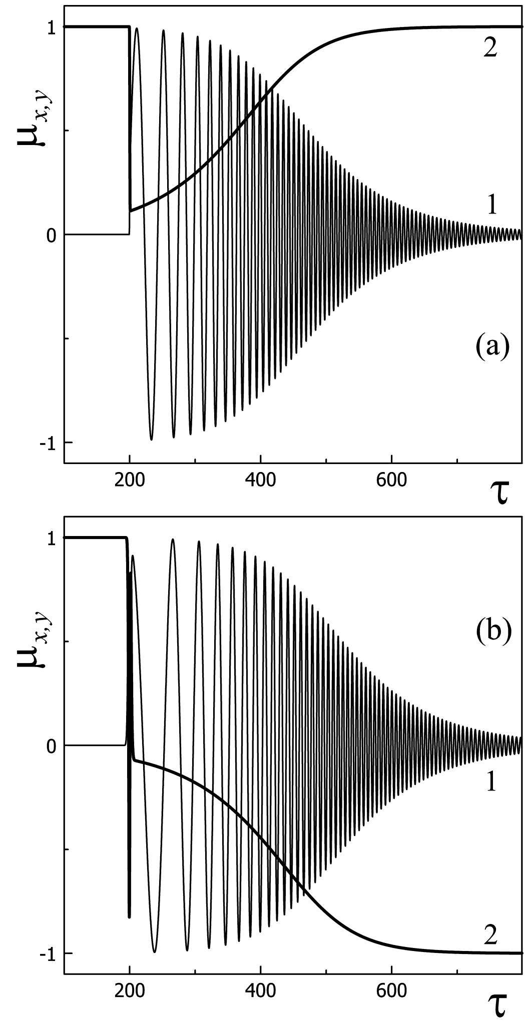


Рисунок 7.3 — Диаграммы зависимости от длительности гауссова (a, b) и ступенчатого (c) импульса (при $h_0 = 2$) Y-компоненты магнитного момента наночастицы с $k_u = 0.5$ (a) и $k_u = 1$ (b, c), в момент времени $\tau = 250$ (диаграмма 1) и после релаксации (диаграммы 2 и 3).

Исследуем особенности прецессионного отклика магнитного момента на импульсное воздействие. На рис.7.3 для наночастицы с константой анизотропии $k_u = 0.5$ (a) и $k_u = 1$ (b, c) приведены диаграммы, определяющие зависимость от длительности импульса Y-компоненты магнитного момента, когда времени $\tau = 250$ (диаграмма 1), и после релаксации (горизонтальные диаграммы 2 и 3). Действующий импульс имеет гауссов (a, b) и ступенчатый (c) профили при амплитуде $h_0 = 2$. Из диаграмм видно, что в центральных областях интервалов параметра τ_0, отвечающих ПМ (или НПМ) наночастицы, магнитный момент быстро достигает конечного направления (Y или $-Y$, в зависимости от интервала значений τ_0), так как уже при $\tau = 250$ Y-компонента приближенно равна ± 1. В итоге отклик магнитного момента на импульсное воздействие оказывается коротким. Около границ рассмртренных интервалов при $\tau = 250$ величина $|\mu_y| << 1$, поэтому продолжающаяся (после воздействия импульса) прецессия магнитного момента в плоскости XZ в указанный момент времени имеет большую амплитуду, а отклик на импульс продолжительным. При уменьшении разности $h_0 - k_u$ помимо увеличения интервалов, характеризующих реализацию ПМ наночастицы, увеличиваются области, отвечающие короткому отклику магнитного момента (b). Заметим, что в случае ступенчатого профиля импульса (c) при той же его амплитуде рассматриваемые интервалы оказываются шире.

На рис.7.4 показана 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.

Зависимости от времени Y, X-компонент магнитного момента той же наночастицы при действии гауссова импульса с параметрами, соответствующими центральным областям рассматриваемых интервалов величины τ_0 приведены на рис.7.5 ПМ реализуется при параметрах $h_0 = 2$, $\tau_0 = 0.7$ (кривые 1), а при $h_0 = 2$, $\tau_0 = 1.5$ (кривые 2) ПМ отсутствует. В обоих случаях прецессионный отклик магнитного момента на действие импульса короткий – магнитный момент быстро приходит к равновесной ориентации, после чего наблюдаются только низкоамплитудные колебания ($\mu_x << 1$).



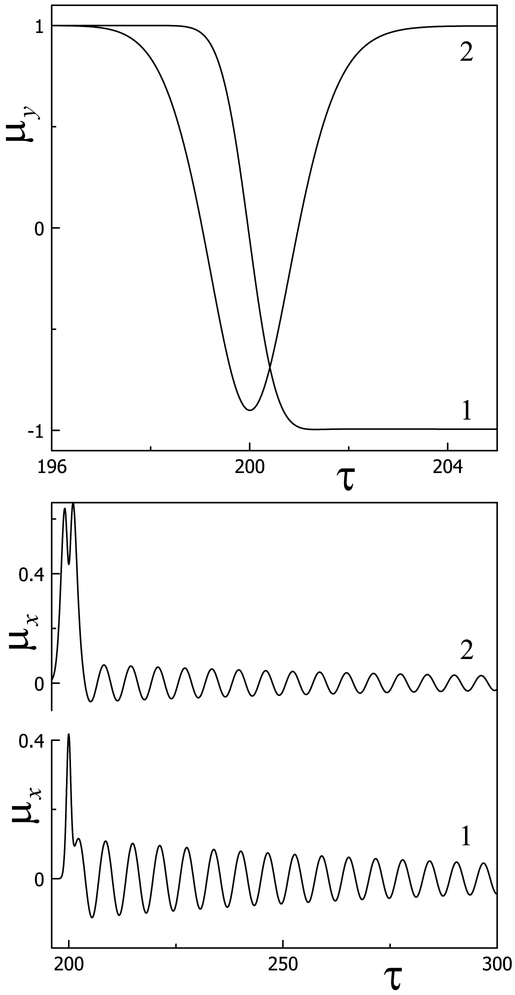


Рисунок 7.4 — Зависимость от времени X-компонент (кривые 1) и Y-компоненты (кривые 2) магнитного момента наночатицы с $k_u = 1$ при действии гауссова импульса с $h_0 = 2$ и $\tau_0 = 0.3,\ 2.1$ (a, b); параметр диссипации $\alpha = 0.01$.

Рисунок 7.5 — Зависимости от времени Y, X-компонент магнитного момента наночатицы с $k_u = 1$ при действии гауссова импульса с параметрами $h_0 = 2$, $\tau_0 = 0.7$ (кривые 1) и h_0, $\tau_0 = 1.5$ (кривые 2).

На рис.7.6 показана зависимость от времени X-компонент магнитного момента наночастицы ($k_u = 1$) при действии ступенчатого импульса с $h_0 = 2$ и длительностью $\tau_0 = 0.81,\ 1.1,\ 1.6,\ 2.1,\ 2.4$ (кривые 1-5). Используемые параметры импульса способствуют передвижению от левой границы интервала τ_0, отвечающего ПМ наночастицы, к правой его границе (при переходе от кривой 1 к 5). Показано, что в области рядомс границей интервала (кривые 1 и 5) прецессионный отклик магнитного момента на импульсное воздействие имеет большую амплитуду и на два порядка более продолжительный, чем отклик при параметрах импульса, отвечающих центральной области данного интервала (кривая 3).

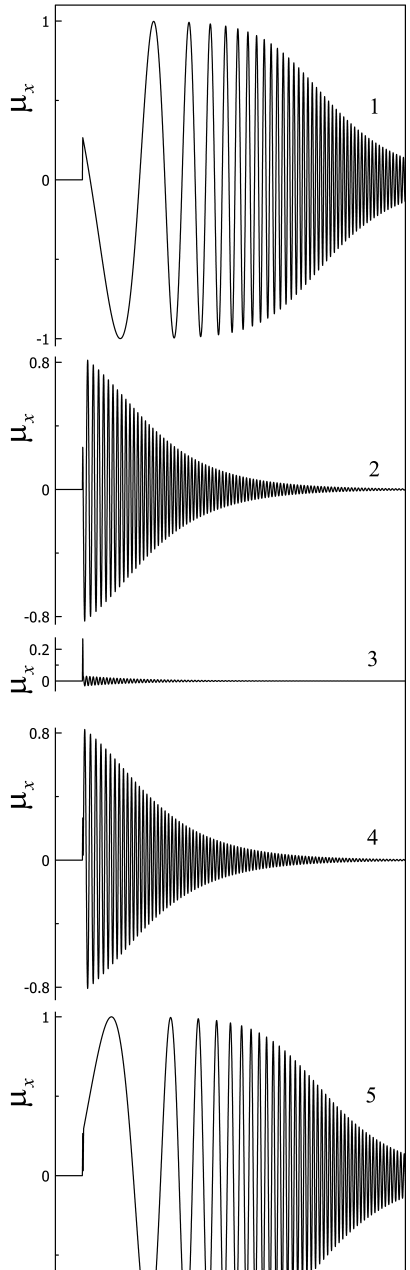


Рисунок 7.6 — Зависимость от времени X-компонент магнитного момента наночатицы с $k_u = 1$ при ступенчатом импульсе с $h_0 = 2$ и $\tau_0 = 0.81,\ 1.1,\ 1.6,\ 2.1,\ 2.4$ (кривые 1-5) – значениями, отвечающими передвижению от одной границы интервала ПМ, к другой.

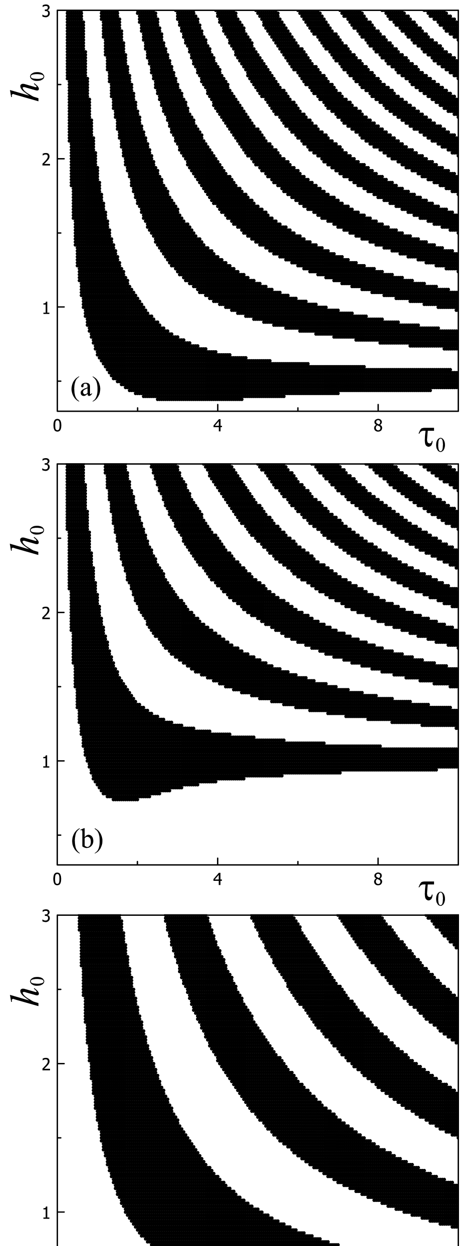


Рисунок 7.7 — Диаграммы зависимости реализации ПМ от амплитуды и длительности гауссова (a, b) и ступенчатого (c) импульсов; точки соответствуют осуществлению ПМ наночастицы с $k_u = 0.5$ (a) и $k_u = 1$ (b, c).

Данные результаты подтверждают полученную в эксперименте над планарными анизотропными структурами периодичность реализации их ПМ, которая наблюдается при изменении параметров импульса поля [347]. Подтверждается также возможность получения короткого или длительного прецессионного отклика магнитного момента на импульсное воздействие [348; 349], причем показано, что продолжительность отклика также имеет периодическую зависимость от параметров импульса.

В работе [347] приведена полученная экспериментально диаграмма ПМ анизотропной ячейки от пикового значения и длительности действующего импульса. Аналогичные диаграммы имеют место и в рассматриваемом случае наночастиц. На рис.7.7 для наночастицы с константой анизотропии $k_u = 0.5$ (a) и $k_u = 1$ (b, c) приведены диаграммы, отражающие зависимость реализации ПМ от амплитуды и длительности гауссова (a, b) и ступенчатого (c) импульсов, на которых точки соответствуют осуществлению ПМ при данных параметрах импульса, а соответственно, пустое пространство диаграммы соответствует отсутствию ПМ. По диаграммам понятно, что периодичность реализации ПМ происходит и 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 τ_0 (или h_0). В случае ступенчатого профиля действующего импульса характерные параметрические интервалы ПМ/НПМ имеют больший период, чем в случае гауссова импульса.

Для пояснения описанного эффекта на рис.7.8 представлены проекции траекторий магнитного момента на плоскость YZ, перпендикулярную оси анизотропии, при действии импульса с амплитудой $h_0 = 2$ и длительностью $\tau_0 = 4.1,\ 4.6,\ 4.74,\ 4.75,\ 4.9,\ 5.4$ (кривые 1-6). Значения $\tau_0 = 4.1,\ 5.4$ находятся в центральных областях интервалов, отвечающих НПМ и ПМ наночастицы (соответственно), а значения $\tau_0 = 4.74,\ 4.75$ располагаются вблизи границы данных интервалов. В случае, когда действие импульса прекращается Y-компонента магнитного момента мала (кривые 3 и 4), и под действием поля анизотропии магнитный момент начинает прецессировать, приближаясь к оси Y. В итоге реализуется большой по продолжительности отклик магнитного момента. В случае когда действие импульса заканчивается Y-компонента близка к значению ± 1 (кривые 1 и 6), прецессионного движения под действием поля анизотропии почти не возникает, а отклик оказывается коротким. Выберем положительное и отрицательное направления оси Y «исходным» и «противоположным» «полюсами» конфигурации, а плоскость XZ «экваториальной». Продолжительный отклик без ПМ имеет место в том случае, когда по прекращении действия импульса магнитный момент ориентирован вблизи экваториальной плоскости на стороне исходного полюса.

Аналогичные зависимости имеют место и в случае решетки наночастиц при достаточно слабом диполь-дипольном взаимодействии. Для решетки 6×6 с параметром $\rho = 15,\ 10,\ 5$ (а-с) при $k_u = 1$ на рис.7.9 приведена зависимость от времени X-компоненты суммарного магнитного момента $\vec{M} = \sum \vec{\mu}_i$ при действии гауссова импульса с $h_0 = 2$ и $\tau_0 = 0.3$, что соответствует приграничной области интервала НПМ. Для изолированной наночастицы аналогичная зависимость приведена на рис.3а (кривая 1). Видно, что уже при достаточно больших расстояниях между наночастицами влияние диполь-дипольного взаимодействия начинает проявляться возникновением модуляции прецессионного движения.

С приближением наночастиц друг к другу (т.е. с уменьшением периода решетки) частота данной модуляции увеличивается. При коротком отклике магнитных моментов, т.е. при условиях, отвечающих центральным областях характерных параметрических интервалов, как показали дополнительные исследования, влияние слабого диполь-дипольного взаимодействия на динамику отклика практически отсутствует.

Исследование отклика магнитного момента наночастицы с одноосной магнитной анизотропией на действие как гауссова, так и ступенчатого импульса поперечного магнитного поля показало сильную зависимость реализации 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 траектория быстро приближается к равновесному состоянию.

Максимумы отклика магнитного момента на импульс поля разбивают область значений длительности импульса (или область значений его амплитуды – при постоянной длительности) на интервалы, отвечающие ПМ наночастицы, которые чередуются с интервалами, отвечающими отсутствию ПМ. При

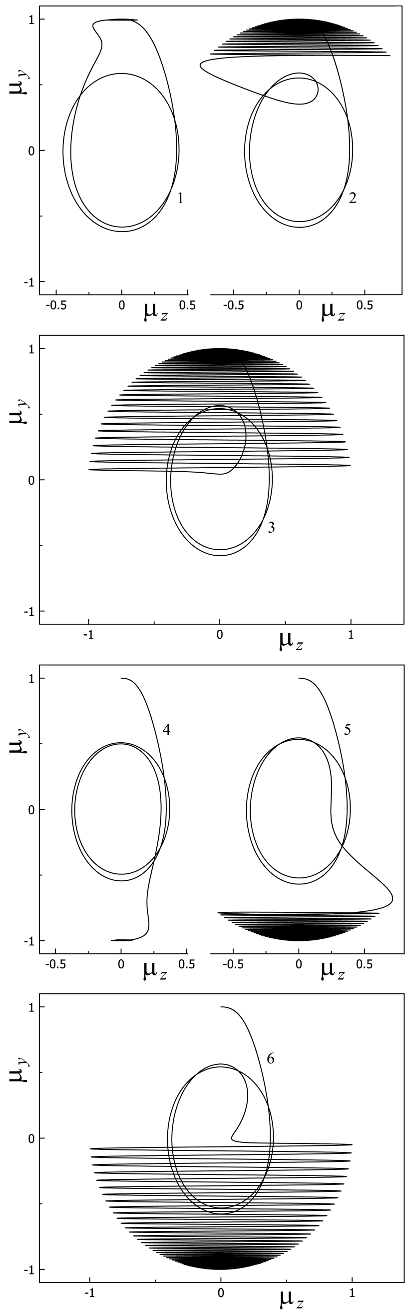


Рисунок 7.8 — Проекции траекторий магнитного момента наночастицы на плоскость YZ (перпендикулярную оси анизотропии) при действии импульса с $h_0 = 2$ и $\tau_0 = 4.1, 4.6, 4.74, 4.75, 4.9, 5.4$ (кривые 1-6).

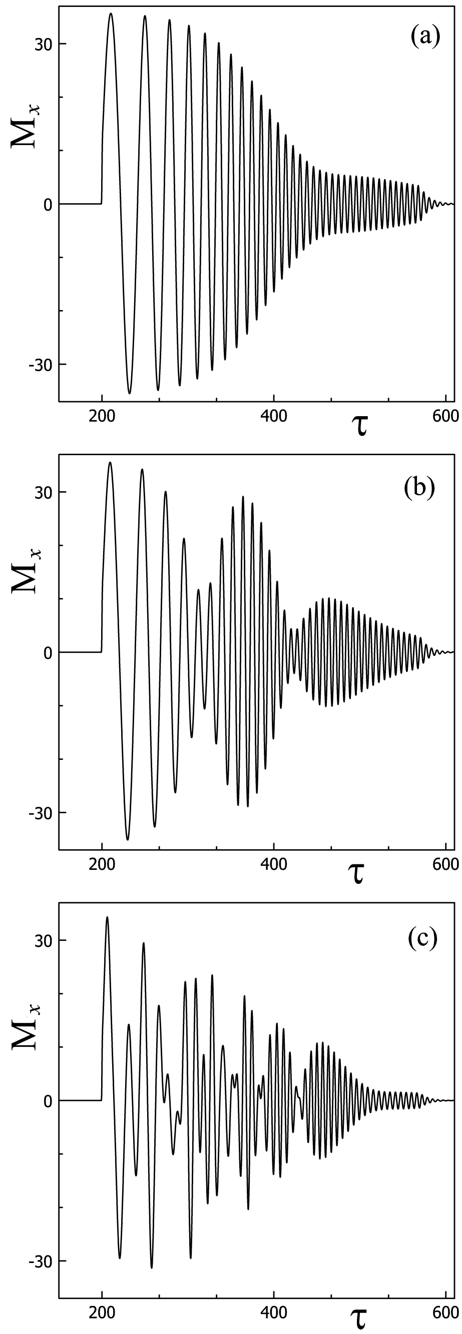


Рисунок 7.9 — Зависимость от времени X-компоненты суммарного магнитного момента решетки 6×6 с параметром $\rho = 15,\ 10,\ 5$ (a-c) и анизотропией наночастиц $k_u = 1$ при действии гауссова импульса с h_0 и $\tau_0 = 0.3$.

этом центральные области интервалов характеризуются коротким откликом магнитного момента, а краевые области – длительным по продолжительности откликом. Ширина данных параметрических интервалов ПМ/НПМ сокращается с возрастанием пикового значения импульса над величиной константы одноосной анизотропии и оказывается заметно больше в случае ступенчатого профиля действующего импульса.

Полученные особенности отклика магнитного момента на импульсное воздействие обусловлены прецессионными аттракторами фазового пространства рассматриваемой нелинейной системы. Продолжительность отклика, а также реализация ПМ определяются положением магнитного момента относительно оси анизотропии при прекращении действия импульса. 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.

В случае решетки наночастиц слабое диполь-дипольное взаимодействие приводит к модуляции прецессионной динамики отклика суммарного магнитного момента, частота которой увеличивается с ростом взаимодействия между диполями, т.е. при сокращении периода решетки. Однако данная модуляция (а также влияние диполь-дипольного взаимодействия на процессы ПМ) проявляется преимущественно вблизи границ вышеуказанных интервалов импульсных параметров.

7.2 Импульсное перемагничивание и динамика антиферромагнитной дипольной наноячейки

7.2.1 Отклик магнитных моментов на импульс магнитного поля

Выберем систему координат так, чтобы направление легких осей обеих наночастиц совпадло с осью Y (рис.7.10), при этом их константы анизотропии различны. Параметр диссипации считается равным $\alpha = 0.01$. Равновесные ориентации и прецессионные режимы суммарного магнитного момента наноячейки определяются на основе численного решения уравнений (7.6), который проводится с помощью метода Рунге-Кутта.

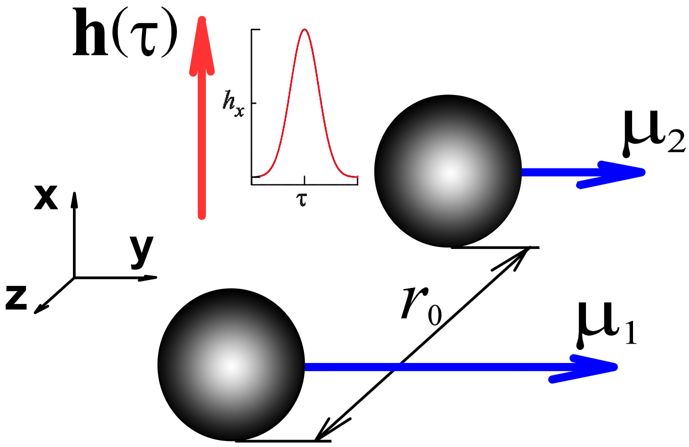


Рисунок 7.10 — Наноячейка из двух частиц.

Рассмотрим вначале поведение магнитного момента одной наночастицы при воздействии на нее гауссова импульса магнитного поля (7.6). Далее принимаем $\tau_i = 200$, а поле импульса линейно поляризованным вдоль оси X. Анализ показывает, что при направленном вдоль ОЛН относительно слабом подмагничивающем поле ($h_y << k_u$) или в его отсутствие с изменением длительности или пикового значения импульса периодически выполняются условия реализации ПМ наночастицы.

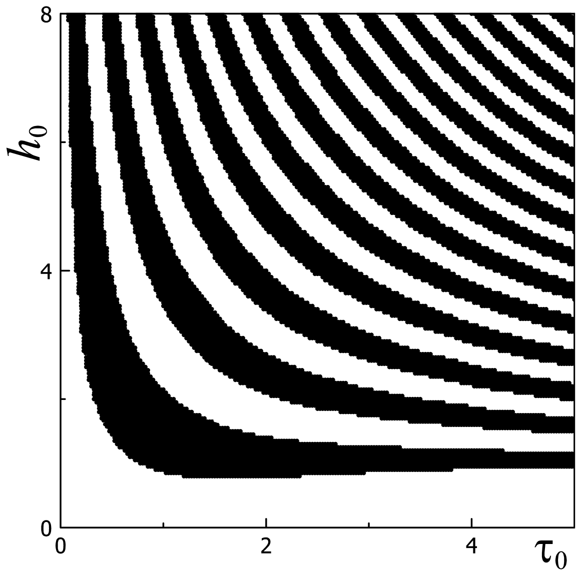


Рисунок 7.11 — Диаграмма зависимости реализации ПМ наночастицы с $k_u = 1$ от амплитуды и длительности импульса; темные области соответствуют ПМ (диаграммы ПМ/НПМ изолированной наночастицы).

На рис.7.11 приведена диаграмма, отражающая зависимость реализации ПМ наночастицы с константой анизотропии $k_u = 1$ от амплитуды и длительности гауссова импульса. Подмагничивающее поле здесь и далее будем считать отсутствующим. Затемненные области соответствуют осуществлению ПМ при данных параметрах импульса, а незатемненные области – отсутствию ПМ. В исходном состоянии магнитный момент наночастицы ориентирован вдоль ОЛН, а именно – в положительном направлении оси Y. Из диаграммы видно, что периодичность реализации перемагничивания имеет место как при изменении длительности импульса, так и при изменении его амплитуды. Период интервалов ПМ/НПМ уменьшается с возрастанием величины параметров. При достаточно больших параметрах импульса имеет место приближенное равенство между интервалами, отвечающими ПМ и его отсутствию. Похожие диаграммы были также представлены в работе [347] при описании экспериментальных данных по импульсному ПМ магнито-анизотропной пленочной микроячейки.

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 наночастиицы сохраняют исходную ориентацию магнитных моментов, обе перемагничиваются и меняют направление магнитного момента на противоположное, перемагничивается только одна из двух наночастиц. В первых двух случаях суммарных 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). Отклик системы диполей на импульсное воздействие определяется пересечением двух диаграмм ПМ/НПМ (см. рис.7.11), характеризующих каждый из диполей, и величиной диполь-дипольного взаимодействия между наночастицами.

На рис.7.12 приведены диаграммы ПМ/НПМ системы двух диполей, первый из которых с константой анизотропии k_{u1} (a, b) и $k_{u1} = 0.5$ (c) в исходном состоянии ориентирован в отрицательном направлении оси Y, а второй с $k_{u2} = 2$, ориентирован в противоположную сторону. Расстояние между диполями $l = 2$ (a) и $l = 3$ (b, c). Черные области диаграмм и чередующиеся с ними красные области отвечают ПМ (при соответствующих параметрах импульса) только одного из диполей: либо первого (черные области), либо второго (красные области). В результате конечное состояние системы имеет магнитный момент $M_y = \pm 2$.

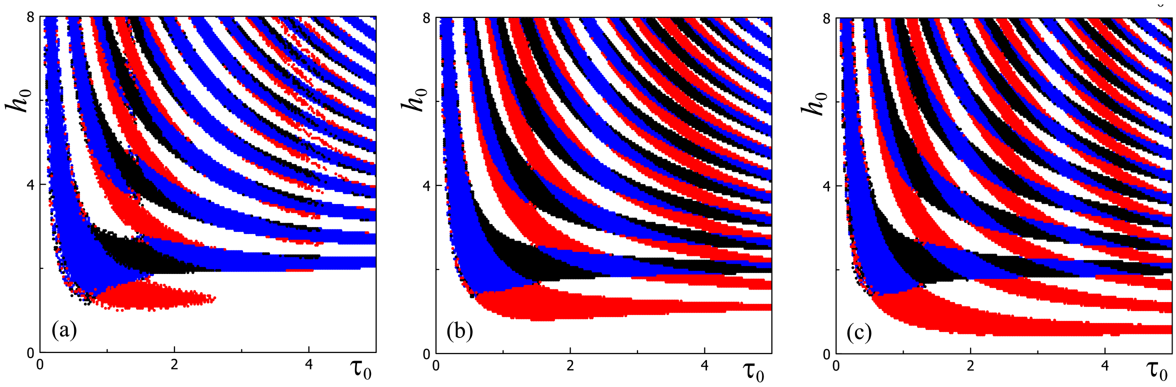


Рисунок 7.12 — Диаграммы ПМ/НПМ ячейки наночастиц с константами анизотропии $k_{u1} = 1$ (a, b), $k_{u1} = 0.5$ (c), $k_{u2} = 2$ и расстоянием между диполями $l = 2$ (a) и $l = 3$ (b, c); черные области отвечают ПМ только первого диполя, красные – только второго диполя, синие области – ПМ обеих диполей, а белые – отсутствию их ПМ.

Синие области отвечают ПМ обеих наночастиц, а белые области – отсутствию их ПМ. Таким образом, в обоих случаях после действия импульса дипольная наноячейка сохраняет нулевое значение суммарного магнитного момента, т.е. $M_y = 0$. Из сравнения диаграмм (a) и (b) видно, что при сближении наночастиц на границе областей увеличивается хаотизация, а сами области, отвечающие перемагничиванию только одной из наночастиц, сокращаются, так как усиливающееся диполь-дипольное взаимодействие ориентирует магнитные моменты в противоположные стороны. При изменении константы анизотропии одной или обеих наночастиц изменяется число и расположение областей ПМ системы (c).

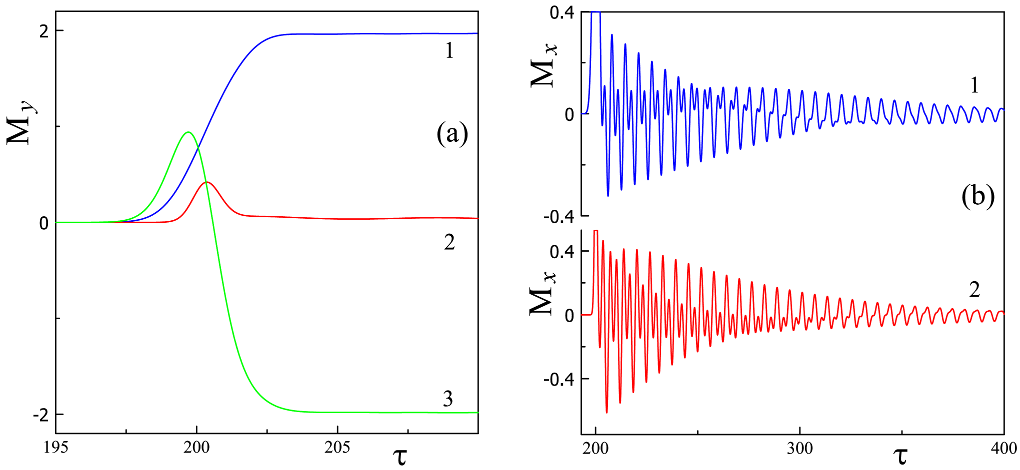


Рисунок 7.13 — Зависимость от времени (a) Y- и (b) X-компонент магнитного момента ячейки наночистиц с $k_{u1} = 1$, $k_{u2} = 2$ и $l = 3$ при действии импульса с параметрами $\tau_0 = 1.2$ (1), $\tau_0 = 2.1$ (2 и 3) и амплитудой $h_0 = 0.7$ (2), $h_0 = 1.5$ (1 и 3); в исходном состоянии $\mu_{1y} = -1$, $\mu_{2y} = 1$; параметр диссипации $\alpha = 0.01$.

На рис.7.13 приведена зависимость от времени Y- и X-компонент магнитного момента наноячейки при действии импульса с длительностью $\tau_0 = 1.2$

(кривая 1), $\tau_0 = 2.1$ (кривые 2 и 3) и амплитудой $h_0 = 0.7$ (кривая 2), $h_0 = 1.5$ (кривые 1 и 3). Константы анизотропии первой наночастицы $k_{u1} = 1$ (в исходном состоянии $\mu_{1y} = -1$) и второй наночастицы $k_{u2} = 2$ (в исходном состоянии $\mu_{2y} = 1$), расстояние между наночастицами $l = 3$. Выбранные параметры отвечают трем различным откликам системы на действие импульса: ПМ только первый диполь, и магнитный момент ячейки от нулевого значения переходит к значению 2; ПМ только второй диполь, и магнитный момент ячейки переходит к значению -2; ПМ оба диполя, и магнитный момент сохраняет нулевое значение. Видно, что при данных параметрах, которые отвечают центральным соответствующим областям диаграммы ПМ/НПМ, за короткое время направления магнитных моментов достаточно близко подходят к направлению конечной ориентации (за время ПМ $\Delta\tau = 10$ соответствующая компонента магнитного момента изменяется на $|\Delta M_y| \geqslant 1.8$), после чего возникает затухающая по амплитуде прецессия вокруг оси Y с частотой, определяемой полями анизотропии наночастиц. Полная продолжительность прецессии определяется значением параметра диссипации. Для данных трех случаев действия импульса на рис.7.14 приведены проекции траекторий на плоскость YZ магнитного момента первого (синяя кривая) и второго (красная кривая) диполей ячейки. Видно, что после действия импульса сохранение ориентации магнитного момента может осуществляться различным образом. Так, в первом случае магнитный момент второго диполя незначительно отклоняется от своего исходного направления. В третьем же случае магнитный момент первого диполя при действии импульса вначале близко приближается к направлению, противоположному исходному, однако затем возвращается к исходному состоянию.

7.2.2 Прецессионная динамика отклика

Прецессионная динамика магнитного момента наноячейки, возникающая после действия импульса, также сложным образом зависит от параметров импульса. Продолжительность переходной прецессии определяется расположением параметрической точки на диаграммах ПМ/НПМ. Причем, так как диполь-дипольное взаимодействие в большинстве случаев слабо влияет на рассматриваемую динамику, особенности переходных процессов отражаются

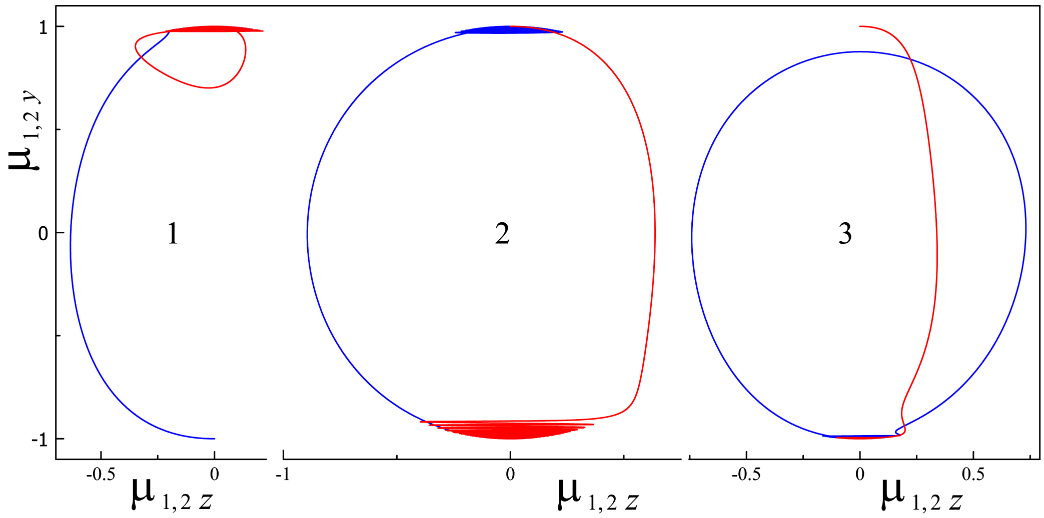


Рисунок 7.14 — Проекции на плоскость YZ траекторий магнитных моментов наночастиц с $k_{u1} = 1$ (синие кривые) и $k_{u2} = 2$ (красные кривые) при действии импульса с $\tau_0 = 1.2$ (1), $\tau_0 = 2.1$ (2 и 3) и $h_0 = 0.7$ (2), $h_0 = 1.5$ (1 и 3); расстояние $l = 3$.

преимущественно диаграммами, построенными для изолированных входящих в ячейку наночастиц (см. рис.7.11). В частности, если параметры импульса соответствуют краевым участкам характеристических областей диаграмм (независимо от того, отвечают они ПМ или НПМ наночастиц), имеет место продолжительный по времени прецессионный отклик магнитных моментов. В случае же центральных участков областей диаграммы прецессионная динамика занимает на порядок меньшее время, и магнитные моменты быстро приближаются к равновесному состоянию [68; 350]. Рассмотренный выше рис.7.13 отвечает второму случаю, т.е. центральным участкам соответствующих диаграмм. Так как ПМ/НПМ диаграммы, характеризующие каждую из входящих в ячейку наночастиц, могут существенно отличаться, продолжительность отклика на импульсное воздействие у первого и второго диполей, как правило, также различна.

На рис.7.15 для наноячейки с прежними параметрами представлены проекции траекторий первого и второго (синие и красные кривые) магнитных моментов на плоскость YZ при действии импульса с $h_0 = 1.8$ и $\tau_0 = 1.4, 1.6, 1.9, 3.0, 3.2, 3.6$ (a-f). Случаи (a) и (d) отвечают краевым участкам характеристической диаграммы для первого диполя, так как реализуется большая по амплитуде и продолжительная по времени прецессионная динамика магнитного момента первой наночастицы вокруг оси X (вокруг направления действия импульса). При переходе к случаям (c) и (f) имеет место смещение к центральным участкам областей диаграммы для первого диполя, поэтому продолжительность и амплитуда его отклика сильно уменьшаются. При этом продолжительность

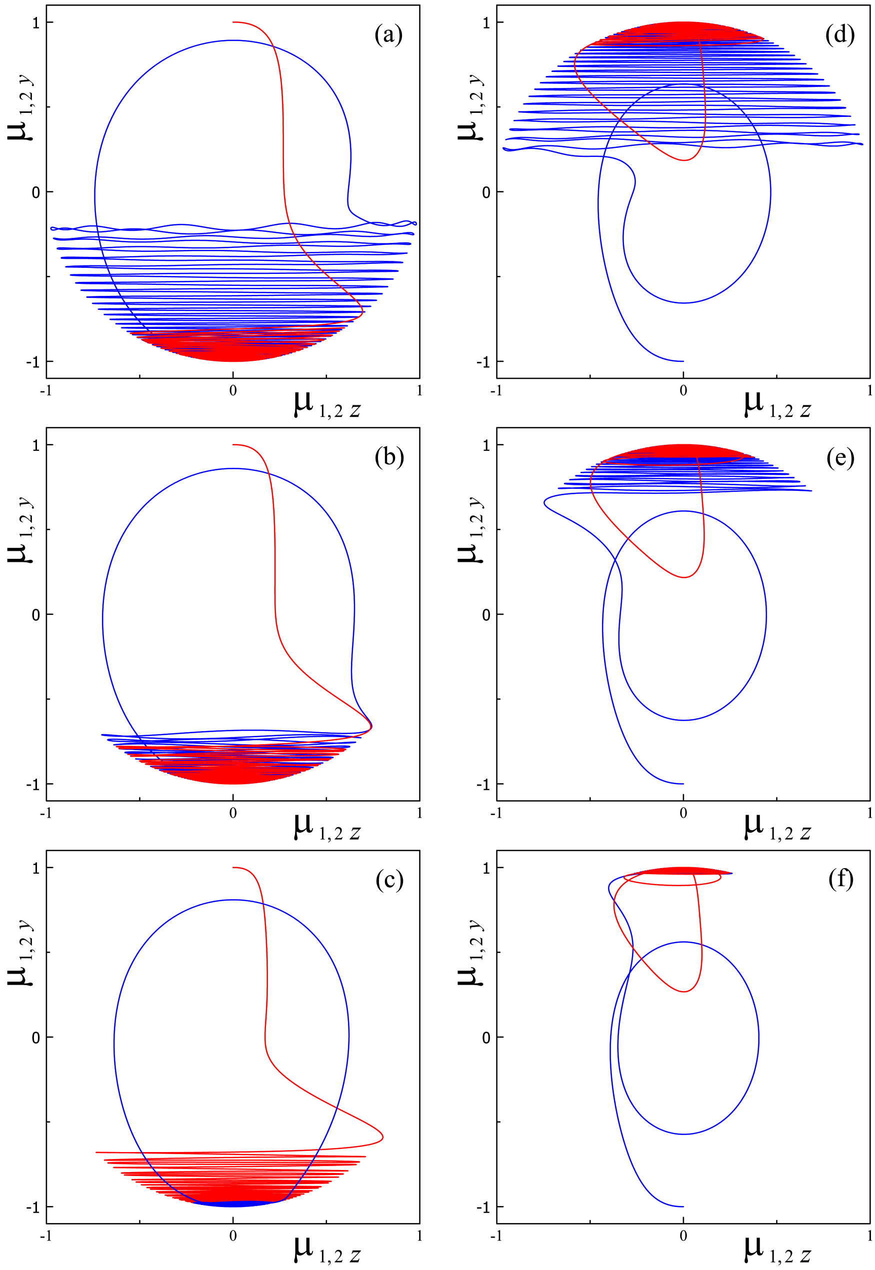


Рисунок 7.15 — Проекции на плоскость YZ траекторий магнитных моментов наночастиц с $k_{u1} = 1$ и $k_{u2} = 2$ (синие и красные кривые) при действии импульса с $h_0 = 1.8$ и $\tau_0 = 1.4, 1.6, 1.9, 3.0, 3.2, 3.6$ (a-f); расстояние $l = 3$.

отклика второго диполя меняется незначительно (что обусловлено характеристической диаграммой для второй наночастицы), а именно, имеет место некоторое смещение к краю области ПМ/НПМ диаграммы для второй наночастицы при переходе от (a) к (c) и смещение к центру области диаграммы при переходе от (d) к (f). Зависимость от времени Y- и X-компонент суммарного магнитного момента наноячейки для вышерассмотренных случаев приведена на рис.7.16.

Видно, что с приближением к равновесному направлению частота прецессии увеличивается. Имеющаяся преимущественно в начале отклика модуляция прецессионных колебаний (когда велика амплитуда прецессии) обусловлена влиянием диполь-дипольного взаимодействия наночастиц.

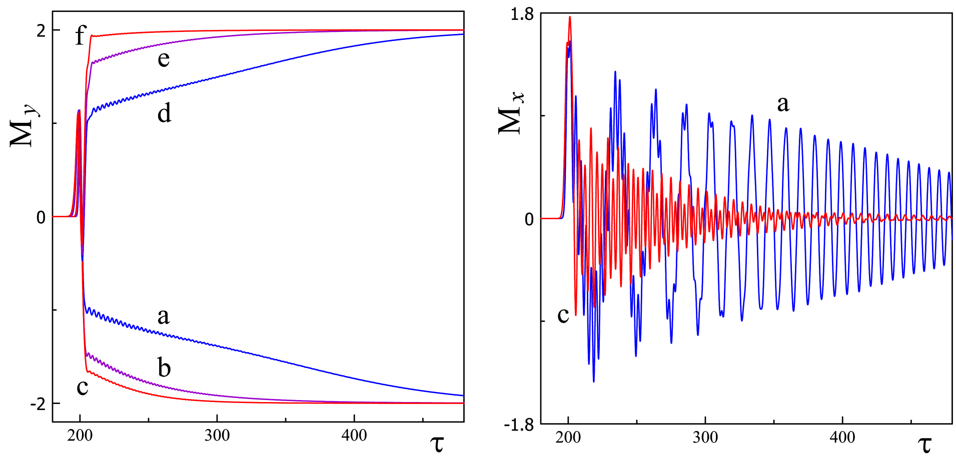


Рисунок 7.16 — Зависимость от времени Y- и X-компонент магнитного момента наноячейки с $k_{u1} = 1$, $k_{u2} = 2$ и $l = 3$ при действии импульса с параметрами $h_0 = 1.8$ и $\tau_0 = 1.4, 1.6, 1.9, 3.0, 3.2, 3.6$ (a-f).

При параметрах импульса, отвечающих наибольшему приближению к границе между областями диаграммы ПМ/НПМ, не только значительно увеличивается продолжительность отклика одного (или обеих) магнитных моментов, но и возникает хаотизация динамики на начальном этапе.

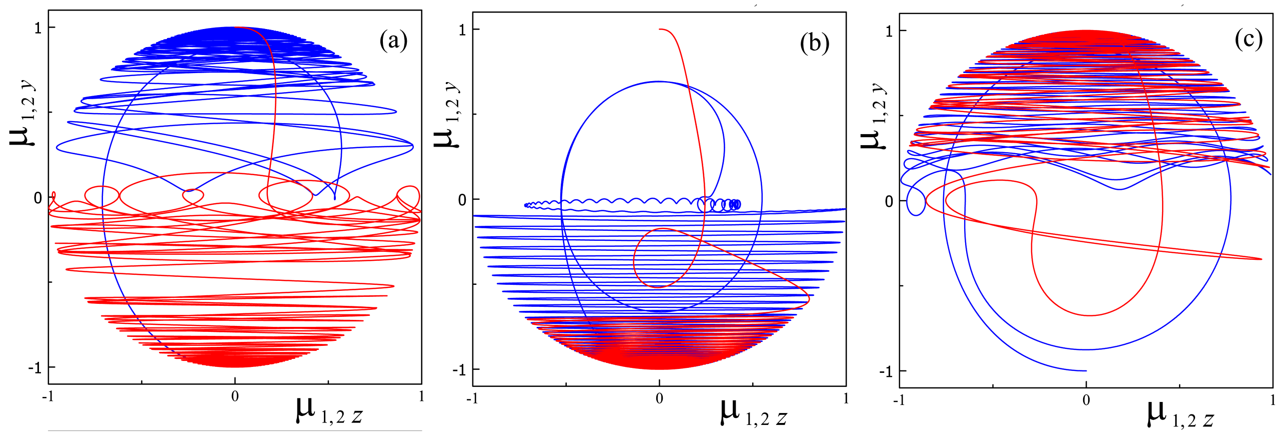


Рисунок 7.17 — Проекции траекторий магнитных моментов наночастиц с $k_{u1} = 1$ и $k_{u2} = 2$ (синие и красные кривые) при действии импульса с параметрами, отвечающими приграничным участком ПМ/НПМ диаграммы: $h_0 = 1.7$ и $\tau_0 = 1.5$ (a), $h_0 = 2.3$ и $\tau_0 = 2.8$ (b), $h_0 = 2.6$ и $\tau_0 = 1.5$ (c); расстояние $l = 3$.

На рис.7.17 представлены проекции траекторий первого и второго (синие и красные кривые) магнитных моментов на плоскость YZ при действии импульса с параметрами, приближенно соответствующими границам между областями диаграммы: $h_0 = 1.7$ и $\tau_0 = 1.5$ (a), $h_0 = 2.3$ и $\tau_0 = 2.8$ (b), $h_0 = 2.6$ и $\tau_0 = 1.5$ (c). Параметры наноячейки взяты прежними. Видно, что в случаях (a) и (c) начальная хаотизация проявляется в динамике обоих магнитных моментов, так как выбранные параметры импульса соответствуют приграничным участкам между областями характеристических диаграмм (см. рис.7.11) обеих наночастиц.

В случае (b) начальная хаотизация возникает только в динамике первого магнитного момента, отклик же второго магнитного момента менее продолжителен (что обусловлено ПМ/НПМ диаграммами соответствующих наночастиц). При этом случай (a) отвечает ПМ обоих диполей и сохранению нулевого значения магнитного момента наноячейки. В случаях же (b) и (c) реализуется ПМ, соответственно, второго и первого диполей, и магнитный момент наноячейки становится равным ± 2. Для данных случаев на рис.7.18 приведена зависимость от времени X- и Y-компонент (кривые 1 и 2) магнитного момента наноячейки. Видно, что хаотизация отклика $\vec{M}$ проявляется в начале отклика, а в конце динамика близка к затухающей гармонической прецессии.

Выявленные особенности отклика магнитных моментов объясняются видом их траекторий, возникающих под действием импульса, и влиянием поля одноосной анизотропии. Продолжительность отклика, а также реализация ПМ определяются положением магнитного момента относительно оси анизотропии при прекращении действия импульса. Чем ближе к оси анизотропии оказывается направление магнитного момента, тем короче по времени переходная прецессионная динамика. В случае близости магнитного момента к трудной плоскости (XZ), т.е. при малой Y-компоненте магнитного момента, под действием поля анизотропии возникает продолжительная по времени затухающая прецессия вокруг легкой оси, в результате которой магнитный момент приближается либо к положительному, либо к отрицательному направлению оси Y. Если же действующий импульс доводит магнитный момент до области вблизи равновесного направления (Y-компонента близка к значению ± 1), прецессия под действием поля анизотропии непродолжительная и отклик коротким. Аналогичные зависимости отклика изолированной наночастицы от длительности импульса, как для анизотропного, так и для изотропного случаев, исследовались в работе [343].

В общем случае имеет место два переходных прецессионных процесса: перед указанной прецессией вокруг ОЛН под действием поля анизотропии, возникает прецессия вокруг оси X, вызванная действием поля импульса. Число витков последней возрастает с увеличением параметров импульса поля, что соответствует увеличению номера «полосы» ПМ (отсчитываемого от начала параметрических координат) на характеристической диаграмме (см. рис.7.11).

На рис.7.19 для наноячейки с параметрами $k_{u1} = 0.5$, $k_{u2} = 2$ и $l = 3$ представлены проекции траекторий магнитных моментов на плоскость YZ при действии импульса с $h_0 = 2$ (a, b), $h_0 = 6$ (c-f) и $\tau_0 = 1.3, 4.6, 0.5, 1.3, 2.7, 4.1$

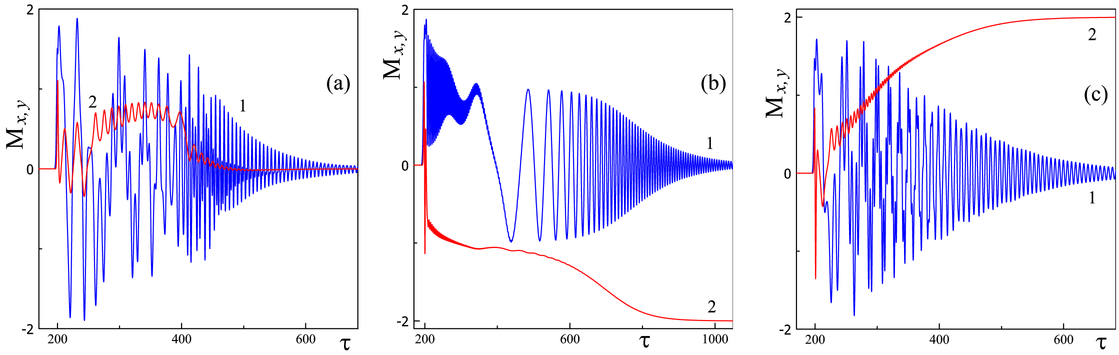


Рисунок 7.18 — Зависимость от времени Y- и X-компонент (кривые 1 и 2) магнитного момента наноячейки с $k_{u1} = 1$, $k_{u2} = 2$ и $l = 3$ при действии импульса с параметрами $h_0 = 1.7$ и $\tau_0 = 1.5$ (a), $h_0 = 2.3$ и $\tau_0 = 2.8$ (b), $h_0 = 2.6$ и $\tau_0 = 1.5$ (c).

(a-f). Во всех случаях реализуется ПМ только второго диполя, при этом магнитный момент системы меняет свое значение с 0 на -2. Из рисунка видно, что увеличение числа витков данного переходного прецессионного процесса увеличивается как при увеличении амплитуды импульса, так и при увеличении его длительности.

На рис.7.20 для случаев (c) и (f), соответствующих короткой и относительно продолжительной прецессии вокруг оси X, приведена зависимость от времени Y-компоненты магнитного момента наноячейки. В случае (f) становится заметной амплитудная модуляция прецессии.

Отметим, что когда расстояние между диполями $l \geqslant 5$, диполь-дипольное взаимодействие между ними настолько мало, что их отклик на импульсное воздействие близок к отклику изолированных диполей. Таким образом, антиферромагнетик может быть построен из рассмотренных ячеек – пар различных по величине анизотропии наночастиц с $l \geqslant 2$, когда расстояние между парами $l \geqslant 5$, или из одинаково удаленных на достаточное расстояние соответствующих наночастиц (расстояние между наночастицами в ячейке равно расстоянию между ячейками). Дополнительные исследования также показали, что аналогичные зависимости отклика магнитных моментов от параметров импульса имеют место не только для гауссова временного профиля, но и в случае других его профилей (если отсутствует частотная модуляция импульса).

Исследование наноячейки синтетического антиферромагнетика, представляющей собой две наночастицы с различной по величине одноосной анизотропией показало, что отклик на импульсное воздействие существенно зависит от параметров импульса магнитного поля. При противоположной исходной ориентации диполей в зависимости от величины амплитуды и/или

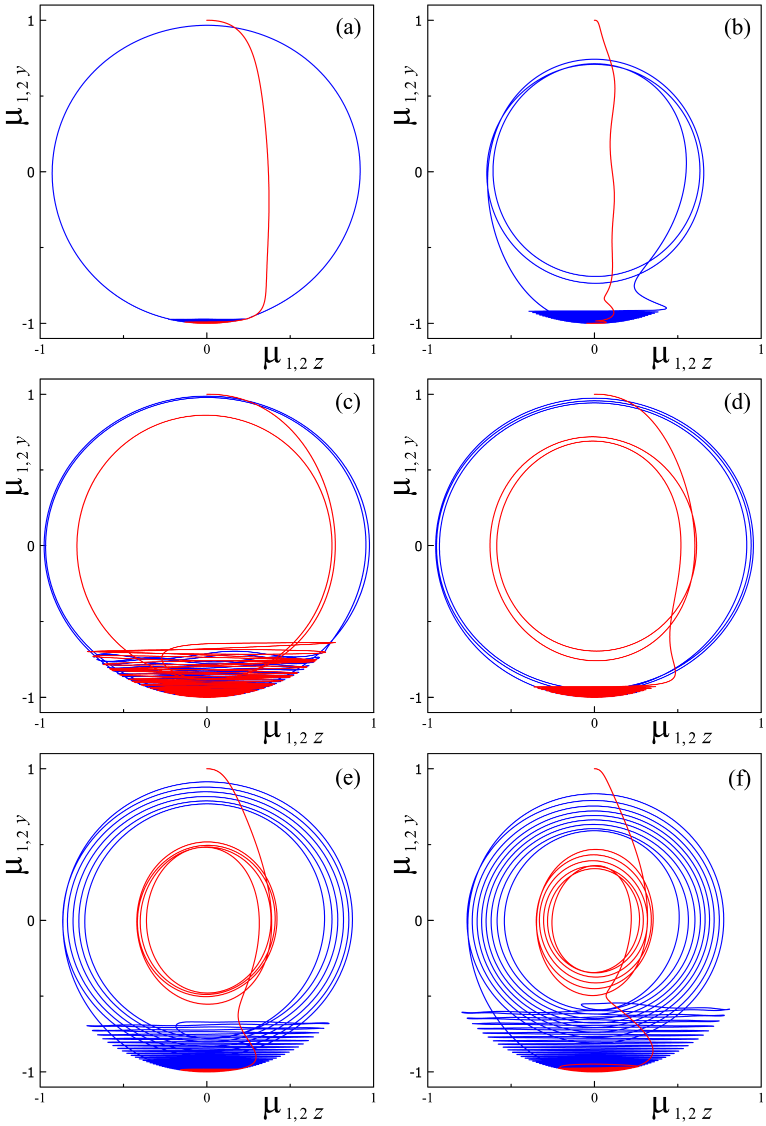


Рисунок 7.19 — Проекции траекторий магнитных моментов наночастиц с $k_{u1} = 0.5$ и $k_{u2} = 2$ (синие и красные кривые) при действии импульса с $h_0 = 2$ (a, b), $h_0 = 6$ (c-f) и $\tau_0 = 1.3,\ 4.6,\ 0.5,\ 1.3,\ 2.7,\ 4.1$ (a-f); расстояние $l = 3$.

длительности импульса может быть осуществлено перемагничивание только одного из двух диполей (первого или второго), перемагничивание сразу двух диполей или же сохранение ориентации обоих диполей. В первых двух случаях суммарных магнитный момент изменяется и переходит от нулевого значения к значению ± 2. Данный результат достигается благодаря тому, что результат отклика на импульсное воздействие изолированного диполя периодическим образом изменяется при изменении продолжительности или амплитуды действующего импульса. Влияние диполь-дипольного взаимодействия между наночастицами таково, что сонаправленная ориентация двух магнитных моментов при импульсном перемагничивании достигается, если нормированное расстояние между наночастицами $l \geqslant 2$. Если же $l \geqslant 5$, отклик магнитных моментов близок к отклику изолированных наночастиц.

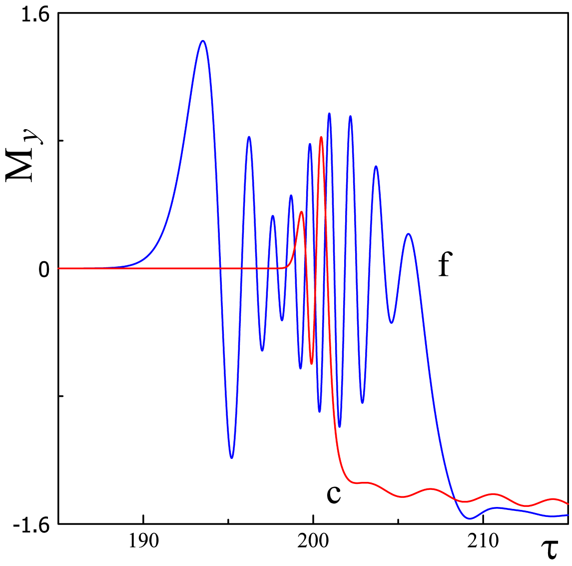


Рисунок 7.20 — Зависимость от времени Y-компоненты магнитного момента наноячейки с $k_{u1} = 0.5$, $k_{u2} = 2$ и $l = 3$ при действии импульса с параметрами $h_0 = 6$ и $\tau_0 = 0.5, 4.1$ (c, f).

Длительность отклика системы диполей зависит от расположения параметров импульса на диаграммах ПМ/НПМ, характеризующих процессы ПМ каждого из диполей. Если параметры импульса находятся вблизи центра области диаграммы, соответствующей какому-либо однотипному отклику системы, то переходная динамика магнитных моментов непродолжительна и практически ограничивается временем действия импульса (если не учитывать низкоамплитудный колебания). Если же параметры импульса близки к границе между двумя областями диаграммы, относящимися к разным результатам импульсного ПМ, то продолжительность прецессионной динамики отклика магнитных моментов (возникающей под действием поля анизотропии наночастиц) увеличивается более, чем на порядок. В динамику отклика магнитных моментов на импульсное воздействие помимо прецессии вокруг ОЛН входит также прецессия вокруг перпендикулярной оси, вызванная полем импульса и определяющая реализацию ПМ наночастиц. Полученные результаты могут быть использованы при создании трех-четырех уровневых элементов памяти на основе наноячеек синтетического антиферромагнетика.

Выводы к главе 7

Основные результаты данной главы опубликованы в работах [182; 350; 351] и сводятся к следующему:

– Исследование отклика магнитного момента наночастицы с одноосной магнитной анизотропией на действие как гауссова, так и ступенчатого импульса поперечного магнитного поля выявило сильную зависимость реализации перемагничивания и продолжительности прецессионной динамики от длительности и пикового значения импульса. Ширина данных параметрических интервалов перемагничивания/неперемагничивания сокращается с возрастанием пикового значения импульса над величиной константы одноосной анизотропии и оказывается заметно больше в случае ступенчатого профиля действующего импульса.

– Продолжительность отклика, а также реализация перемагничивания определяются положением магнитного момента относительно оси анизотропии при прекращении действия импульса. 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.

– 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 или же сохранение ориентации обоих диполей. В первых двух случаях суммарных магнитный момент изменяется и переходит от нулевого значения к значению ± 2. Влияние диполь-дипольного взаимодействия между наночастицами таково, что сонаправленная ориентация двух магнитных моментов при импульсном перемагничивании достигается, если нормированное расстояние между наночастицами $l \geqslant 2$. Если же $l \geqslant 5$, отклик магнитных моментов близок к отклику изолированных наночастиц.

Заключение

В диссертационной работе теоретически исследованы особенности взаимодействия монохроматического и импульсного излучения с периодическими плоскослоистыми структурами и ФКС на основе активных (управляемых) сред, а также магнитодипольными структурами для создания композитных материалов с заданными экстремальными свойствами, определения условий наблюдения больших МО и динамических эффектов, 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» невзаимный 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 нанокомпозита 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 нанокомпозита. 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 ω_l, на которых происходит «схлопывание» всех запрещенных зон в спектре собственных циркулярно поляризованных волн. В спектре правополяризованных волн вблизи резонансной частоты ω_H имеются особенности, связанные с соответствующей частотной зависимостью эффективной МП $\mu^+(\omega)$. Для МП $\mu^-(\omega)$ левополяризованных волн таких особеностей 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 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.

5. Показано, что применение структуры тапа 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 δ 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 Грооса-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 магнитнотного 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 наноячейки, 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 ± 2), либо перемагничивание обоих диполей (магнитный момент сохраняется).

В заключение автор выражает благодарность и большую признательность научному консультанту и руководителю Семенцову Дмитрию Игоревичу за поддержку, помощь, обсуждение результатов и научное руководство. Автор считает своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность кафедре радиофизики и электроники, Гурину Нектарию Тимофеевичу за поддержку и ценные советы, Шутому Анатолию Михайловичу за плодотворное сотрудничество. Автор также благодарит свою семью и всех, кто сделал настоящую работу автора возможной.

Список сокращений и условных обозначений

МПС – мелкослоистые периодические структуры;
ДП – диэлектрическая проницаемость;
МП – магнитная проницаемость;
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;
ФК – фотонный-кристалл;
ФКС – фотонно-кристаллическая структура;
ФМР – ферро-магнитный резонанс;
НКС – нанокомпозитная структура;
ФГ – феррит-гранат;
ИП – интерференционный поток;
ИТ – интерференционное тепловыделение;
ПДС – полосовая доменная структура;
СВЧ – сверхвысокочастотный диапазон излучения;
ИК – инфракрасный диапазон излучения;
ПП – поверхностный поляритон (показатель преломления - см контекст);
ПМ/НПМ – интервалы перемагничивания/неперемагничивания;
ОЛН – ось легкого намагничивания;
E_0 – амплитуда падающего поля
$\mathbf{H_0}$ – внешнее подмагничивающее поле
$\hat{\varepsilon}$ – тензор диэлектрической проницаемости
$\hat{\mu}$ – тензор магнитной проницаемости
ω – частота
k_0 – волновой вектор в вакууме
$\left.\begin{matrix} A_j \\ B_j \end{matrix}\right\}$ – амплитуда падающей и отраженной волны.
$\left.\begin{matrix} E_x,\ E_y,\ E_z, \\ H_x,\ H_y,\ H_z, \end{matrix}\right\}$ – компоненты падающих и отраженных волн.

Список литературы

1. *Johnson S. G.*, *Joannopoulos J. D.* Photonic crystals: the road from theory to practice. — Springer Science & Business Media, 2001.
2. *Yablonovitch E.* Photonics: One-way road for light // Nature. — 2009. — Т. 461, № 7265. — С. 744—745.
3. *Inoue M.*, *Levy M.*, *Baryshev A. V.* Magnetophotonics: From theory to applications. — Springer Science & Business Media, 2013.
4. *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.
5. *Alameh K.*, *Grishin A.* Magneto-opto photonic crystal multiplayer structure having enhanced Faraday rotation with visible light. — 2012. — US Patent 8,102,588.
6. 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.
7. *Zvezdin A.*, *Kotov V.* Magnetooptics of Thin Films. — 1988.
8. *Visnovsky S.* Optics in magnetic multilayers and nanostructures. — CRC Press, 2006. — 560 с.
9. Magnetic photonic crystals / I. Lyubchanskii [и др.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2003. — Т. 36, № 18. — R277.
10. *Eliseeva S.*, *Sementsov D.* Optical spectra of one-dimensional defect photonic crystals // Optics and Spectroscopy. — 2010. — Т. 109, № 5. — С. 729—737.
11. *Kosobukin V.*, *Krichevtsov 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.
12. *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.

13. *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. — T. 372, № 2027. — C. 20140010.

14. Propagation of coherent and partially coherent pulses through one-dimensional photonic crystals / W. Li-Gang [и др.] // Physical Review E. — 2004. — T. 70, № 1. — C. 016601.

15. *Kivshar Y. S.*, *Agrawal G.* Optical solitons: from fibers to photonic crystals. — Academic press, 2003.

16. *Galkin A. Y.*, *Ivanov B.* Analogue of a spin flop phase transition for an array of magnetic moments with dipole interaction // JETP letters. — 2006. — T. 83, № 9. — C. 383—387.

17. Collective effects in artificial two-dimensional lattices of ferromagnetic nanoparticles / S. Gusev [и др.] // Physics-Uspekhi. — 2000. — T. 43, № 3. — C. 288—291.

18. *Shutyı A. M.*, *Sementsov D. I.* Dynamics of the magnetic moments for chain of dipoles in domain wall // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2016. — T. 401. — C. 1033—1038.

19. *Элаши Ш.* Волны в активных и пассивных периодических структурах // Обзор//тииэр. — 1976. — Т. 64, № 12. — С. 22—59.

20. *Rytov S.* Electromagnetic properties of a small-scale-layered medium // Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 1955. — T. 29, № 5. — C. 605—611.

21. *Rytov S.* Acoustical properties of a thinly laminated medium // Sov. Phys. Acoust. — 1956. — T. 2, № 1. — C. 68—80.

22. *Brehovskih L. M.* Waves in layered media. — Academic Press, 1960.

23. *Vinogradov A.*, *Merzlikin A.* On the problem of homogenizing one-dimensional systems // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2002. — T. 94, № 3. — C. 482—488.

24. Additional effective medium parameters for composite materials (excess surface currents) / A. Vinogradov [и др.] // Optics Express. — 2011. — T. 19, № 7. — C. 6699—6704.

25. *Старков А.*, *Старков И.* Применение обобщенного матричного метода усреднения для расчета эффективных свойств тонких слоев мультиферроиков // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2014. — Т. 146, № 5. — С. 980—989.

26. *Zhao T.* Effective medium modeling and experimental characterization of multilayer dielectric with periodic inclusion. — 2015.

27. Validation of the effective-medium approximation for the dielectric permittivity of oriented nanoparticle-filled materials: effective permittivity for dielectric nanoparticles in multilayer photonic composites / M. Maldovan [и др.] // Applied Physics B. — 2003. — Т. 76, № 8. — С. 877—884.

28. *Kidwai O.*, *Zhukovsky S. V.*, *Sipe J.* Effective-medium approach to planar multilayer hyperbolic metamaterials: Strengths and limitations // Physical Review A. — 2012. — Т. 85, № 5. — С. 053842.

29. Subwavelength multilayer dielectrics: ultrasensitive transmission and breakdown of effective-medium theory / H. H. Sheinfux [и др.] // Physical review letters. — 2014. — Т. 113, № 24. — С. 243901.

30. *Vainola H.*, *Sinkkonen J.*, *Aho J.* Electromagnetic Effective Medium Material Parameters of a Periodic Multilayer Structure // JOURNAL-KOREAN PHYSICAL SOCIETY. — 2001. — Т. 39, № 3. — С. 506—511.

31. *Bulgakov A.*, *Fedorin I.* SOLID-STATE AND PLASMA RADIO PHYSICS-Ellipsoidal Properties of the Reflection Factors from a Thin-Layer Periodic Semiconductor-Dielectric Structure in a Magnetic Field // Telecommunications and Radio Engineering. — 2012. — Т. 71, № 13. — С. 1213.

32. *Bulgakov A.*, *Fedorin I.* Ellipsoidal properties of the reflection factors from a thin-layer periodic semiconductor-dielectric structure in a magnetic field // Telecommunications and Radio Engineering. — 2012. — Т. 71, № 13.

33. *Bulgakov A.*, *Fedorin I.* Electrodynamic properties of a thin-film periodic structure in an external magnetic field // Technical Physics. — 2011. — Т. 56, № 4. — С. 510—514.

34. *Kulagin D.*, *Savchenko A.*, *Tarasenko S.* The polariton dynamics of a one-dimensional gyroscopic magnetic photonic crystal at dc external electric field. The method of effective medium // Fizika Nizkikh Temperatur. — 2008. — Т. 34, № 12. — С. 1276—1288.

35. *Humlicek J.* Data analysis for nanomaterials: Effective medium approximation, its limits and implementations // Ellipsometry at the Nanoscale. — Springer, 2013. — С. 145—178.

36. *Siraji A. A.*, *Zhao Y.* Simple effective medium approximation with Rayleigh scattering // Optics letters. — 2017. — Т. 42, № 9. — С. 1860—1863.

37. *He X. Y.*, *Wang Q. J.*, *Yu S. F.* Investigation of multilayer subwavelength metallic-dielectric stratified structures // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 2012. — Т. 48, № 12. — С. 1554—1559.

38. Subwavelength optics with hyperbolic metamaterials: Waveguides, scattering, and optical topological transitions / S. Ishii [и др.] // Transparent Optical Networks (ICTON), 2016 18th International Conference on. — IEEE. 2016. — С. 1—4.

39. Subwavelength imaging with anisotropic structure comprising alternately layered metal and dielectric films / C. Wang [и др.] // optics express. — 2008. — Т. 16, № 6. — С. 4217—4227.

40. Optimal design of sub-wavelength metal rectangular gratings for polarizing beam splitter based on effective medium theory / Z. Hua-Jun [и др.] // Chinese Physics B. — 2009. — Т. 18, № 12. — С. 5326.

41. *Юрасов А.*, *Яшин М.* Теория эффективной среды как инструмент анализа оптических свойств нанокомпозитов // Российский технологический журнал. — 2018. — Т. 6, № 2. — С. 56—66.

42. *Silin R. A.* Electromagnetic waves in artificial periodic structures // Physics-Uspekhi. — 2006. — Т. 49, № 5. — С. 542—545.

43. *Vendik I.*, *Vendik O.*, *Gashinova M.* Artificial dielectric medium possessing simultaneously negative permittivity and magnetic permeability // Technical Physics Letters. — 2006. — Т. 32, № 5. — С. 429.

44. *Yelon A.* Physics of Thin Films // New York: Aca. — 1971.

45. *Smolenskii G.*, *Lemanov V.* Ferrites and their technical applications // NaukarMoscow. — 1975.

46. *Bass F. G.*, *Bulgakov A. A.*, *Tetervov A. P.* High-frequency properties of semiconductors with superlattices // Moscow Izdatel Nauka. — 1989.

47. *Maslovski S.* On the possibility of creating artificial media simultaneously possessing negative permittivity and permeability // Technical physics letters. — 2003. — T. 29, № 1. — C. 32—34.

48. *Élashi S.* Waves in active and passive periodic structures: review // TIIER. — 1976. — T. 64, № 12. — C. 22—59.

49. *Mills D. L.*, *Agranovich V. M.* Surface Polaritons: Electromagnetic Waves at Surfaces and Interfaces. — North-Holland publ., 1982.

50. *Borisov S.*, *Dadoenkova N.*, *Lyubchanskii I.* Surface electromagnetic waves in bigyrotropic magnetooptic layered structures // Optics and spectroscopy. — 1994. — T. 76. — C. 386—390.

51. *Kaganov M. I.*, *Pustyl'nik N.*, *Shalaeva T.* Magnons, magnetic polaritons, magnetostatic waves // Physics-Uspekhi. — 1997. — T. 40, № 2. — C. 181.

52. *Bulgakov A.*, *Shramkova O.* Dispersion and instability of electromagnetic waves in layered periodic semiconductor structures // Technical Physics. — 2003. — T. 48, № 3. — C. 361—369.

53. *Eliseeva S.*, *Sementsov D.* Spectrum of natural electromagnetic waves in a periodic ferromagnet-dielectric structure // Crystallography Reports. — 2005. — T. 50, № 4. — C. 673—679.

54. *Elisséeva S.*, *Sementsov D.* Dispersion des ondes électromagnétiques dans une multicouche périodique dans un champ magnétique extérieur: théorie // Comptes Rendus Physique. — 2006. — T. 7, № 2. — C. 255—261.

55. *Eliseeva S.*, *Sementsov D.*, *Stepanov M.* Dispersion of bulk and surface electromagnetic waves in bigyrotropic finely stratified ferrite-semiconductor medium // Technical Physics. — 2008. — T. 53, № 10. — C. 1319.

56. *Tarkhanyan R. H.*, *Niarchos D. G.* Effective negative refractive index in ferromagnet-semiconductor superlattices // Optics Express. — 2006. — T. 14, № 12. — C. 5433—5444.

57. Complex permittivity and permeability of metallic magnetic granular composites at microwave frequencies / P. Chen [и др.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2005. — T. 38, № 14. — C. 2302.

58. *Wu R.-X.*, *Zhao T.*, *Xiao J. Q.* Periodic ferrite–semiconductor layered composite with negative index of refraction // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2006. — Т. 19, № 2. — С. 026211.

59. *Figotin A.*, *Vitebskiy I.* Electromagnetic unidirectionality in magnetic photonic crystals // Physical Review B. — 2003. — Т. 67, № 16. — С. 165210.

60. Magneto-optical properties of one-dimensional photonic crystals composed of magnetic and dielectric layers / M. Inoue [и др.] // Journal of applied physics. — 1998. — Т. 83, № 11. — С. 6768—6770.

61. *Елисеева С.*, *Остаточников В.*, *Семенцов Д.* Модификация распределения поля в одномерной фотонно-кристаллической структуре с дефектами инверсии и внедрения // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. — 2012. — Т. 15, № 1. — С. 39—45.

62. One-dimensional bigyrotropic magnetic photonic crystals / I. Lyubchanskii [и др.] // Applied physics letters. — 2004. — Т. 85, № 24. — С. 5932—5934.

63. *Sakoda K.* Optical properties of photonic crystals. Т. 80. — Springer Science & Business Media, 2004.

64. *Raj N.*, *Tilley D.* Polariton and effective-medium theory of magnetic superlattices // Physical Review B. — 1987. — Т. 36, № 13. — С. 7003.

65. *Sementsov D.* Effective parameters of magnetogyrotropic stratified media // Radiophysics and Quantum Electronics. — 1980. — Т. 23, № 5. — С. 418—421.

66. *Eliseeva S.*, *Sannikov D.*, *Sementsov D.* Anisotropy, gyrotropy and dispersion properties of the periodical thin-layer structure of magnetic–semiconductor // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2010. — Т. 322, № 23. — С. 3807—3816.

67. *Tarapov S.*, *Belozorov D.* Microwaves in dispersive magnetic composite media // Low Temperature Physics. — 2012. — Т. 38, № 7. — С. 603—625.

68. *Gurevich A.* Microwave ferrites // Fizmatgiz, Moscow. — 1960.

69. *Wolf E.*, *Born M.* Principles of optics. — Pergamon press, 1965.

70. *Bohren C. F.*, *Huffman D. R.* Absorption and scattering of light by small particles. — John Wiley & Sons, 2008.

71. *Levy O.*, *Bergman D. J.* Clausius-Mossotti approximation for a family of nonlinear composites // Physical Review B. — 1992. — Т. 46, № 11. — С. 7189.

72. *Fan S.*, *Villeneuve P. R.*, *Joannopoulos J.* Large omnidirectional band gaps in metallodielectric photonic crystals // Physical Review B. — 1996. — Т. 54, № 16. — С. 11245.

73. *Golovan L. A.*, *Timoshenko V. Y.*, *Kashkarov P. K.* Optical properties of porous-system-based nanocomposites // Physics-Uspekhi. — 2007. — Т. 50, № 6. — С. 595—612.

74. *Klimov V.* Nanoplasmonics. — Pan Stanford, 2014.

75. *Maier S. A.* Plasmonics: fundamentals and applications. — Springer Science & Business Media, 2007.

76. Saturated absorption and nonlinear refraction of silicate glasses doped with silver nanoparticles at 532 nm / R. Ganeev [и др.] // Optical and quantum electronics. — 2004. — Т. 36, № 10. — С. 949—960.

77. *Kachan S.*, *Stenzel O.*, *Ponyavina A.* High-absorbing gradient multilayer coatings with silver nanoparticles // Applied Physics B. — 2006. — Т. 84, № 1—2. — С. 281—287.

78. *Kravets V.*, *Schedin F.*, *Grigorenko A.* Plasmonic blackbody: Almost complete absorption of light in nanostructured metallic coatings // Physical Review B. — 2008. — Т. 78, № 20. — С. 205405.

79. *Tretyakov S.* Maximizing absorption and scattering by dipole particles // Plasmonics. — 2014. — Т. 9, № 4. — С. 935—944.

80. *Ra'Di Y.*, *Simovski C.*, *Tretyakov S.* Thin perfect absorbers for electromagnetic waves: theory, design, and realizations // Physical Review Applied. — 2015. — Т. 3, № 3. — С. 037001.

81. *Cai W.*, *Shalaev V.* Optical metamaterials: fundamentals and applications. — Springer Science & Business Media, 2009.

82. *Engheta N.*, *Ziolkowski R. W.* Metamaterials: physics and engineering explorations. — John Wiley & Sons, 2006.

83. *Baffou G.*, *Quidant R.* Thermo-plasmonics: using metallic nanostructures as nano-sources of heat // Laser & Photonics Reviews. — 2013. — Т. 7, № 2. — С. 171—187.

84. *Sentenac A.*, *Chaumet P.*, *Leuchs G.* Total absorption of light by a nanoparticle: an electromagnetic sink in the optical regime // Optics letters. — 2013. — Т. 38, № 6. — С. 818—820.

85. Optimizing nanoparticle designs for ideal absorption of light / V. Grigoriev [и др.] // ACS photonics. — 2015. — Т. 2, № 2. — С. 263—270.

86. Fundamental limits to extinction by metallic nanoparticles / O. D. Miller [и др.] // Physical review letters. — 2014. — Т. 112, № 12. — С. 123903.

87. Nonlinear optical properties of gold nanoparticles dispersed in different optically transparent matrices / A. Ryasnyanskiy [и др.] // Physics of the Solid State. — 2009. — Т. 51, № 1. — С. 55—60.

88. *Vetrov S. Y.*, *Avdeeva A. Y.*, *Timofeev I.* Spectral properties of a one-dimensional photonic crystal with a resonant defect nanocomposite layer // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2011. — Т. 113, № 5. — С. 755—761.

89. *Moiseev S. G.*, *Ostatochnikov V. A.*, *Sementsov D. I.* Defect mode suppression in a photonic crystal structure with a resonance nanocomposite layer // Quantum Electronics. — 2012. — Т. 42, № 6. — С. 557.

90. *Spanier J. E.*, *Herman I. P.* Use of hybrid phenomenological and statistical effective-medium theories of dielectric functions to model the infrared reflectance of porous SiC films // Physical Review B. — 2000. — Т. 61, № 15. — С. 10437.

91. Size dependent χ (3) for conduction electrons in Ag nanoparticles / V. P. Drachev [и др.] // Nano letters. — 2004. — Т. 4, № 8. — С. 1535—1539.

92. Theoretical and numerical investigation of the size-dependent optical effects in metal nanoparticles / A. A. Govyadinov [и др.] // Physical Review B. — 2011. — Т. 84, № 15. — С. 155461.

93. *Maxwell G. J.* Colours in metal glasses and metal films // Philos. Trans. R. Soc. London, Sect. A. — 1904. — Т. 3. — С. 385—420.

94. *Eliseeva S.*, *Nasedkina Y. F.*, *Sementsov D.* Optical spectra of nanocomposite medium and film with metal inclusions // Optics and Spectroscopy. — 2014. — Т. 117, № 6. — С. 887—895.

95. *Noskov R. E.*, *Smirnova D. A.*, *Kivshar Y. S.* Subwavelength solitons and Faraday waves in two-dimensional lattices of metal nanoparticles // Optics letters. — 2013. — Т. 38, № 14. — С. 2554—2556.

96. *Bespyatykh Y. I.*, *Bugaev A.*, *Dikshtein I.* Surface polaritons in composite media with time dispersion of permittivity and permeability // Physics of the Solid State. — 2001. — Т. 43, № 11. — С. 2130—2135.

97. The propagation of magnetostatic surface waves in ferrite/superconductor structures / A. Semenov [и др.] // Technical Physics. — 2001. — Т. 46, № 10. — С. 1218—1224.

98. *Sementsov D.*, *Filatov L.*, *Obrubov M.* Surface waves on the interface between a left-handed and a right-handed medium // Journal of Communications Technology and Electronics. — 2012. — Т. 57, № 7. — С. 682—688.

99. *Vashkovskii A.*, *Lokk E.* Magnetostatic surface waves in a ferrite-dielectric structure bounded by half-spaces with negative permittivity // Journal of communications technology & electronics. — 2002. — Т. 47, № 1. — С. 87—91.

100. *Zhirnov S.*, *Sementsov D.* Surface polaritons at the interface between anisotropic superconductor and insulator // Physics of the Solid State. — 2007. — Т. 49, № 5. — С. 812—817.

101. *Zhang X.*, *Ji W.*, *Tang S.* Determination of optical nonlinearities and carrier lifetime in ZnO // JOSA B. — 1997. — Т. 14, № 8. — С. 1951—1955.

102. *Oraevskii A.*, *Protsenko I.* High refractive index and other optical properties of heterogeneous media // Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. — 2000. — Т. 72, № 9. — С. 445—448.

103. *Oraevsky A. N.*, *Protsenko I. E.* Optical properties of heterogeneous media // Quantum Electronics. — 2001. — Т. 31, № 3. — С. 252.

104. Plasmon-polariton surface waves at the interface of a dielectric and a nanocomposite with metal inclusions / L. Filatov [и др.] // Physics of the Solid State. — 2014. — Т. 56, № 7. — С. 1424—1430.

105. *Maxwell G.* JC,“Colours in metal glasses and metal films,” // Philos. Trans. R. Soc. London, Sect. A. — 1904. — Т. 3. — С. 385—420.

106. *Morozov S. V.*, *Novoselov K. S.*, *Geim A. K.* Electron transport in graphene // Physics-Uspekhi. — 2008. — Т. 51, № 7. — С. 744—748.

107. *Kechedzhi K.*, *Kashuba O.*, *Fal'ko V. I.* Quantum kinetic equation and universal conductance fluctuations in graphene // Physical Review B. — 2008. — T. 77, № 19. — C. 193403.

108. The electronic properties of graphene / A. C. Neto [и др.] // Reviews of modern physics. — 2009. — T. 81, № 1. — C. 109.

109. *Shemella P.*, *Nayak S. K.* Electronic structure and band-gap modulation of graphene via substrate surface chemistry // Applied Physics Letters. — 2009. — T. 94, № 3. — C. 2101.

110. *Falkovsky L.*, *Pershoguba S.* Optical far-infrared properties of a graphene monolayer and multilayer // Physical Review B. — 2007. — T. 76, № 15. — C. 153410.

111. *Falkovsky L. A.* Optical properties of graphene and IV? VI semiconductors // Physics-Uspekhi. — 2008. — T. 51, № 9. — C. 887.

112. *Katsnelson M.* Optical properties of graphene: The Fermi-liquid approach // EPL (Europhysics Letters). — 2008. — T. 84, № 3. — C. 37001.

113. *Berman O. L.*, *Kezerashvili R. Y.* Graphene-based one-dimensional photonic crystal // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2011. — T. 24, № 1. — C. 015305.

114. *Madani A.*, *Entezar S. R.* Optical properties of one-dimensional photonic crystals containing graphene sheets // Physica B: Condensed Matter. — 2013. — T. 431. — C. 1–5.

115. Graphene-based photonic crystal / O. L. Berman [и др.] // Physics Letters A. — 2010. — T. 374, № 47. — C. 4784–4786.

116. *El-Naggar S. A.* Tunable terahertz omnidirectional photonic gap in one dimensional graphene-based photonic crystals // Optical and Quantum Electronics. — 2015. — T. 47, № 7. — C. 1627–1636.

117. Graphene surface plasmon polaritons with opposite in-plane electron oscillations along its two surfaces / H. Liang [и др.] // Applied Physics Letters. — 2015. — T. 107, № 9. — C. 091602.

118. *Gan C. H.*, *Chu H. S.*, *Li E. P.* Synthesis of highly confined surface plasmon modes with doped graphene sheets in the midinfrared and terahertz frequencies // Physical Review B. — 2012. — T. 85, № 12. — C. 125431.

119. Nanoscale dielectric-graphene-dielectric tunable infrared waveguide with ultrahigh refractive indices / B. Zhu [и др.] // Optics express. — 2013. — T. 21, № 14. — C. 17089—17096.

120. Voltage-controlled surface plasmon-polaritons in double graphene layer structures / D. Svintsov [и др.] // Journal of Applied Physics. — 2013. — T. 113, № 5. — C. 053701.

121. *Belonenko M.*, *Lebedev N.*, *Yanyushkina N.* Solitons in a system of coupled graphene waveguides // Physics of the Solid State. — 2012. — T. 54, № 1. — C. 174—177.

122. Plasmons in waveguide structures formed by two graphene layers / P. Buslaev [и др.] // JETP letters. — 2013. — T. 97, № 9. — C. 535—539.

123. *Bulgakov A.*, *Shramkova O.* Reflection coefficient of a semiconductor superlattice subjected to a magnetic field // Semiconductors. — 2000. — T. 34, № 6. — C. 686—692.

124. *Karpov S. Y.*, *Stolyarov S.* Propagation and transformation of electromagnetic waves in one-dimensional periodic structures // Physics-Uspekhi. — 1993. — T. 36, № 1. — C. 1—22.

125. *Yeh P.* Optical waves in layered media. T. 61. — Wiley-Interscience, 2005.

126. *Wijnhoven J. E.*, *Vos W. L.* Preparation of photonic crystals made of air spheres in titania // Science. — 1998. — T. 281, № 5378. — C. 802—804.

127. *Busch K.*, *John S.* Photonic band gap formation in certain self-organizing systems // Physical Review E. — 1998. — T. 58, № 3. — C. 3896.

128. Large-scale synthesis of a silicon photonic crystal with a complete three-dimensional bandgap near 1.5 micrometres / A. Blanco [и др.] // Nature. — 2000. — T. 405, № 6785. — C. 437.

129. *Inoue K.*, *Ohtaka K.* Photonic crystals: physics, fabrication and applications. T. 94. — Springer, 2004.

130. Chiral electromagnetic objects / B. Katsenelenbaum [и др.] // Physics-Uspekhi. — 1997. — T. 40, № 11. — C. 1149.

131. Photonic crystals: molding the flow of light / J. D. Joannopoulos [и др.]. — Princeton university press, 2011.

132. *Yablonovitch E.* Photonic crystals: semiconductors of light // Scientific American. — 2001. — Т. 285, № 6. — С. 46—55.

133. *Steel M.*, *Levy M.*, *Osgood R.* Large magnetooptical Kerr rotation with high reflectivity from photonic bandgap structures with defects // Journal of lightwave technology. — 2000. — Т. 18, № 9. — С. 1289.

134. *Eliseeva S.*, *Sementsov D.* Electromagnetic eigenwave spectrum in a periodic ferromagnet-semiconductor structure // Technical physics. — 2005. — Т. 50, № 7. — С. 924—929.

135. *Nikitov S.*, *Tailhades P.* Optical modes conversion in magneto-photonic crystal waveguides // Optics communications. — 2001. — Т. 199, № 5—6. — С. 389—397.

136. Effect of oblique light incidence on magnetooptical properties of one-dimensional photonic crystals / M. Vasiliev [и др.] // IEEE transactions on magnetics. — 2006. — Т. 42, № 3. — С. 382—388.

137. *Kosobukin V.* Optics of circularly polarized light waves in one-dimensional magneto-photonic crystals: Theory // Solid state communications. — 2006. — Т. 139, № 3. — С. 92—96.

138. *Sementsov D.*, *Stepanov M.* Photonic spectrum of magnetically gyrotropic planar layered structures // Physics of the Solid State. — 2008. — Т. 50, № 3. — С. 446—450.

139. Magnon band structure of periodic composites / J. Vasseur [и др.] // Physical Review B. — 1996. — Т. 54, № 2. — С. 1043.

140. *Puszkarski H.*, *Krawczyk M.* Magnonic crystals—the magnetic counterpart of photonic crystals // Solid State Phenomena. Т. 94. — Trans Tech Publ. 2003. — С. 125—134.

141. *Kostin M.*, *Shevchenko V.* Theory of artificial magnetics on ring current basis // Radiotehnika i electronika. — 1992. — Т. 37, № 11. — С. 1992—2003.

142. *Tkachenko V.*, *Kruglyak V.*, *Kuchko A.* Spin waves in a magnonic crystal with sine-like interfaces // Journal of magnetism and magnetic materials. — 2006. — Т. 307, № 1. — С. 48—52.

143. *Figotin A.*, *Vitebsky I.* Nonreciprocal magnetic photonic crystals // Physical Review E. — 2001. — Т. 63, № 6. — С. 066609.

144. Giant magneto-optical orientational effect in plasmonic heterostructures / V. Belotelov [и др.] // Optics letters. — 2009. — T. 34, № 4. — C. 398—400.

145. *Vetrov S. Y.*, *Shabanov A.*, *Shustitskiı E.* Control of the transmission spectrum of a photonic crystal with lattice defects // Optics and spectroscopy. — 2006. — T. 100, № 3. — C. 409—413.

146. *Arkhipkin V. G.*, *Myslivets S. A.* Effect of electromagnetically induced transparency on the spectrum of defect modes in a one-dimensional photonic crystal // Quantum Electronics. — 2009. — T. 39, № 2. — C. 157.

147. *Vetrov S. Y.*, *Shabanov A.* Localized electromagnetic modes and the transmission spectrum of a one-dimensional photonic crystal with lattice defects // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2001. — T. 93, № 5. — C. 977—984.

148. Transmission and reflection spectra of defective magnetophotonic crystals / S. Eliseeva [и др.] // Journal of Communications Technology and Electronics. — 2011. — T. 56, № 6. — C. 624—633.

149. *Sang H.-Y.*, *Li Z.-Y.*, *Gu B.-Y.* Stack-sequence dependent defect modes in one-dimensional photonic crystals // Physics Letters A. — 2004. — T. 331, № 6. — C. 414—422.

150. Magnetic and magnetooptical properties of multilayer ferromagnet-semiconductor nanostructures / V. Buravtsova [и др.] // Physics of the Solid State. — 2004. — T. 46, № 5. — C. 891—901.

151. The effect of Faraday rotation enhancement in nanolayered structures of Bi-substituted iron garnets / V. N. Berzhansky [и др.] // Solid State Phenomena. T. 200. — Trans Tech Publ. 2013. — C. 233—238.

152. One-dimensional magnetophotonic crystals with magnetooptical double layers / V. Berzhansky [и др.] // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2016. — T. 123, № 5. — C. 744—751.

153. Microcavity One-Dimensional Magnetophotonic Crystals with Double Layer Bi-Substituted Iron Garnet Films: Optical and Magneto-Optical Responses in Transmission and Reflection / V. N. Berzhansky [и др.] // Solid State Phenomena. T. 230. — Trans Tech Publ. 2015. — C. 241—246.

154. *Михайлова Т. В.* Одномерные магнитофотонные кристаллы с модифицированным магнитоактивным слоем: дис.. канд. физ.-мат. наук. — 2014.

155. *Казанский В.Б. Туз В.Р. Х. В.* Электродинамическая теория композитных сред. — ХНУ имени В. Н. Каразина, 2015.

156. *Faraday M.* Experimental researches in electricity. Seventh series // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. — 1834. — Т. 124. — С. 77—122.

157. *Kerr J.* XLIII. On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. — 1877. — Т. 3, № 19. — С. 321—343.

158. *Белотелов В. И.* Плазмонные гетероструктуры и фотонные кристаллы с перестраиваемыми оптическими свойствами: дис. ... канд. / Белотелов Владимир Игоревич. — дис.... канд./Белотелов ВИ—Москва: Московский государственный университет ..., 2012.

159. Optical pulse compression in dispersion decreasing photonic crystal fiber / J. Travers [и др.] // Optics express. — 2007. — Т. 15, № 20. — С. 13203—13211.

160. Soliton compression of femtosecond pulses in quadratic media / S. Ashihara [и др.] // JOSA B. — 2002. — Т. 19, № 10. — С. 2505—2510.

161. *Aleksandrov E. B.*, *Zapasskii V. S.* Chasing'slow light' // Physics-Uspekhi. — 2006. — Т. 49, № 10. — С. 1067—1075.

162. *Vauinshteuin L.* Propagation of pulses // Physics-Uspekhi. — 1976. — Т. 19, № 2. — С. 189—205.

163. *Gorbunov E.* Interaction of ultrashort laser pulses with the surface of a semiconductor // Technical Physics. — 1997. — Т. 42, № 5. — С. 576—577.

164. *Bakunov M.*, *Gurbatov N.* Splitting of an electromagnetic pulse on resonant reflection from a plasma film // Technical Physics. — 1997. — Т. 42, № 6. — С. 644—647.

165. *Zolotovskii I.*, *Sementsov D.* Transformation of an optical pulse in a periodically nonuniform fiber with amplification or absorption // Technical Physics. — 2000. — Т. 45, № 10. — С. 1288—1290.

166. *Nasedkina Y. F.*, *Sementsov D.* Gaussian pulse transformation upon reflection from a resonant medium // Optics and Spectroscopy. — 2008. — Т. 104, № 4. — С. 591—596.

167. *Tretyakov S.* Electromagnetic field energy density in artificial microwave materials with strong dispersion and loss // physics Letters A. — 2005. — T. 343, № 1. — C. 231—237.

168. *Nasedkina Y. F.*, *Eliseeva S.*, *Sementsov D.* Interaction of a Gaussian pulse with a one-dimensional photonic crystal // Optics and Spectroscopy. — 2015. — T. 119, № 1. — C. 128—134.

169. *Zolotovskii I.*, *Sementsov D. I.* Transformation of an optical pulse in long-period two-mode optical fibres // Quantum Electronics. — 1999. — T. 29, № 6. — C. 550—554.

170. *Skomski R.* Nanomagnetics // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2003. — T. 15, № 20. — R841.

171. Rectangular lattices of permalloy nanoparticles: Interplay of single-particle magnetization distribution and interparticle interaction / A. Fraerman [и др.] // Physical Review B. — 2002. — T. 65, № 6. — C. 064424.

172. *Bondarenko P.*, *Galkin A. Y.*, *Ivanov B.* Phase diagram of a two-dimensional square lattice of magnetic particles with perpendicular anisotropy // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2011. — T. 112, № 6. — C. 986—1003.

173. *Dzian S.*, *Ivanov B.* Collective oscillations of the magnetic moments of a chain of spherical magnetic nanoparticles with uniaxial magnetic anisotropy // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2013. — T. 116, № 6. — C. 975—979.

174. *Dzian S.*, *Ivanov B.* Dynamics and stability of a linear cluster of spherical magnetic nanoparticles // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2012. — T. 115, № 5. — C. 854—865.

175. Influence of induced anisotropy on the processes of magnetization reversal of cobalt circular nanodots / Y. P. Ivanov [и др.] // Physics of the Solid State. — 2010. — T. 52, № 8. — C. 1694—1700.

176. *Galkin A. Y.*, *Ivanov B.*, *Zaspel C.* Collective modes for an array of magnetic dots in the vortex state // Physical Review B. — 2006. — T. 74, № 14. — C. 144419.

177. *Галкин А. Ю.*, *Иванов Б. А.* Аналог спин-флоп фазового перехода для дипольно связанной решетки магнитных моментов // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2006. — Т. 83, № 9. — С. 450—454.

178. Magnetism in one dimension: Fe on Cu (111) / J. Shen [и др.] // Physical Review B. — 1997. — Т. 56, № 5. — С. 2340.

179. Inhomogeneous states and the mechanism of magnetization reversal of a chain of classical dipoles / I. Karetnikova [и др.] // Physics of the Solid State. — 2001. — Т. 43, № 11. — С. 2115—2120.

180. *Shutyi A. M.*, *Sementsov D. I.* Vortex structures in planar lattices of magnetic dipoles in the presence of exchange coupling // JETP letters. — 2014. — Т. 99, № 12. — С. 695—701.

181. *Shutyi A.* Regular and chaotic dynamics of the dipole moment of square dipole arrays // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2014. — Т. 118, № 6. — С. 924—934.

182. *Shutyi A. M.*, *Eliseeva S. V.*, *Sementsov D. I.* Equilibrium state of planar arrays of magnetic dipoles in the presence of exchange interaction // Physical Review B. — 2015. — Т. 91, № 2. — С. 024421.

183. *Metlov K. L.* Vortex mechanics in planar nanomagnets // Physical Review B. — 2013. — Т. 88, № 1. — С. 014427.

184. *Gubin S.*, *Koksharov Y. A.* Preparation, structure, and properties of magnetic materials based on co-containing nanoparticles // Inorganic materials. — 2002. — Т. 38, № 11. — С. 1085—1099.

185. *Piña J. C.*, *Zorro M. A.*, *Souza Silva C. C. de* Vortex–antivortex states in nanostructured superconductor–ferromagnet hybrids // Physica C: Superconductivity. — 2010. — Т. 470, № 19. — С. 762—765.

186. Nonreciprocal light diffraction by a lattice of magnetic vortices / O. Udalov [и др.] // Physical Review B. — 2012. — Т. 86, № 9. — С. 094416.

187. *Tartakovskaya E.*, *Tucker J.*, *Ivanov B.* Self-consistent theory and simulation of quasiuniform states in thin rectangular magnetic nanoparticles // Journal of Applied Physics. — 2001. — Т. 89, № 12. — С. 8348—8350.

188. *Ha J. K.*, *Hertel R.*, *Kirschner J.* Micromagnetic study of magnetic configurations in submicron permalloy disks // Physical Review B. — 2003. — Т. 67, № 22. — С. 224432.

189. Azimuthal spin wave modes excited in an elliptical nanomagnet with vortex pair states / H. Zhang [и др.] // IEEE Transactions on Magnetics. — 2010. — Т. 46, № 6. — С. 1675—1678.

190. *Sukhostavets O. V.*, *Gonzalez J. M.*, *Guslienko K. Y.* Magnetic vortex excitation frequencies and eigenmodes in a pair of coupled circular dots // Applied physics express. — 2011. — Т. 4, № 6. — С. 065003.

191. *Guslienko K. Y.*, *Sukhostavets O. V.*, *Berkov D. V.* Nonlinear magnetic vortex dynamics in a circular nanodot excited by spin-polarized current // Nanoscale research letters. — 2014. — Т. 9, № 1. — С. 386.

192. *Novosad V.* V. Novosad, K. Yu. Guslienko, H. Shima, Y. Otani, SG Kim, K. Fukamichi, N. Kikuchi, O. Kitakami, and Y. Shimada, Phys. Rev. B 65, 060402 (R)(2002). // Phys. Rev. B. — 2002. — Т. 65. — С. 060402.

193. Excitations in vortex-state permalloy dots / C. Zaspel [и др.] // Physical Review B. — 2005. — Т. 72, № 2. — С. 024427.

194. Excitations with negative dispersion in a spin vortex / M. Buess [и др.] // Physical Review B. — 2005. — Т. 71, № 10. — С. 104415.

195. *Zivieri R.*, *Nizzoli F.* Dipolar magnetic fields of spin excitations in vortex-state cylindrical ferromagnetic dots // Physical Review B. — 2008. — Т. 78, № 6. — С. 064418.

196. *Kruglyak V.*, *Kuchko A.* Spectrum of spin waves propagating in a periodic magnetic structure // Physica B: Condensed Matter. — 2003. — Т. 339, № 2—3. — С. 130—133.

197. *Kireev V.*, *Ivanov B.* Magnetic vortices in small ferromagnetic particles with the strong dipolar interaction // JETP letters. — 2011. — Т. 94, № 4. — С. 306.

198. Observation of skyrmions in a multiferroic material / S. Seki [и др.] // Science. — 2012. — Т. 336, № 6078. — С. 198—201.

199. *Sementsov D.*, *Kosakov G.* Resonance phenomena in stratified gyrotropic media // Radiophysics and Quantum Electronics. — 1975. — Т. 18, № 8. — С. 879—883.

200. *«Магнетон» З.* Таблицы параметров производимых ферритов и диэлектриков. [Электронный ресурс]. —. — URL: http : / / www . magneton . ru (дата обр. 05.09.2012).

201. *Agranovich V.* Dielectric permeability and influence of external fields on optical properties of superlattices // Solid state communications. — 1991. — Т. 78, № 8. — С. 747—750.

202. *Gurevich A.*, *Melkov G.* Magnetic oscillations and waves. — 1994.

203. Ultrafast dephasing of surface plasmon excitation in silver nanoparticles: influence of particle size, shape, and chemical surrounding / J. Bosbach [и др.] // Physical review letters. — 2002. — Т. 89, № 25. — С. 257404.

204. *Karamaliyev R.*, *Qajar C. O.* Optical properties of composite thin films containing silver nanoparticles // Journal of Applied Spectroscopy. — 2012. — Т. 79, № 3. — С. 404—409.

205. *Sukhov S. V.* Nanocomposite material with the unit refractive index // Quantum Electronics. — 2005. — Т. 35, № 8. — С. 741—744.

206. *Yannopapas V.*, *Modinos A.*, *Stefanou N.* Scattering and absorption of light by periodic and nearly periodic metallodielectric structures // Optical and quantum electronics. — 2002. — Т. 34, № 1—3. — С. 227—234.

207. Nonlinear optical response of silver and copper nanoparticles in the near-ultraviolet spectral range / R. Ganeev [и др.] // Physics of the Solid State. — 2004. — Т. 46, № 2. — С. 351—356.

208. *Collings N.* Nonlinear optics in signal processing: Edited by RW Eason and A. Miller. Chapman & Hall, London, 1993. ISBN 0 412 39560 6;$ 60· 00; 421 pp. — 1994.

209. *Boyd R. W.*, *Shi Z.*, *De Leon I.* The third-order nonlinear optical susceptibility of gold // Optics Communications. — 2014. — Т. 326. — С. 74—79.

210. *Palpant B.* Third-order nonlinear optical response of metal nanoparticles // Non-Linear Optical Properties of Matter. — Springer, 2006. — С. 461—508.

211. *Shahriari E.*, *Moradi M.*, *Varnamkhasti M.* Investigation of nonlinear optical properties of Ag nanoparticles // International Journal of Optics and Photonics. — 2015. — Т. 9, № 2. — С. 107—114.

212. *Shahriari E.*, *Yunus W. M. M.* Effect of particle size on nonlinear refraction and absorption of Ag nanoparticles // Dig. J. Nanomater. Biostruct. — 2010. — T. 5, № 4. — C. 939—946.

213. *Granmayeh Rad A.*, *Madanipour K.*, *Koohian A.* Ag Nanoparticles: Experimental Study of Sign Identification of Nonlinear Refractive Index by Moiré Deflectometry and Z-Scan Methods // ISRN Nanomaterials. — 2013. — T. 2013.

214. *Rautian S.* Nonlinear saturation spectroscopy of the degenerate electron gas in spherical metallic particles // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 1997. — T. 85, № 3. — C. 451—461.

215. *Bruggeman D.* The dielectric constants and conductivities of mixtures composed of isotropic substances [J] // Annals of Physics. — 1935. — T. 24. — C. 639—791.

216. *Sipe J. E.*, *Boyd R. W.* Nanocomposite materials for nonlinear optics based on local field effects // Optical Properties of Nanostructured Random Media. — Springer, 2002. — C. 1—19.

217. *Moiseev S. G.* Active Maxwell–Garnett composite with the unit refractive index // Physica B: Condensed Matter. — 2010. — T. 405, № 14. — C. 3042—3045.

218. *Azzam R.*, *Bashara N.* Ellipsometry and Polarized Light (North-Holland, Amsterdam, 1977). // Google Scholar. —.

219. *Klimov V.* Nanoplasmonics [in Russian]. — 2009.

220. *Дьяченко П.*, *Микляев Ю.* Одномерный фотонный кристалл на основе нанокомпозита: металлические наночастицы диэлектрик // Компьютерная оптика. — 2007. — T. 31, № 1.

221. *Kreibig U.*, *Vollmer M.* Optical Properties of Metal Clusters (Springer, Berlin, 1995). // Google Scholar. —.

222. Electromagnetic-wave propagation through dispersive and absorptive photonic-band-gap materials / M. M. Sigalas [и др.] // Physical Review B. — 1994. — T. 49, № 16. — C. 11080.

223. *Yeh P.* Optical waves in layered media. — New Jersey : John Wiley & Sons., 1988.

224. *Vinogradov A.* Electrodynamics of composite materials // Editorial URSS, Moscow. — 2001.

225. *Sannikov D.*, *Sementsov D.* Surface polaritons at the magnetized semiconductor-dielectric interface // Physics of the Solid State. — 2013. — T. 55, № 11. — C. 2324—2330.

226. *Agranovich V. M.* Surface polaritons. — Elsevier, 2012.

227. *Dmitruk N.*, *Litovchenko V.*, *Strizhevskii V.* Surface polaritons in semiconductors and dielectrics // Naukova Dumka, Kiev. — 1989.

228. A new transfer matrix method to calculate the optical absorption of graphene at any position in stratified media / X.-H. Deng [и др.] // EPL (Europhysics Letters). — 2015. — T. 109, № 2. — C. 27002.

229. *Othman M. A.*, *Guclu C.*, *Capolino F.* Graphene-based tunable hyperbolic metamaterials and enhanced near-field absorption // Optics express. — 2013. — T. 21, № 6. — C. 7614—7632.

230. *Abramowitz M.*, *Stegun I. A.* Handbook of mathematical functions: with formulas, graphs, and mathematical tables. T. 55. — Courier Corporation, 1964.

231. *Abramowitz M.*, *Stegun I. A.* Handbook of mathematical functions: with formulas, graphs, and mathematical tables (9th printing). — Dover. New York, 1972.

232. *Falkovsky L.*, *Varlamov A.* Space-time dispersion of graphene conductivity // The European Physical Journal B. — 2007. — T. 56, № 4. — C. 281—284.

233. *Vasko F.*, *Ryzhii V.* Voltage and temperature dependencies of conductivity in gated graphene // Physical Review B. — 2007. — T. 76, № 23. — C. 233404.

234. *Berman O. L.*, *Kezerashvili R. Y.* Graphene-based one-dimensional photonic crystal // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2012. — T. 24, № 1. — C. 015305.

235. *Колесников А. А.*, *Лозовик Ю. Е.* Графеновый фотонный кристалл // Труды МФТИ. — 2013. — Т. 5, № 1. — С. 53—58.

236. *Evseev D. A.*, *Eliseeva S. V.*, *Sementsov D. I.* Waves in a plane graphene–dielectric waveguide structure // The European Physical Journal Applied Physics. — 2017. — T. 80, № 1. — C. 10501.

237. *Eliseeva S.*, *Sementsov D.* Material parameters and microwave properties of a magnetic photonic crystal // Physics of Wave Phenomena. — 2014. — T. 22, № 4. — C. 277—283.

238. *Eliseeva S.*, *Sementsov D.* Effective material parameters, resonance, and polarization properties of a magnetophotonic crystal // Technical Physics. — 2014. — T. 59, № 9. — C. 1360—1367.

239. *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. — T. 6, № 4. — C. 83—89.

240. *Kruglyak V.*, *Kuchko A.* Damping of spin waves in a real magnonic crystal // Journal of magnetism and magnetic materials. — 2004. — T. 272. — C. 302—303.

241. *Fesenko V. I.*, *Fedorin I. V.*, *Tuz V. R.* Dispersion regions overlapping for bulk and surface polaritons in a magnetic-semiconductor superlattice // Optics letters. — 2016. — T. 41, № 9. — C. 2093—2096.

242. Formation of degenerate band gaps in layered systems / A. I. Ignatov [и др.] // Materials. — 2012. — T. 5, № 6. — C. 1055—1083.

243. *Ivanov O. V.*, *Nikitov S. A.*, *Gulyaev Y. V.* Cladding modes of optical fibers: properties and applications // Physics-Uspekhi. — 2006. — T. 49, № 2. — C. 167—191.

244. *Vysotskii S.*, *Nikitov S.*, *Filimonov Y. A.* Magnetostatic spin waves in two-dimensional periodic structures (magnetophoton crystals) // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2005. — T. 101, № 3. — C. 547—553.

245. *Eliseeva S.*, *Sementsov D.*, *Stepanov M.* Photonic-crystal properties of a strip domain structure with a binary magnetization distribution // Journal of Communications Technology and Electronics. — 2008. — T. 53, № 12. — C. 1423.

246. *Yariv A.*, *Yeh P.* Optical waves in crystals. T. 10. — Wiley, New York, 1984.

247. *Hamidi S.*, *Tehranchi M.*, *Shasti M.* Engineered one-dimensional magneto-photonic crystals for wavelength division multiplexing systems // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2011. — T. 44, № 20. — C. 205107.

248. *Jonsson F.*, *Flytzanis C.* Nonlinear magneto-optical Bragg gratings // Physical review letters. — 2006. — Т. 96, № 6. — С. 063902.

249. Magnetooptics of single and microresonator iron-garnet films at low temperatures / A. Shaposhnikov [и др.] // Optical Materials. — 2016. — Т. 52. — С. 21—25.

250. Temperature dependence of faraday rotation in microcavity 1D-MPCS containing magneto-optical layers with a compensation temperature / V. N. Berzhansky [и др.] // Solid State Phenomena. Т. 230. — Trans Tech Publ. 2015. — С. 247—252.

251. Magnetic properties of epitaxial bismuth ferrite-garnet mono-and bilayers / E. Y. Semuk [и др.] // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2015. — Т. 394. — С. 92—95.

252. *Inoue K.*, *Ohtaka K.* Photonic crystals: physics, fabrication and applications. Т. 94. — Springer, 2013.

253. *Bulgakov A.*, *Shramkova O.* Nonlinear interaction of waves in a semiconductor superlattice // Semiconductors. — 2001. — Т. 35, № 5. — С. 557—564.

254. *Bulgakov A.*, *Bulgakov S.*, *Nieto-Vesperinas M.* Complex polaritons in periodic layered media // Physical Review B. — 1995. — Т. 52, № 15. — С. 10788.

255. *Eruhimov M. S.*, *Melnik A.*, *Khrustalev B.* Spectrum of bulk and surface spin oscillations in “strip” films // Thin Solid Films. — 1980. — Т. 69, № 3. — С. 387—394.

256. *Sementsov D.*, *Morozov A.* Magneto-optical interaction of light with structure of ferromagnetic helicoid type // Fizika Tverdogo Tela. — 1978. — Т. 20, № 9. — С. 2591—2597.

257. *Sementsov D.* Special features of light propagation in helical magnetic structures // Optics and Spectroscopy. — 1981. — Т. 50. — С. 19—21.

258. *Vinogradova M.*, *Rudenko O.*, *Sukhorukov A.* Theory of waves. — 1990.

259. *Adams M. J.* An introduction to optical waveguides. — UMI Books on Demand, 1981.

260. *Sannikov D.*, *Sementsov D.* Waveguiding Properties of a Planar Structure with a Metal Substrate // Journal of communications technology and electronics. — 2004. — Т. 49, № 10. — С. 1117—1122.

261. *Landau L.*, *Lifshitz E.* i960 Electrodynamics of continuous media. T. 8. — 1958.

262. Defect Mode Properties and Origin in one Dimensional Photonic Crystal / V. Kumar [и др.] // Photonics and Optoelectronics. — 2013.

263. *Eliseeva S.*, *Sementsov D.* Dispersion of electromagnetic waves in a periodic ferromagnet-dielectric structure // Russian physics journal. — 2005. — T. 48, № 5. — C. 516–524.

264. *Eliseeva S.*, *Sementsov D.*, *Stepanov M.* Photonic-crystal properties of a 1D longitudinally magnetized periodic structure // Technical Physics. — 2010. — T. 55, № 2. — C. 251–257.

265. Propagation of electromagnetic waves in a one-dimensional photonic crystal containing two defects / Y. Ben-Ali [и др.] // Journal of Materials and Environmental Sciences. — 2017. — T. 8, № 3. — C. 870.

266. Terahertz transverse-electric-and transverse-magnetic-polarized waves localized on graphene in photonic crystals / Y. O. Averkov [и др.] // Physical Review B. — 2014. — T. 90, № 4. — C. 045415.

267. *Biallo D.*, *D'Orazio A.*, *Petruzzelli V.* Active microcavity and coupled cavities in one-dimensional photonic crystal // Journal of the European Optical Society-Rapid publications. — 2007. — T. 2.

268. *Belotelov V.*, *Zvezdin A.* Magneto-optical properties of photonic crystals // JOSA B. — 2005. — T. 22, № 1. — C. 286–292.

269. Optical microresonators: theory, fabrication, and applications / J. Heebner [и др.]. — Springer Science & Business Media, 2008.

270. Wide range temperature sensors based on one-dimensional photonic crystal with a single defect / A. Kumar [и др.] // International Journal of Microwave Science and Technology. — 2012. — T. 2012.

271. *Mohebbi M.* Refractive index sensing of gases based on a one-dimensional photonic crystal nanocavity // Journal of Sensors and Sensor Systems. — 2015. — T. 4, № 1. — C. 209.

272. *Denisultanov A.*, *Azbite S.*, *Khodzitsky M.* Influence of magnetic field on the surface waves properties in the photonic crystal/graphene structure for terahertz frequency range // Journal of Physics: Conference Series. T. 541. — IOP Publishing. 2014. — C. 012058.

273. *Figotin A.*, *Godin Y. A.*, *Vitebsky I.* Two-dimensional tunable photonic crystals // Physical Review B. — 1998. — T. 57, № 5. — C. 2841.

274. *Kaliteevskii M.*, *Nikolaev V.*, *Abram R.* Eigenstate statistics and optical properties of one-dimensional disordered photonic crystals // Physics of the Solid State. — 2005. — T. 47, № 10. — C. 1948—1957.

275. *Shabanov A.* AV Shabanov, S. Ya. Vetrov, and A. Yu. Karneev, J. Exp. Theor. Phys. Lett. 80, 181 (2004). // J. Exp. Theor. Phys. Lett. — 2004. — T. 80. — C. 181.

276. Enhancement of the magnetorefractive effect in magnetophotonic crystals / J. Boriskina [и др.] // Physics of the Solid State. — 2006. — T. 48, № 4. — C. 717—721.

277. Field distribution of a light wave near a magnetic defect in one-dimensional photonic crystals / S. Erokhin [и др.] // Physics of the Solid State. — 2007. — T. 49, № 3. — C. 497—499.

278. Magnetization-induced third harmonic generation in magnetophotonic microcavities / T. V. Murzina [и др.] // Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. — 2003. — T. 77, № 10. — C. 537—540.

279. One-dimensional magnetophotonic crystals / M. Inoue [и др.] // Journal of Applied Physics. — 1999. — T. 85, № 8. — C. 5768—5770.

280. Optical bistability in one-dimensional magnetic photonic crystal with two defect layers / I. Lyubchanskii [и др.] // Journal of Applied Physics. — 2008. — T. 103, № 7. — 07B321.

281. *Eliseeva S.*, *Sementsov D.* Defect modes and magnetooptical activity of a one-dimensional magnetophotonic crystal // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2011. — T. 112, № 2. — C. 199.

282. *Born M.*, *Wolf E.* Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light. — Elsevier, 1980.

283. Tunnelling of frequency-modulated wavepackets in photonic crystals with amplification / Y. S. Dadoenkova [и др.] // Journal of Optics. — 2015. — T. 18, № 1. — C. 015102.

284. *Vendik O.* Ferroelectrics in microwave technology // Sov. radio. — 1979.

285. *Novik V.*, *Malyshkina I.*, *Gavrilova N.* Short-term fluctuations of BaTiO3 dielectric dispersion // Ferroelectrics. — 2017. — Т. 515, № 1. — С. 92—100.

286. *Iona F.*, *Shirane D.* Ferroelectric Crystals, Mir, Moscow (1965) // Google Scholar. —.

287. *Fridkin V. M.* Ferroelectric semiconductors. — Consultants Bureau, New York, 1980.

288. Nonlinear Terahertz Electromagnetic Waves in SrTiO3 Crystals under Focusing / V. Grimalsky [и др.] // Journal of Electromagnetic Analysis and Applications. — 2016. — Т. 8, № 10. — С. 226.

289. Response of two-defect magnetic photonic crystals to oblique incidence of light: Effect of defect layer variation / I. Lyubchanskii [и др.]. — 2006.

290. *Hamidi S.*, *Tehranchi M.* High transmission enhanced Faraday rotation in coupled resonator magneto-optical waveguides // Journal of Lightwave Technology. — 2010. — Т. 28, № 15. — С. 2139—2145.

291. *Chen Y.* Merging of omnidirectional defect modes in one-dimensional photonic crystals with a single-negative material defect // JOSA B. — 2008. — Т. 25, № 6. — С. 972—975.

292. *Vetrov S. Y.*, *Timofeev I.*, *Avdeeva A. Y.* Control of absorption spectrum of a one-dimensional resonant photonic crystal // Optics and Spectroscopy. — 2010. — Т. 109, № 1. — С. 106—111.

293. *Манцызов Б.* Когерентная и нелинейная оптика фотонных кристаллов. — Litres, 2017.

294. *Желтиков А.*, *Магницкий С.*, *Тарасишин А.* Двумерные фотонные кристаллы с дефектом решетки: спектр дефектных мод, локализация света и формирование нерадиационных волн // Журн. эксперим. и теорет. физики.–2000.–117. — 2000. — № 4. — С. 691—701.

295. *Ветров С. Я.*, *Шабанов А.* Локализованные электромагнитные моды и спектр пропускания одно мерного фотонного кристалла с дефектами решетки // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2001. — Т. 120, № 5. — С. 1126—1134.

296. *Eliseeva S.*, *Ostatochnikov V.*, *Sementsov D.* Field localization on the defect of inversion type in a one-dimensional fotonic crystal structure // Russian Physics Journal. — 2012. — T. 55, № 7. — C. 807—813.

297. *Eliseeva S. V.*, *Ostatochnikov V. A.*, *Sementsov D. I.* Effective defect mode suppression in a magnetophotonic crystals in the magnetic resonance region // Journal of Physics: Conference Series. T. 478. — IOP Publishing. 2013. — C. 012009.

298. *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. — T. 354. — C. 267—271.

299. *Fedorova I. V.*, *Eliseeva S. V.*, *Sementsov D. I.* Photonic spectra of a Bragg microresonator with a ferroelectric resonator layer // Superlattices and Microstructures. — 2018. — T. 117. — C. 488—494.

300. *Елисеева С. В.*, *Остаточников В. А.*, *Семенцов Д. И.* Поля и спектры одномерного фотонного кристалла с дефектом инверсионного типа // Компьютерная оптика. — 2012. — Т. 36, № 1.

301. *Елисеева С. В.*, *Остаточников В. А.*, *Семенцов Д. И.* Спектральные свойства магнито-фотонных кристаллов в области магнитного резонанса // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. — 2012. — Т. 14, № 4—4.

302. *Steel M.*, *Levy M.*, *Osgood R.* Photonic bandgaps with defects and the enhancement of Faraday rotation // Journal of lightwave technology. — 2000. — T. 18, № 9. — C. 1297.

303. Giant magneto-optical Faraday effect in HgTe thin films in the terahertz spectral range / A. Shuvaev [и др.] // Physical review letters. — 2011. — T. 106, № 10. — C. 107404.

304. Magneto-Optical Effects in Excitonic One-Dimensional Structures / S. Erokhin [и др.] // Solid State Phenomena. T. 152. — Trans Tech Publ. 2009. — C. 503—507.

305. *Kahl S.*, *Grishin A. M.* Enhanced Faraday rotation in all-garnet magneto-optical photonic crystal // Applied Physics Letters. — 2004. — T. 84, № 9. — C. 1438—1440.

306. *Eliseeva S.*, *Sementsov D.* Magneto-optical activity of a one-dimensional photonic crystal with a magnetic defect // Physics of the Solid State. — 2012. — T. 54, № 10. — C. 1981—1987.

307. Removal of asphalt-paraffin deposits in oil pipelines by a moving source of high-frequency electromagnetic radiation / V. Balakirev [и др.] // Technical Physics. — 2001. — T. 46, № 9. — C. 1069—1075.

308. *Касимов Э.* Полоса избирательного прохождения электромагнитного излучения через поглощающий слой диэлектрика // Инженерно-физический журнал. — 2003. — Т. 76. — С. 110—113.

309. *Комаров В.* Модернизация и калибровка экспериментальной установки для иммерсионной СВЧ термообработки пищевых изделий // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. — 2007. — Т. 10, № 1. — С. 71—75.

310. *Андреев В.*, *Вдовин В.*, *Воронов П.* Письма в ЖТФ. 29. С. 68. — 2003.

311. *Колоколов А. А.*, *Скроцкий Г.* Интерференция реактивных компонент электромагнитного поля // Успехи физических наук. — 1992. — Т. 162, № 12. — С. 165—174.

312. *Афанасьев С. А.*, *Семенцов Д. И.* Потоки энергии при интерференции электромагнитных волн // Успехи физических наук. — 2008. — Т. 178, № 4. — С. 377—384.

313. Определение оптических констант поглощающего неоднородного слоя по спектрам отражения / И. Минков [и др.] // Оптика и спектроскопия. — 1985. — Т. 58, № 3. — С. 689—693.

314. *Сидоренков В.*, *Толмачев В.* Эффект туннельной электромагнитной интерференции в металлических пленках // Письма в ЖТФ. — 1989. — Т. 15, № 21. — С. 34—37.

315. *Сидоренков В.*, *Толмачев В.* Просветление диссипирующей среды при интерференции встречных электромагнитных волн // Письма в ЖТФ. — 1990. — Т. 16, № 20. — С. 5—8.

316. *Sementsov D.*, *Efimov V.* Interference characteristic features of the transmission of opposing waves through layers with a complex refractive index // Journal of Physics D: Applied Physics. — 1995. — T. 28, № 6. — C. 1225.

317. *Ефимов В.*, *Семенцов Д.* Интерференция встречных волн в поглощающей среде с частотной дисперсией // Журнал технической физики. — 1995. — Т. 65, № 10. — С. 184—186.

318. *Слухоцкий А.* Установки индукционного нагрева: Учеб. пос. для вузов // Энергоиздат. Ленингр. отдние. — 1981.

319. *Савичев В.В. Сидоренков В.В. Т. В. и. Т. С.* Способ индукционного нагрева плоского изделия из электропроводного материала // Авт. свид. No 1707782 A1. Бюлл. изобр. — 1992. — Т. 3.

320. *Schubert M.* Polarization-dependent optical parameters of arbitrarily anisotropic homogeneous layered systems // Physical Review B. — 1996. — Т. 53, № 8. — С. 4265.

321. *Sedrakian D.*, *Gevorgyan A.*, *Khachatrian A. Z.* Transmission of a plane electromagnetic wave obliquely incident on a one-dimensional isotropic dielectric medium with an arbitrary refractive index // Optics communications. — 2001. — Т. 195, № 1—4. — С. 1—9.

322. Thin-Film interference polarizer for spectral region 745-800 nm / Y. N. Konoplev, Y. A. Mamaev, A. Y. Safronov [и др.] // Opt. and Spektr. — 1992. — Т. 73, № 4. — С. 823—827.

323. *Konoplev Y. N.*, *Mamaev Y. A.*, *Starostin V.* Broad-band antireflection coatings on glass for oblique incidence of light. // Optics and Spectroscopy. — 1997. — Т. 82. — С. 158—159.

324. *Filippov V.*, *Serebryakova L.* Optical characteristics of a multilayer photovoltaic cell for oblique incidence of light // Journal of Applied Spectroscopy. — 2007. — Т. 74, № 6. — С. 884—891.

325. Электротехнический справочник / В. Герасимова [и др.] // М.: Энергоатомиздат. — 1988.

326. *Eliseeva S. V.*, *Nasedkina Y. F.*, *Sementsov D. I.* Giant Faraday Rotation in One-Dimensional Photonic Crystal with Magnetic Defect // Progress In Electromagnetics Research. — 2016. — Т. 51. — С. 131—138.

327. Interference heat emission in an absorbing layer in the presence of a two-wave field / A. Abramov [и др.] // Technical Physics. — 2013. — Т. 58, № 5. — С. 634—639.

328. *Грибовский А.*, *Елисеев О.* Расчет характеристик рассеяния гауссовых волновых пучков на двумерно-периодических структурах // Радиофизика и радиоастрономия. — 2011.

329. Superluminal pulse propagation through one-dimensional photonic crystals with a dispersive defect / N.-h. Liu [и др.] // Physical Review E. — 2002. — T. 65, № 4. — C. 046607.

330. *Chiao R. Y.*, *Steinberg A. M.* VI: tunneling times and superluminality // Progress in Optics. T. 37. — Elsevier, 1997. — C. 345—405.

331. *Goos F.*, *Hänchen H.* Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion // Annalen der Physik. — 1947. — T. 436, № 7—8. — C. 333—346.

332. *Nasedkina Y. 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. — T. 19. — C. 31—38.

333. Magnetic nanoparticles: preparation, structure and properties / S. P. Gubin [и др.] // Russian Chemical Reviews. — 2005. — T. 74, № 6. — C. 489.

334. Magnetic moments of iron clusters with 25 to 700 atoms and their dependence on temperature / I. M. Billas [и др.] // Physical review letters. — 1993. — T. 71, № 24. — C. 4067.

335. *Lisovskii F.*, *Polyakov O.* Chaos and self-organization in an open nonconservative system of two plane coplanar magnetized bodies with moments of inertia // Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. — 2001. — T. 73, № 9. — C. 483—486.

336. *Nefedev K. V.*, *Ivanov Y. P.*, *Peretyatko A. A.* Parallel algorithm for calculation of the nanodot magnetization // Russia-Taiwan Symposium on Methods and Tools of Parallel Processing. — Springer. 2010. — C. 260—267.

337. *Fraerman A. A.* Magnetic states and transport properties of ferromagnetic nanostructures // Physics-Uspekhi. — 2012. — T. 55, № 12. — C. 1255.

338. *Shutyi A. M.* Excitation of phase transitions in dipole lattices // JETP letters. — 2013. — T. 97, № 9. — C. 520—524.

339. *Shutyi A. M.* Orientational transitions in four-row lattices of magnetic dipoles // The Physics of Metals and Metallography. — 2014. — T. 115, № 8. — in Press.

340. *Shutyi A.* Regular and chaotic dynamics of a chain of magnetic dipoles with moments of inertia // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2009. — T. 108, № 5. — C. 880—889.

341. *Shutyı A.* Equilibrium values and dynamics of the net magnetic moment of a system of magnetic dipoles // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2010. — T. 110, № 2. — C. 243—252.

342. *Kotov L.*, *Nosov L.*, *Asadullin F.* Variation in the magnetic structure of a single-domain particle ensemble and its response to an rf pulse // Technical Physics. — 2008. — T. 53, № 5. — C. 592—596.

343. *Gurevich A. G.*, *Melkov G. A.* Magnetization oscillations and waves. — CRC press, 1996.

344. *Loskutov A. Y.*, *Mikhailov A.* Fundamentals of the theory of complex systems // Regular and Chaotic Dynamics, Institute of Computer Science, Moscow–Izhevsk. — 2007.

345. *Birell N. D.*, *Davies P. C. W.* Quantum Fields in Curved Space. — Cambridge University Press, 1982.

346. *Feynman R. P.* // Phys. Rev. — 1954. — T. 94. — C. 262.

347. Phase coherent precessional magnetization reversal in microscopic spin valve elements / H. Schumacher [и др.] // Physical review letters. — 2003. — T. 90, № 1. — C. 017201.

348. Quasiballistic magnetization reversal / H. Schumacher [и др.] // Physical review letters. — 2003. — T. 90, № 1. — C. 017204.

349. Inertia-driven spin switching in antiferromagnets / A. Kimel [и др.] // Nature Physics. — 2009. — T. 5, № 10. — C. 727—731.

350. *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. — T. 132. — C. 106158.

351. *Shuty 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. — T. 464. — C. 76—90.

Приложение А

Публикации по теме диссертации

А.1 Перечень основных публикаций по теме диссертационного исследования из списка ВАК

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

А1 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.

А2 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

А3 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.

А4 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.

А5 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).

А6 Елисеева С.В., Наседкина Ю.Ф., Семенцов Д.И. Оптические спектры нанокомпозитной пленки с металлическими включениями. // Оптика и Спектроскопия. – 2014. – Т.117. – No 6. – С.50–58.

А7 Елисеева С.В., Семенцов Д.И. Поглощательная способность слоя нанокомпозита со сферическими металлическими включениями // Оптика и Спектроскопия. – 2018. – Т.124. – В.6. – С. 826–832.

A8 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.

A9 Елисеева С.В., Семенцов Д.И. Спектр собственных электромагнитных волн в периодической структуре ферромагнетик-диэлектрик. // Кристаллография. – 2005. – Т.50. – No 4. – С.718–724.

A10 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.

A11 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.

A12 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.

A13 Елисеева С.В., Семенцов Д.И., Степанов М.М. Фотоннокристаллические свойства магнитогиротропной структуры с бинарным распределением намагниченности. // Радиотехника и электроника. – 2008. – Т.53. – Вып.12. – С.1509–1515.

A14 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.

A15 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.

A16 Елисеева С.В., Семенцов Д.И. Оптические спектры дефектных одномерных фотонных кристаллов. // Оптика и Спектроскопия. – 2010. – Т. 109. – No 5. – С. 789–797.

A17 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.

A18 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.

A19 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.

A20 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).

A21 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.

A22 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.

A23 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.

A24 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)

A25 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.

A26 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.

A27 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.

A28 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.

A29 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.

A30 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.

A31 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.

A32 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:

A33 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

A34 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.

A35 Елисеева С.В., Семенцов Д.И. Высокочастотные свойства мультислойной структуры ферромагнитный металл-диэлектрик. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2003, Том 6, No 3, с.19-23.

A36 Елисеева С.В., Семенцов Д.И. Глубина проникновения высокочастотного поля в периодическую структуру ферромагнетик-диэлектрик. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2002, Том 5, No 2, с.45-50.

A37 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, No4(4), С.1096–1101.

Патенты:

A38 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. (в соавт.)

A39 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. (в соавт.)

A40 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.

А.2 В других изданиях:

A41 Елисеева, С.В. Метод S-матриц для композитных сред / Маслов Н.А., Елисеева С.В. // Научный альманах. – 2016. – N8-1(22). – С.284-287.

A42 Семенцов Д.И., Елисеева С.В., Остаточников В.А. Зонная структура и оптические спектры сверхрешеток с дефектами инверсии и внедрения. // Вестник Научно-исследовательского технологического института. / под ред. д.ф.-м.н. В.Н.Голованова, д.ф.-м.н. В.В.Светухина. – Ульяновск: УлГУ. – 2011. – No1. – С.116-126.

A43 Афанасьев С.А., Елисеева С.В., Лукин О.В. Интерференция встречных электромагнитных волн в плоско-слоистых структурах при наклонном падении. // Ученые записки УлГУ. Серия физическая. – 2005. – Вып 1(17). – С.40-44.

А44 Елисеева С.В. Дисперсия электромагнитных волн а периодической структуре ферромагнетик-полупроводник, помещенной во внешнее магнитное поле. // Ученые записки УлГУ. Серия физическая. – 2005. – Вып 1(17). – С.31-39.