

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МИКРОСТРУКТУР

На правах рукописи

Караштин Евгений Анатольевич

**Оптические свойства магнитных систем
с неколлинеарным распределением намагниченности**

Специальность 01.04.07 —
«Физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Фраерман А.А.

Нижний Новгород – 2013

Содержание

Введение	4
Глава 1. Высокочастотная проводимость систем с неколлинеарным распределением намагниченности	28
1.1 Метод расчета высокочастотной проводимости	30
1.2 Высокочастотная проводимость среды с геликоидальным распределением намагниченности	32
1.3 Высокочастотная проводимость искусственной многослойной магнитной структуры	37
1.4 Выводы	43
Глава 2. Оптическая активность в средах с некомпланарным распределением намагниченности	44
2.1 Феноменологическое описание пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости в средах с некомпланарным распределением намагниченности	46
2.2 Квантово-механический микроскопический расчет диэлектрической проницаемости. Среда с геликоидальной магнитной структурой	51
2.3 Выводы	60
Глава 3. Невзаимное рассеяние света ферромагнитными частицами с вихревым распределением намагниченности	61
3.1 Феноменологическая теория для рассеяния неполяризованного излучения системой, обладающей магнитным торoidalным моментом	62

3.2	Наблюдение невязимного рассеяния света двумерной решеткой магнитных вихрей	65
3.3	Рассеяние света сферической частицей, обладающей вихревым магнитным моментом	71
3.3.1	Постановка задачи и основные приближения	71
3.3.2	Борновское приближение	73
3.3.3	Теория возмущений	75
3.4	Выводы	87
	Заключение	88
	Приложение А. Усреднение интенсивности рассеянного излучения по поляризации падающей волны	89
	Приложение В. Вычисление электрических моментов шара с потенциалом, представленным в виде разложения по сферическим функциям	91
	Список рисунков	98
	Литература	99
	Список публикаций автора по теме диссертации	112

Введение

Актуальность темы

Исследование транспортных и оптических свойств систем, имеющих магнитную структуру, является в настоящее время одним из активно развивающихся направлений физики твердого тела. Эта активность обусловлена перспективностью использования магнитных систем для создания новых приборов электроники, имеющих более высокое быстродействие, повышенную надежность (радиационная стойкость, износостойкость при многократной перезаписи) или обладающих меньшим энергопотреблением. Возможность создания новых приборов основана на связи орбитальных и спиновых степеней свободы носителей тока, ответственных за транспортные и оптические свойства в магнитных материалах. Такая связь может осуществляться посредством двух механизмов: обменного и спин-орбитального взаимодействия. Спин-орбитальное взаимодействие является релятивистским эффектом и довольно хорошо изучено [1]. Благодаря этому взаимодействию возникают, в частности, эффекты Фарадея и Керра [2]. Природа обменного взаимодействия — кулоновское взаимодействие. Поэтому оно доминирует над спин-орбитальным в большинстве магнитных материалов. В частности, именно обменное взаимодействие приводит к возникновению ферромагнитного состояния. Эффект гигантского магнитосопротивления и магниторефрактивный эффект, наблюдаемые в многослойных ферромагнитных структурах [3–7], также возникают благодаря обменному взаимодействию. Как правило, эффекты, связанные с обменным и спин-орбитальным взаимодействием, изучаются в случае однородной или коллинеарной неоднородной магнитной структуры.

В настоящее время известно большое количество примеров естественных и искусственных структур, в которых может наблюдаться неоднородное и, в частности, неко-

линейное и некомпланарное магнитное упорядочение. Среди естественных материалов можно отметить «тяжелые» редкоземельные элементы (Er, Dy, Ho, Tb), демонстрирующие неоднородную магнитную структуру в определенном диапазоне температур [8], а также соединения (MnSi, FeGe), обладающие интересными магнитными свойствами [9–12]. Искусственные структуры интересны тем, что в них можно достичь существенно меньшего масштаба пространственного изменения магнитного момента, чем в естественных средах. При этом неоднородное распределение намагниченности наблюдается при комнатной температуре в отличие, например, от редкоземельных металлов. К таким структурам можно отнести гранулированные магнитные пленки (например, Fe-Cr [13]), многослойные магнитные структуры, в которых может реализовываться как неколлинеарное [4, 13], так и некомпланарное [14] магнитное упорядочение, а также ферромагнитные наночастицы, в которых наблюдается неоднородное (например, вихревое) распределение намагниченности. Недавно было показано, что можно создать массив частиц с одинаковым направлением завихренности магнитных вихрей с помощью однородного внешнего магнитного поля, если частицы имеют, например, треугольную форму [15]. Оптические свойства таких объектов ранее не изучались.

Среды с неколлинеарным магнитным упорядочением имеют ряд особенностей, отличающих их от сред с коллинеарным распределением намагниченности. Для того, чтобы понять их суть, ограничимся s-d моделью Вонсовского [16], в которой считается, что электроны проводимости взаимодействуют обменным образом с локализованными электронами, обладающими собственным магнитным моментом и определяющими магнитную структуру материала. В рамках указанного приближения нетрудно показать, что спиновая и координатная части волновой функции электронов проводимости, ответственных за транспортные и оптические свойства указанных сред, в случае неколлинеарного распределения намагниченности не могут быть отделены друг от друга. Если же магнитная структура среды некомпланарна, то уравнение Шредингера для электронов проводимости, кроме того, перестает быть симметричным относительно операции обращения времени [17], что приводит к асимметрии их спектра [18, 19]. Перечисленные особенности сред с неколлинеарным и некомпланарным распределением магнитного момента могут проявляться в их необычных оптических свойствах. Исследованию оптических

свойств в указанных средах посвящена данная работа. Рассмотрены как естественные, так и искусственные среды.

Транспортные и оптические эффекты, обусловленные обменным взаимодействием

Эффекты, связанные с обменным взаимодействием между электронами, известны давно. Прежде всего, обменным взаимодействием объясняется само существование ферромагнитного состояния материалов. Все металлы с магнитным упорядочением имеют аномальную температурную зависимость проводимости: при температуре Кюри или Нееля наблюдается локальный минимум проводимости, при этом наклон кривой зависимости проводимости от температуры изменяется при переходе через температуру Кюри (Нееля). Кроме того, сопротивление таких материалов, как правило, существенно больше, чем сопротивление нормальных металлов [16].

Важным достижением в области изучения эффектов, обусловленных обменным взаимодействием в ферромагнетиках, стало открытие эффекта гигантского магнитосопротивления (ГМС) многослойных ферромагнитных структур [3, 4, 20–22]. Суть его заключается в том, что сопротивление многослойных структур магнитный металл / немагнитный металл зависит от взаимной ориентации магнитных моментов ферромагнитных слоев. Важно заметить, что оно пропорционально скалярному произведению намагниченностей слоев и поэтому не изменяется при повороте всех векторов намагниченности системы без изменения их взаимной ориентации. Именно это свойство, как хорошо известно, отличает эффекты обменной природы от спин-орбитальных эффектов [16].

Экспериментально изучен эффект ГМС при протекании тока вдоль [3, 23] и поперек [24] слоев. Обычно исследуется зависимость сопротивления структуры от приложенного магнитного поля. В отсутствие внешнего поля структура имеет антиферромагнитное упорядочение и сопротивление максимально, а в случае сильного приложенного поля структура становится ферромагнитно упорядоченной и сопротивление минимально [3]. Интерес также представляют системы, в которых два ферромагнитных слоя разделены изолятором. В таких системах наблюдается эффект туннельного магнитосопротивления (ТМС) [22, 25] при протекании тока перпендикулярно слоям. Подбирая изолирующую прослойку, можно добиться существенно большего относительного изменения проводи-

мости, чем в ГМС-эффекте [26]. Эффекты ГМС и ТМС в настоящее время используются для создания считывающих головок жестких дисков и датчиков магнитного поля другого применения [4, 22]. Также ведутся работы по созданию магнитной памяти, ячейкой которой является ГМС или ТМС элемент.

Другим активно изучаемым эффектом является перемагничивание многослойных магнитных структур спин-поляризованным электрическим током [22, 27]. Этот эффект может применяться для записи информации в новом типе магнитной памяти [28, 29], а также для создания генераторов СВЧ-излучения [30, 31]. Однако здесь есть ряд нерешенных проблем, таких, например, как слишком высокая плотность тока, необходимая для перемагничивания структур. В данном направлении ведутся как теоретические [32, 33], так и экспериментальные [34] исследования.

Высокочастотным аналогом ГМС и ТМС эффектов является магниторефрактивный эффект (МРЭ). Большое количество экспериментальных исследований подтверждает наличие корреляции между МРЭ и эффектом ГМС [5–7, 13]. Обсуждается возможность исследования транспортных свойств ГМС-структур бесконтактным методом посредством измерения МРЭ [35]. МРЭ обычно исследуется в среднем и ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне ($\lambda = 2\text{--}20\mu\text{м}$), где межзонные переходы не влияют на проводимость. При изучении оптических свойств гранулированных систем также экспериментально наблюдался МРЭ [36, 37]. Однако зависимость МРЭ от частоты и магнитной структуры образца недостаточно хорошо изучена в области высоких частот, где межзонные переходы начинают играть важную роль (вблизи частот спинового расщепления, т.е. оптический диапазон для Co и Fe и ближний ИК-диапазон для Ni). Более того, зависимость этого эффекта от частоты в неколлинеарном случае не изучалась и при более низких частотах.

Изменение оптических свойств многослойных структур при изменении их магнитной структуры во внешнем поле обсуждалось в теоретической работе [38]. Отмечается важная роль изменения зонной структуры, определяющей межзонные переходы, при изменении магнитной структуры материала в оптических свойствах. Однако в работе [38] изучается лишь коллинеарный случай. В данной диссертации рассматриваются особенности оптических свойств систем, в которых распределение намагниченности неколлинеарно или некомпланарно.

Стоит отметить, что природой обменного взаимодействия, несмотря на то, что оно содержит спины частиц, является кулоновское взаимодействие. Именно поэтому обменное взаимодействие может быть велико по сравнению со спин-орбитальным (в частности, для переходных металлов), природа которого — релятивистская.

Спин-орбитальное взаимодействие

Кроме обменного взаимодействия, связь между спиновыми и пространственными степенями свободы может быть реализована за счет спин-орбитального взаимодействия. Спин-орбитальное взаимодействие является релятивистским эффектом и довольно хорошо изучено [1, 39–41]. Именно это взаимодействие является причиной возникновения эффектов Фарадея и Керра [2]. Также оно приводит к возникновению аномального эффекта Холла [42, 43], фотогальваническому эффекту в ряде материалов [44–46], определяет время жизни спина электронов проводимости [21] (время жизни спина определяется рассеянием с изменением спинового состояния, последнее происходит за счет спин-орбитального взаимодействия).

Хорошо известно, что в магнитных средах тензор диэлектрической проницаемости имеет гиротропный вид [2, 47]:

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_0 \delta_{ij} + i\gamma e_{ijl} M_l + \beta_{ijlm} M_l M_m, \quad (0.1)$$

где δ_{ij} — символ Кронекера, e_{ijl} — антисимметричный тензор Леви-Чивита. Основываясь на виде тензора (0.1), можно, в частности, описать эффекты Фарадея и Керра в однородно намагниченных средах. Микроскопическая причина возникновения гиротропного слагаемого в диэлектрической проницаемости намагниченной среды заключается в спин-орбитальном взаимодействии. Поскольку это взаимодействие имеет релятивистскую природу, константа γ , характеризующая величину гиротропного слагаемого, пропорциональна отношению характерной скорости электронов проводимости, определяющих тензор (0.1) в металлах, к скорости света v_f/c . Тензор β_{ijlm} , определяющий квадратичные по намагниченности эффекты в диэлектрической проницаемости (0.1), соответственно, пропорционален квадрату этой величины. Поэтому мы будем в дальнейшем пренебрегать квадратичным по намагниченности слагаемым в $\hat{\epsilon}$.

Важно заметить, что величина констант спин-орбитального взаимодействия возрастает с увеличением атомного номера элемента. Действительно, если ограничиться водо-

родоподобным атомом (полный спин S равен $1/2$), то сдвиг уровня энергии, связанный со спин-орбитальным взаимодействием, равен [48]

$$\Delta E = -\frac{R\alpha^2 Z^4}{n^3} \left(\frac{1}{J + 1/2} - \frac{3}{4n} \right), \quad (0.2)$$

где R — постоянная Ридберга, $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$ — постоянная тонкой структуры, J — полный момент импульса электрона, n — главное квантовое число, Z — заряд атомного ядра. Из формулы (0.2) видно, что с увеличением заряда ядра величина релятивистской поправки к энергии электрона быстро возрастает. Поскольку заряд ядра возрастает с увеличением атомного номера элемента, для атомов с большим атомным номером величина спин-орбитального взаимодействия становится большой. Указанное обстоятельство приводит к тому, что для редкоземельных элементов оно является весьма существенным, в то время, как для переходных элементов обменное взаимодействие доминирует.

Особенности неколлинеарных и некомпланарных магнитных систем

Среды, обладающие неколлинеарной и некомпланарной магнитной структурой, в последнее время привлекают внимание исследователей. В указанных средах был теоретически предсказан эффект выпрямления электрического тока (диодный эффект) [18], фотогальванический эффект [19]. Также изучались особенности распространения в них нейтронов [49]. Был экспериментально обнаружен и описан теоретически «топологический» эффект Холла, возникающий только в некомпланарных магнитных системах [50–52].

Среды с неколлинеарным магнитным упорядочением имеют ряд особенностей, отличающих их от сред с коллинеарным распределением намагниченности. Для того, чтобы понять их суть, ограничимся s - d моделью Вонсовского [16], в рамках которой считается, что электроны проводимости взаимодействуют обменным образом с локализованными электронами, обладающими собственным магнитным моментом и определяющими магнитную структуру материала. Мы будем пренебрегать здесь спин-орбитальным взаимодействием, считая, что его влияние незначительно по сравнению с обменным из-за того, что последнее имеет кулоновскую природу и не является, в отличие от первого, релятивистским. Тогда спиновая и координатная части волновой функции электронов проводимости в случае неколлинеарного распределения намагниченности не могут быть отделены друг от друга. Это может приводить, как будет показано (глава 1), к снятию

запрета на переходы электронов между спиновыми подзонами под действием электрического поля электромагнитной волны в электродипольном приближении.

Если же магнитная структура среды некомпланарна, то к указанному свойству добавляется другая особенность: в этом случае уравнение Шредингера для электронов проводимости перестает быть симметричным относительно операции, которую связывают с обращением времени [17, 53]. Действительно, запишем гамильтониан электронов проводимости в рамках s-d модели

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_e}\Delta + J(\hat{\sigma} \cdot \mathbf{M}), \quad (0.3)$$

где $\mathbf{M}$ — вектор намагниченности, нормированный на единицу, J — обменная энергия, характеризующая взаимодействие электронов проводимости и локализованных электронов, $\hat{\sigma}$ — вектор матриц Паули. В случае компланарного распределения намагниченности $\mathbf{M}$ всегда можно выбрать спиновую систему координат таким образом, что $M_y = 0$. Тогда, применяя к гамильтониану (0.3) последовательно оператор обращения времени

$$\hat{T}\hat{H}(t) = -i\hat{\sigma}_y\hat{H}^*(-t) \quad (0.4)$$

и оператор поворота спиновой системы координат вокруг оси y на угол π

$$\hat{R}_y(\pi) = i\hat{\sigma}_y \quad (0.5)$$

и воспользовавшись известными свойствами вектора матриц Паули [17], видим, что этот гамильтониан переходит в себя. Это означает, что в случае компланарной магнитной структуры уравнение Шредингера с гамильтонианом (0.3) обладает симметрией по отношению к обращению времени с последующим поворотом спиновой системы координат. Такое свойство приводит к тому, что если функция ψ является собственной функцией оператора Гамильтона, соответствующей собственному значению $\varepsilon(\mathbf{k}, s)$, то и функция ψ^* будет собственной функцией этого оператора, соответствующей тому же собственному значению. Спектр электронов в системе поэтому обладает свойством

$$\varepsilon(\mathbf{k}, s) = \varepsilon(-\mathbf{k}, s), \quad (0.6)$$

где $\hbar\mathbf{k}$ — квазиимпульс электрона, s обозначает спиновую подзону. Соотношение (0.6) означает симметрию каждой из спиновых подзон относительно $\mathbf{k} = 0$. В случае же, когда

распределение намагниченности некомпланарно, никаким вращением спиновой системы координат нельзя привести обращенный по времени гамильтониан (0.3) к исходному виду и, соответственно, уравнение Шредингера перестает обладать указанной выше симметрией.

Заметим, что под квазиимпульсом электрона подразумевается собственное значение его оператора квазиимпульса и, соответственно, рассматриваются собственные функции оператора Гамильтона, являющиеся одновременно собственными функциями оператора квазиимпульса. Как известно, для существования таких функций оператор квазиимпульса должен коммутировать с оператором Гамильтона [17]. Для гамильтониана (0.3) такой оператор квазиимпульса можно ввести в случае, если намагниченность $M(\mathbf{r})$ является периодической функцией пространственных координат $\mathbf{r}$ [54]. Состояния частиц при этом оказываются вырожденными по квазиимпульсу: каждому значению квазиимпульса соответствует две собственные функции, которым в общем случае соответствуют разные собственные значения гамильтониана или, иными словами, разные значения энергии. Если строить зависимость энергии от квазиимпульса, эти значения образуют две ветки, которые непосредственно связаны с наличием у частиц спина. Именно эти ветки мы называем спиновыми подзонами. Отметим, что оператор спина при этом не коммутирует с оператором Гамильтона, поэтому выбранные волновые функции не являются собственными функциями оператора спина. Однако наличие квантового числа, которое может принимать два значения, означает, что можно ввести оператор, связанный с оператором спина и, вообще говоря, оператором квазиимпульса, который будет коммутировать с гамильтонианом.

Примеры неколлинеарно- и некомпланарно-намагниченных сред

Среды, обладающие неколлинеарным и некомпланарным распределением намагниченности, можно разделить на два типа: естественные и искусственные. Среди естественных материалов можно отметить «тяжелые» редкоземельные элементы (Er, Dy, Ho, Tb), демонстрирующие неоднородную магнитную структуру в определенном диапазоне температур [8], а также соединения (MnSi, FeGe), обладающие интересными магнитными свойствами [9–12]. В частности, в MnSi при температуре ниже 29.5K наблюдается компланарное геликоидальное распределение намагниченности с периодом порядка $160\text{\AA}$,

интересное тем, что из-за отсутствия центра инверсии в кристалле реализуется только одно направление закрученности спирали.

В кристалле Но наблюдается существенное увеличение поглощения вблизи частоты спинового расщепления [55,56]. Эта особенность исчезает при помещении кристалла в сильное магнитное поле, в котором его магнитная структура становится однородной. Кроме того, при переходе через точку Нееля она также исчезает. Отсюда можно сделать вывод, что данная особенность связана именно с неоднородностью намагниченности, которая наблюдается в Но. Остановимся поэтому более подробно на магнитной структуре гольмия. Кристаллы этого материала имеют гексагональную решетку (рис. 0.1) с параметрами $a = 3.58\text{\AA}$, $c = 5.62\text{\AA}$. Намагниченность однородна в атомных плоскостях плотно упакованной решетки, перпендикулярных направлению c , и меняется при переходе от одной плоскости к другой. Выберем декартову систему координат таким образом, что ось z направлена вдоль кристаллографической оси c . Тогда распределение намагниченности, наблюдаемое в этом материале, зависит только от координаты z и описывается следующей формулой

$$\mathbf{M} = \left(\sqrt{1 - m_z^2} \sin qz, \sqrt{1 - m_z^2} \cos qz, m_z \right). \quad (0.7)$$

Здесь вектор намагниченности $\mathbf{M}$ не меняет свою величину во всем кристалле, изменяя лишь направление, и поэтому нормирован на единицу, q — величина, определяющая шаг спирали, который увеличивается с уменьшением температуры и составляет $(3.5 - 6) c$ [8, 57]. При понижении температуры происходит переход в состояние с намагниченностью, описываемой (0.7). Температура этого перехода называется температурой Нееля и равна 133К. При этом $m_z = 0$, и спираль компланарна. При температуре Кюри,

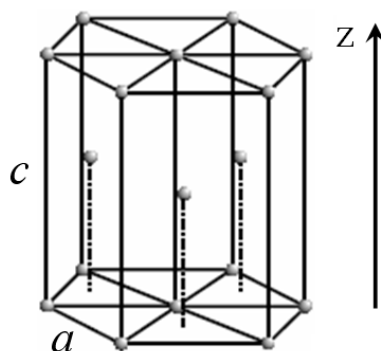


Рисунок 0.1. Кристаллическая структура гольмия.

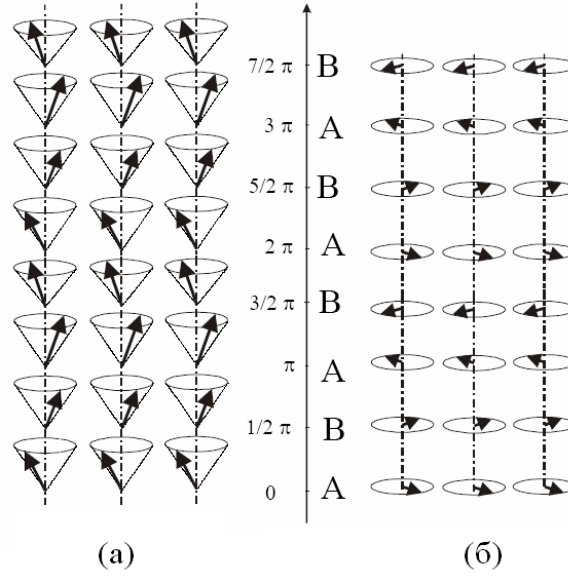


Рисунок 0.2. Распределение намагниченности в гольмии (а) при температуре ниже температуры Кюри $T_C = 20K$ (конусная спираль), (б) при температуре выше температуры Кюри, но ниже температуры Нееля $T_N = 133K$ (компланарная спираль).

составляющей около 20К, происходит переход в состояние с некомпланарной магнитной спиралью, описываемой формулой (0.7) с $m_z \sim 0.17$ (см. рис. 0.2).

Перейдем теперь к искусственным структурам, в которых наблюдается неколлинеарное и некомпланарное распределение намагниченности. Отметим, что в них можно достичь существенно меньшего масштаба пространственного изменения магнитного момента, чем в естественных средах. При этом можно работать при комнатной температуре, в то время, как, например, для работы с редкоземельными металлами нужны низкие температуры. Примерами таких искусственных структур являются многослойные и гранулированные магнитные системы. Существует много работ, в которых изучаются оптические свойства гранулированных магнитных пленок, таких, как Fe-Cr [13], Co-Ag [6], $\text{Co}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}\text{-Al}_2\text{O}_3$ и $\text{Co}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}\text{-HfO}_2$ [58], а также тонких пленок манганитов ($\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ [59], $(\text{Pr}_{0.4}\text{La}_{0.6})_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ [60], $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_{3-\delta}$ [61]) в инфракрасном диапазоне частот. В основном эти работы направлены на исследование корреляции между магниторефрактивным эффектом и эффектом гигантского магнитосопротивления.

Оптические свойства многослойных магнитных структур также изучались в инфракрасном диапазоне частот, как отмечалось выше (например, Fe/Cr [5, 13], Co/Cu [35]). Однако обычно исследовался коллинеарный случай, в котором намагниченности слоев

упорядочены ферромагнитно или антиферромагнитно. Ясно, что в случае антиферромагнитного упорядочения можно внешним магнитным полем, приложенным в направлении, перпендикулярном направлению магнитных моментов, перевести систему в неколлинеарное магнитное состояние и управлять углом между намагниченностями слоев.

Недавно было показано, что в системе, состоящей из трех магнитных частиц, разделенных немагнитными прослойками, может реализовываться неколлинеарное геликоидальное распределение намагниченности [14] (см. рис. 0.3). Размеры частиц таковы, что они находятся в однодоменном состоянии. В этом случае намагниченность внутри частиц однородна, и каждая из них представляет собой магнитный диполь; важно при этом, что он не является точечным. Из-за наличия немагнитных прослоек обменного взаимодействия между частицами нет, ориентация их магнитных моментов определяется только магнитостатическим взаимодействием. При определенной толщине слоев и прослоек магнитные моменты частиц ориентируются неколлинеарно. Приложив внешнее магнитное поле в направлении, перпендикулярном плоскости частиц, можно получить некомпланарное распределение намагниченности.

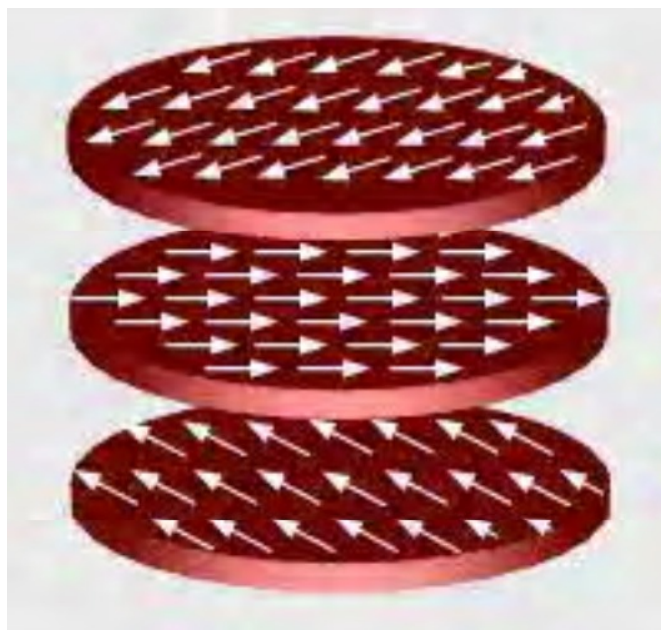


Рисунок 0.3. Геликоидальное магнитное состояние в системе, состоящей из трех однодоменных кобальтовых дисков (рисунок взят из работы [14]). Прикладывая магнитное поле перпендикулярно плоскости дисков, можно добиться некомпланарности магнитных моментов в системе.

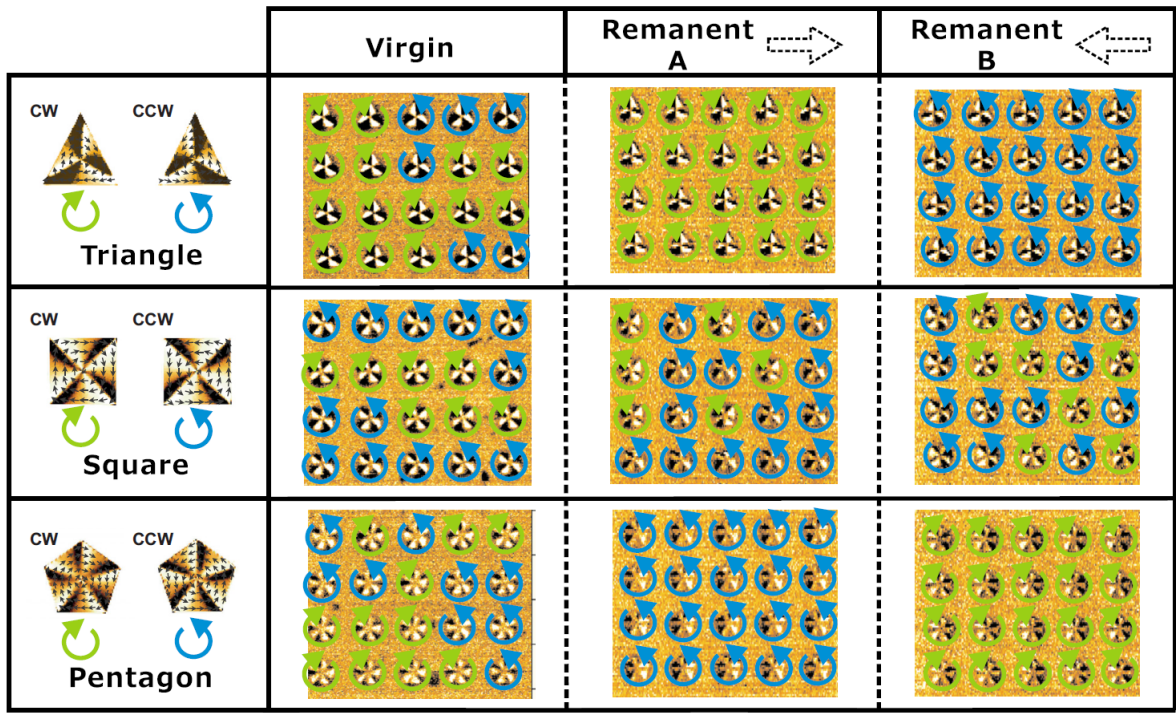


Рисунок 0.4. Управление завихренностью намагниченностей магнитных частиц с помощью внешнего магнитного поля. Рисунок взят из работы [15].

Интересным случаем магнитной системы, которая обладает некомпланарным распределением намагниченности, является магнитный вихрь. Намагниченность в нем описывается выражением

$$\mathbf{M} = \left(\sqrt{1 - m_z^2(\rho)} \sin \phi, -\sqrt{1 - m_z^2(\rho)} \cos \phi, m_z(\rho) \right), \quad (0.8)$$

здесь $\mathbf{M}$, нормированная на единицу, записана в декартовых координатах, ρ, ϕ — соответствующие цилиндрические координаты. Функция $m_z(\rho)$ равна нулю везде, кроме небольшой области, где ее модуль стремится к единице. Это связано с тем, что обменная энергия вблизи $\rho = 0$ стремилась бы к бесконечности, если бы m_z обращалась в ноль всюду. Область, где $|m_z|$ стремится к единице, называется кором вихря и имеет размер порядка обменной длины $L_{ex} = \sqrt{A/M_s^2}$, где A — обменная константа, M_s — магнитный момент насыщения [62, 63]. Размер кора практически не зависит от радиуса частицы, если последний больше размеров кора хотя бы в несколько раз, и составляет для переходных ферромагнитных материалов 3-20 нм [64]. За счет наличия кора магнитный вихрь является некомпланарной системой. Заметим, что в зависимости от направления намагниченности в коре вихря (в формуле (0.8) это соответствует знаку m_z вблизи

$\rho = 0$), можно различать два типа вихрей: закрученный «влево» и «вправо» по отношению к этому направлению. В случае, когда латеральный размер частицы большой (много больше обменной длины), наличием кора можно пренебречь. При этом можно считать вихрь неколлинеарной магнитной системой. Закрученность «влево» или «вправо» в этом случае должна определяться по отношению к какому-либо вектору, характеризующему отсутствие центра инверсии в системе (например, если рассматривать диск с вихревой намагниченностью, расположенный на подложке, в качестве такого вектора можно взять вектор нормали к диску и подложке). Обычно магнитные частицы имеют небольшой размер (латеральный размер магнитного вихря может составлять до нескольких микрон). Для наблюдения оптических явлений в таких системах нужно строить дифракционную решетку из частиц, обладающих одинаковой магнитной структурой. Однако магнитный вихрь может быть закручен как влево, так и вправо. Направлением закрученности можно управлять с помощью иглы туннельного микроскопа [65]. Этот способ является крайне неудобным для больших двумерных массивов частиц. Недавно было показано, что направлением закрученности магнитных вихрей можно управлять с помощью однородного внешнего магнитного поля [15, 66], если частицы имеют, например, треугольную форму (см. рис. 0.4), а также с помощью электрического тока [67].

Искусственные среды с новыми оптическими свойствами

Остановимся кратко на искусственных средах, в которых реализуются интересные оптические свойства, не существующие в естественных веществах. Трехмерные фотонные кристаллы обладают такими свойствами, как наличие фотонной запрещенной зоны [68, 69], отрицательный показатель преломления [70, 71], сверхмедленное распространение света [72]. Поверхностные плазмоны в планарных металлических структурах приводят к увеличению магнитооптических эффектов [73–75], необычному прохождению света через отверстия с размерами много меньше длины волны [76], а также эффективной генерации второй гармоники [77–79].

Интересным объектом, активно изучаемым в последнее время, является планарная киральная структура [80–85]. Такая структура — обычно двумерная решетка немагнитных частиц, которая инвариантна по отношению к обращению времени и операции инверсии [86]. Несмотря на это, при прохождении света через такую структуру происходит

поворот плоскости поляризации, который различается для противоположных направлений распространения света, что связано с отсутствием зеркальной симметрии и сильной анизотропией элементов структуры (см. рис. 0.5). Для этого эффекта часто используют термин «невзаимный»; иногда при этом говорят о нарушении симметрии по отношению к обращению времени [82–84]. Рассеяние излучения планарной киральной структурой взаимно [87]. Таким образом, указанный эффект является фазовым. Невзаимные интенсивностные эффекты могут появляться только в присутствии магнитного поля [88–90] или в системах, обладающих магнитным моментом [87,91–94]. Поэтому изучение свойств искусственных сред, обладающих спонтанной намагниченностью, актуально и представляет интерес как с прикладной, так и с фундаментальной точки зрения.

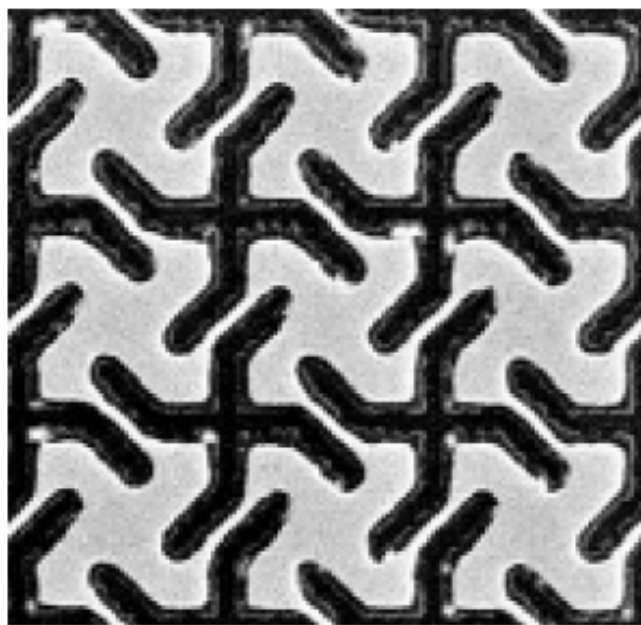


Рисунок 0.5. Пример планарной киральной структуры. Рисунок взят из работы [80].

Выводы

Таким образом, в настоящее время известно большое количество примеров естественных и искусственных структур, в которых может наблюдаться неколлинеарное и некомпланарное магнитное упорядочение. В то же время, наличие связи орбитальных и спиновых степеней свободы электронов проводимости существенно отличает среды

с указанным распределением намагниченности от систем, в которых намагниченность коллинеарна и приводит к появлению в них новых свойств, требующих дополнительного изучения. Особенности таких систем, связанные с неколлинеарным и некомпланарным распределением в них магнитного момента, в настоящее время исследованы недостаточно.

Цель и задачи работы

Целью данной работы является изучение оптических свойств естественных и искусственных ферромагнитных систем, обладающих неоднородным (неколлинеарным или некомпланарным) распределением намагниченности. Особенности оптических свойств таких сред проявляются в появлении дополнительных слагаемых в тензоре высокочастотной диэлектрической проницаемости (проводимости). Кроме того, необычными свойствами обладает и взаимодействие электромагнитного излучения с веществом, тензор диэлектрической проницаемости которого является локально гиротропным (не имеет дополнительных вкладов), но при этом зависит от координат в силу зависимости от координат вектора намагниченности среды.

Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи.

1. Расчет компоненты высокочастотной проводимости сред с неколлинеарной магнитной структурой (геликоидальное распределение намагниченности, плоско-слоистая магнитная структура), связанной с переходами электронов из одной спиновой подзоны в другую под действием высокочастотного электрического поля.
2. Исследование особенностей пространственной дисперсии в средах с некомпланарной магнитной структурой. Расчет высокочастотной диэлектрической проницаемости среды с геликоидальным распределением намагниченности.
3. Расчет интенсивности рассеяния электромагнитной волны вихревой магнитной частицей и сопоставление результатов с экспериментальными данными.

Научная новизна

1. Впервые рассчитана компонента высокочастотной проводимости сред с неколлинеарной магнитной структурой, связанная с переходами электронов из одной спиновой подзоны в другую под действием высокочастотного электрического поля. Показано, в частности, что существование такого механизма качественно объясняет экспериментальные зависимости от частоты и внешнего магнитного поля коэффициента отражения электромагнитной волны от объемного образца гольмия.
2. Теоретически исследованы особенности пространственной дисперсии высокочастотной диэлектрической проницаемости среды с некомпланарной геликоидальной магнитной структурой. Показано, что возникает линейный по волновому вектору распространяющейся волны вклад, обусловленный двумя механизмами: асимметрией спектра электронов проводимости и асимметрией рассеяния их на немагнитных примесях.
3. Показано, что интенсивность рассеяния электромагнитной волны вихревой магнитной частицей содержит вклад, линейный по тороидному моменту, характеризующему указанное распределение намагниченности. Механизмом его возникновения является возбуждение линейных по намагниченности компонент наведенных электрических и магнитных моментов частицы. Рассмотренная теоретическая задача дает качественное объяснение экспериментальных результатов.

Научная и практическая значимость

Полученные в диссертации результаты расширяют понимание особенностей взаимодействия электромагнитного излучения с пространственно-неоднородными ферромагнетиками. Перспектива практического применения результатов данной работы лежит в области создания новых приборов спиновой электроники, предназначенных для работы с электромагнитным излучением. Также результаты работы могут в перспективе быть применены для изучения некоторых особенностей распределения намагниченности ферромагнитных материалов и искусственных структур, что открывает новые возможности спектроскопии пространственно неоднородных ферромагнетиков.

Методология и методы исследования

Для решения поставленных задач были применены стандартные теоретические подходы:

- феноменологический подход, основанный на симметрии физических величин по отношению к операциям обращения времени и пространственной инверсии;
- формула Кубо и ее феноменологическое обобщение, учитывающее наличие немагнитных примесей в среде;
- кинетическое уравнение Больцмана;
- Борновское приближение для уравнений Максвелла;
- решение уравнений Максвелла в рамках теории возмущений при малых размерах рассеивающего центра по сравнению с длиной рассеиваемой волны.

Основные положения, выносимые на защиту

1. В среде с неколлинеарной магнитной структурой возникает дополнительная компонента высокочастотной проводимости, связанная с переходами электронов из одной спиновой подзоны в другую под действием электрического поля волны. Максимум проводимости, связанный с этим механизмом, наблюдается при частотах, соответствующих спиновому расщеплению зоны проводимости.
2. В среде, обладающей некомпланарной магнитной структурой, возникает линейная по волновому вектору распространяющейся электромагнитной волны поправка к тензору диэлектрической проницаемости. Эта поправка обусловлена двумя механизмами: асимметрией спектра электронов проводимости и асимметрией рассеяния их на немагнитных примесях. В геликоидальной магнитной структуре эти механизмы вызывают появление поправки к диагональной компоненте тензора диэлектрической проницаемости, что приводит к изменению показателя преломления среды при обращении волнового вектора электромагнитной волны.

3. Рассеяние электромагнитной волны частицей, обладающей вихревым распределением намагниченности, а также двумерной дифракционной решеткой треугольных магнитных частиц, имеющих вихревую магнитную структуру, невзаимно. Этот эффект обусловлен возникновением линейных по намагниченности компонент навесенных электрических и магнитных моментов частицы.

Личный вклад автора

1. Исследования особенностей высокочастотной проводимости в среде с геликоидальным распределением намагниченности, а также в периодической многослойной магнитной структуре выполнены автором совместно с О. Г. Удаловым [A1].
2. Исследование особенностей пространственной дисперсии в средах с некомпланарным распределением намагниченности и, в частности, в геликоидальной магнитной структуре, выполнено автором совместно с О. Г. Удаловым и А. А. Фраерманом [A2]. Квантово-механический расчет тензора диэлектрической проницаемости в среде с геликоидальным распределением намагниченности выполнен автором.
3. Автор принимал участие в постановке задачи экспериментального исследования дифракции света на двумерной решетке треугольных магнитных частиц, обладающих вихревой намагниченностью, а также в обработке результатов измерений [A3].
4. Решение теоретической задачи о рассеянии света вихревой магнитной частицей сферической формы и теоретическая интерпретация эксперимента по дифракции света на двумерной решетке треугольных магнитных частиц, обладающих вихревой намагниченностью, выполнены автором [A4].

Апробация полученных результатов работы

Результаты работы опубликованы в отечественных и зарубежных журналах: Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики [A1, A2]; Physical Review B [A3, A4].

Также результаты докладывались на следующих международных и всероссийских конференциях: XIII-XVII международные симпозиумы «Нанопизика и наноэлектроника» (Н.Новгород, 2009-2012 годы) [A5–A12]; международная конференция «Новое в маг-

нетизме и магнитных материалах» (Москва, 2009 год) [A13]; International Symposium Spin Waves 2011 (St. Petersburg) [A14]; Moscow international symposium on magnetism, 2011 [A15].

Кроме того, по результатам данной работы были проведены семинары в следующих организациях: Институт физики микроструктур РАН; Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН.

Публикации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 15 печатных работах, в том числе в 4 статьях в реферируемых журналах, входящих в список ВАК [A1–A4], и 11 работах в сборниках трудов международных и всероссийских конференций [A5–A15].

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав, двух приложений, заключения. Общий объем диссертации составляет 114 страниц, включая 24 рисунка. Список цитируемой литературы содержит 130 наименований, список публикаций автора по теме диссертации включает 15 наименований.

Содержание работы

Во **введении** обоснована актуальность темы работы, сформулированы основные цели и задачи, аргументированы научная новизна исследований и практическая значимость полученных результатов, а также приведен обзор литературы по теме диссертации.

Глава 1 посвящена вычислению высокочастотной проводимости систем с неколлинеарным распределением намагниченности. Такие системы интересны в связи с тем, что спиновая и координатная части волновых функций электронов проводимости в них не отделяются друг от друга с учетом только обменного взаимодействия между ними и локализованными магнитными моментами. Это приводит к возможности появления дополнительного вклада в высокочастотную проводимость указанных структур, связанного с переходами между спиновыми подзонами, который отсутствует в электродипольном

приближении в случае, когда распределение намагниченности коллинеарно, и поэтому легко может быть выделен экспериментально.

В разделе 1.1 описывается используемый метод расчета высокочастотной проводимости, основанный на s-d модели Вонсовского [16] и феноменологическом обобщении формулы Кубо на случай присутствия столкновений электронов с немагнитными примесями.

В разделе 1.2 приведен расчет поправки к высокочастотной проводимости среды, распределение намагниченности в которой имеет геликоидальную структуру. Показано, что такая поправка зависит от поляризации электромагнитной волны: в случае, когда электрическое поле волны направлено вдоль оси геликоида, появляется поправка к диагональной компоненте проводимости, связанная с переходами между спиновыми подзонами. Поскольку данная поправка связана с неоднородностью магнитной структуры в среде, она исчезает при приложении сильного внешнего магнитного поля.

Геликоидальным магнитным моментом обладает гольмий — при температуре ниже температуры Нееля, равной 133К, в нем наблюдается компланарное спиральное распределение намагниченности, а при температуре меньше температуры Кюри, равной 20К,— некомпланарное [8]. Высокочастотная проводимость этого материала измерялась экспериментально [55] посредством измерения коэффициента отражения излучения от его границы и последующего расчета с использованием соотношения Крамерса-Кронига. При этом в случае, когда излучение поляризовано таким образом, что электрическое поле направлено вдоль оси спирали, наблюдается увеличение проводимости. Проведено сравнение построенной теории с известными экспериментальными данными для гольмия.

Раздел 1.3 посвящен исследованию дополнительного вклада в высокочастотную проводимость искусственной многослойной магнитной структуры, обусловленного наличием в ней неколлинеарного распределения намагниченности. Рассмотрена периодическая структура, период ее равен двум магнитным слоям, которые разделены металлическими или диэлектрическими прослойками. Изучена зависимость вклада в проводимость от типа прослоек и взаимной ориентации намагниченностей слоев в структуре. Показано, что при неколлинеарном распределении намагниченности на фоне пиков зависимости проводимости от частоты электромагнитной волны, связанных с переходами между минимумами, возникающими из-за периодичности системы, без изменения спинового состо-

яния, появляется дополнительный пик, связанный с переходами электронов с изменением спинового состояния. В отличие от пиков, возникающих из-за периодичности решетки, положение данного пика не зависит от наличия или отсутствия спин-независимого потенциала, создаваемого прослойками между магнитными слоями, и определяется только обменной константой и средней намагниченностью в системе. Рассмотрена возможность экспериментального наблюдения дополнительного вклада в проводимость, связанного с неколлинеарностью магнитной структуры в системе. В частности, подбирая толщину и материал немагнитных прослоек (и соответственно, параметры спин-независимого потенциала), можно добиться разделения пиков, связанных с различными механизмами поглощения, по частоте.

В главе 2 рассмотрена возможность возникновения эффекта, аналогичного известному эффекту оптической активности [47], в среде с некопланарной магнитной структурой, в которой симметрия по отношению к операции инверсии нарушается только за счет неоднородного распределения намагниченности.

В разделе 2.1 изложены феноменологические (симметричные) соображения, позволяющие понять, что в среде с неоднородным распределением намагниченности возможно возникновение данного явления, и установить необходимые для возникновения явления свойства этого распределения. Показано, что диэлектрическая проницаемость ϵ_{ij} может содержать вклад, вызванный пространственной дисперсией, вида

$$\alpha_{ijlsmn} k_l \left(\mathbf{M} \left[\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_s} \times \frac{\partial^2 \mathbf{M}}{\partial x_m \partial x_n} \right] \right),$$

который связан с наличием обменного взаимодействия в среде. Здесь k_l — декартовы компоненты волнового вектора электромагнитной волны, $\mathbf{M}$ — вектор намагниченности среды, $x_{s,m,n}$ — декартовы координаты, по повторяющимся индексам предполагается суммирование. Нетрудно видеть, что такой вклад обращается в ноль для компланарного распределения намагниченности.

Далее приведена простая микроскопическая модель, основанная на классических уравнениях движения заряженной частицы (электрона) с собственным магнитным моментом в неоднородном магнитном поле, впервые предложенная в [50]. Такая модель показывает, что возникновение линейной по волновому вектору поправки к диэлектрической проницаемости обусловлено, с одной стороны, наличием поправки к эффективной массе электрона, зависящей от направления его движения, и, с другой стороны, сдви-

гом частоты внешнего поля в системе координат, связанной с электроном (эффектом Доплера). Однако, она не позволяет провести корректный учет рассеяния электронов на примесях, которое является, вообще говоря, асимметричным [18, 19].

В разделе 2.2 приведен квантово-механический расчет поправок к диэлектрической проницаемости для случая некомпланарного геликоидального распределения намагниченности, основанный на решении уравнения Шредингера для электронов проводимости в s-d модели Вонсовского и последующем решении уравнения Больцмана для нахождения функции распределения электронов проводимости при воздействии на среду электрического поля электромагнитной волны. Проведен анализ вкладов в диэлектрическую проницаемость, обусловленных асимметрией спектра электронов и асимметрией их рассеяния на немагнитных примесях, в зависимости от частоты электромагнитного излучения и эффективной частоты соударения электронов и примесей. Оценки вычисленной поправки к диэлектрической проницаемости для параметров гольмия показывают, что для частоты волны, близкой к плазменной, она составляет $3.8 \cdot 10^{-5}$.

Глава 3 посвящена изучению невзаимных магнитооптических эффектов, возникающих при рассеянии электромагнитной волны ферромагнитными частицами, среднее по объему значение намагниченности в которых обращается в ноль. Теоретически и экспериментально рассматривается частный случай распределения намагниченности — вихревая магнитная частица.

В разделе 3.1 приводятся симметричные соображения, показывающие, что дифференциальное сечение рассеяния неполяризованного света σ системой, в которой отличен от нуля магнитный тороидный момент $\mathbf{T} = \langle [\mathbf{r} \times (\mathbf{M} - \langle \mathbf{M} \rangle)] \rangle$ (угловые скобки означают усреднение по пространственным координатам), содержит «невзаимное» слагаемое, меняющее знак при изменении направления распространения света вдоль траектории или обращении всех магнитных моментов рассеивающей системы, вида

$$\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{M}) = \dots + (\mathbf{k} + \mathbf{k}') \cdot \mathbf{T} + \dots,$$

здесь $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$ — волновые векторы падающей и рассеянной волн.

В разделе 3.2 изложены результаты экспериментального наблюдения рассеяния электромагнитного излучения двумерной дифракционной решеткой магнитных частиц треугольной формы, в которых в отсутствие внешнего магнитного поля наблюдается вихревое распределение намагниченности. Форма частиц позволяет управлять направ-

лением завихренности их магнитного момента посредством приложения и последующего выключения однородного внешнего магнитного поля вдоль стороны треугольников. Частицы изготавливались из Co и CoFe. Экспериментальные измерения зависимости интенсивности света, рассеянного в дифракционные максимумы, лежащие в плоскости, образованной волновым вектором падающей волны и нормалью к плоскости, в которой расположены частицы, подтверждают наличие предсказанного невзаимного эффекта. При этом относительная величина эффекта имеет близкую величину для обеих взаимно ортогональных линейных поляризаций падающего излучения.

Теоретическому анализу, раскрывающему микроскопические причины наблюдаемого в эксперименте невзаимного эффекта, посвящен **раздел 3.3**. Решена задача о рассеянии электромагнитного излучения сферической частицей, обладающей вихревым магнитным моментом, проведено сопоставление расчетов с экспериментальными данными. Предполагается, что невзаимный эффект не связан с коллективными явлениями (многократным рассеянием) в решетке магнитных вихрей. Поэтому рассматривается рассеяние на одной вихревой частице. Кроме того, рассматривается для простоты частица сферической формы. При этом используется приближение малости радиуса частицы по сравнению с длиной электромагнитной волны и проводится разложение по этому малому параметру до первого порядка: учитываются электрический дипольный, магнитный дипольный и электрический квадрупольный вклады в рассеяние. Кроме того, задача решается в линейном по намагниченности приближении, поскольку невзаимный эффект должен быть обусловлен вкладом нечетного порядка по намагниченности, а наличие магнитного момента в оптике дает малый вклад в рассеяние. Поэтому нет необходимости учитывать кубические по намагниченности эффекты и эффекты высших порядков. Важным допущением является использование локального гиротропного тензора диэлектрической проницаемости, который зависит от координат в силу зависимости от координат магнитного момента среды.

С учетом всех изложенных выше аппроксимаций, задача решается вначале в простом приближении, в рамках которого предполагается, что тензор диэлектрической проницаемости слабо отличается от единичного. В таком приближении невзаимный вклад присутствует только в случае, когда падающая волна имеет р-поляризацию, и отсутствует для s-поляризованной волны (s- и р- поляризованные волны определены по отношению

к плоскости, образованной волновым вектором падающей волны и осью вихря, а в случае их коллинеарности - осью вихря и волновым вектором рассеянной волны). Несмотря на качественное отличие результатов от экспериментальных, данная теория показывает наличие невзаимного эффекта; она может быть применена, например, для исследования аналогичного явления в рентгеновском диапазоне частот.

Затем приводится более общее решение задачи в первом порядке теории возмущений по отношению радиуса частицы к длине волны излучения, а также по намагниченности частицы. Здесь не предполагается, что диэлектрическая проницаемость близка к единице. В рамках построенной теории показано, что в соответствии с экспериментальными данными величина невзаимного вклада в интенсивность рассеянного излучения имеет один порядок для s- и p-поляризованного падающего излучения. Проводится анализ зависимости этого вклада от угла между волновыми векторами падающей и рассеянной волн, радиуса рассеивающей частицы и диагональной компоненты диэлектрической проницаемости частицы. Оценки для параметров, соответствующих эксперименту, дают относительную величину эффекта $7 \cdot 10^{-3}$, что соответствует результатам измерений по порядку величины.

В заключении сформулированы основные результаты работы.

В приложении А приводится способ усреднения интенсивности рассеянного излучения по поляризации падающей на рассеивающий центр электромагнитной волны.

В приложении В изложена методика вычисления дипольного и квадрупольного моментов шара в случае, когда распределение поля внутри шара определяется потенциалом, который может быть разложен по сферическим функциям (в системе координат с началом в центре шара; с соответствующей радиальной частью, конечной в начале координат).

1. Высокочастотная проводимость систем с неколлинеарным распределением намагниченности

В данной главе проведено исследование переходов электронов под действием электромагнитной волны между различными спиновыми состояниями в среде с геликоидальной магнитной структурой и в многослойной магнитной системе, период которой содержит два магнитных слоя с неколлинеарной намагниченностью. Вычислена поправка к высокочастотной проводимости среды, связанная с такими переходами, и проведено сравнение результатов вычислений с работой, в которой по коэффициенту отражения света от гольмия вычислялась его высокочастотная проводимость [55, 56].

На существование дополнительного вклада в проводимость системы с неколлинеарным магнитным упорядочением указано в работе [95]. В этой работе показано, что в такой системе возникают переходы электронов между различными спиновыми состояниями под действием переменного электрического поля. Это приводит к поглощению электромагнитной волны вблизи частоты обменного расщепления. В качестве среды с неколлинеарной магнитной структурой предложен разбавленный магнитный полупроводник, находящийся в почти насыщающем внешнем магнитном поле. В таком поле кристалл имеет среднюю намагниченность и небольшую случайно направленную компоненту, перпендикулярную ей.

Возможность появления поправки к высокочастотной проводимости сред, обладающих неколлинеарной намагниченностью, обусловлена тем, что с учетом только обменного взаимодействия электронов проводимости с локализованными электронами, создающими макроскопический магнитный момент (даже в пренебрежении спин-орбитальным

взаимодействием, которое связывает пространственные и спиновые степени свободы), спиновая и координатная части волновых функций электронов проводимости в них не отделяются друг от друга. Это приводит к снятию запрета на переходы электронов с изменением спинового состояния (в электродипольном приближении) при взаимодействии с электромагнитным излучением. Поскольку такие переходы отсутствуют в указанном приближении в случае, когда распределение намагниченности в системе коллинеарно, дополнительный вклад в проводимость будет существенным образом зависеть от внешнего магнитного поля: при приложении поля достаточной величины этот вклад должен пропадать. Такая особенность эффекта, исследуемого в данной главе, позволяет выделить его в эксперименте.

1.1. Метод расчета высокочастотной проводимости

Для описания электронов будем использовать s-d модель Вонсовского [16], в рамках которой предполагается, что d- или f-электроны, определяющие намагниченность среды, локализованы, в то время, как s-электроны, определяющие ее проводимость и оптические свойства, делокализованы и не взаимодействуют друг с другом. При этом для простоты считается, что зона проводимости имеет параболический вид. Таким образом, электроны проводимости движутся в электромагнитном поле волны в однородной среде, обладающей магнитным моментом. Запишем гамильтониан электронов с учетом сделанных замечаний:

$$\hat{H} = \frac{1}{2m_e} \left(\hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \right)^2 + J(\hat{\sigma}, \mathbf{M}(\mathbf{r})), \quad (1.1)$$

здесь $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ — единичный вектор, направленный вдоль намагниченности, $\hat{\sigma}$ — вектор матриц Паули, J — обменная энергия, m_e — масса электрона, $\mathbf{A}$ — векторный потенциал внешнего электромагнитного поля, e — заряд электрона, c — скорость света. Будем полагать, что исследуемая структура находится во внешнем переменном однородном в пространстве электрическом поле, которое описывается векторным потенциалом

$$\mathbf{A} = -\frac{ic}{2\omega} (\mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t) - c.c.), \quad (1.2)$$

где ω — частота электромагнитного поля, $\mathbf{E}_0$ — напряженность электрического поля. Формула (1.2) применима в случае, когда длина волны электромагнитного излучения λ велика по сравнению с характерным масштабом намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r})$. Заметим, что такое приближение выполняется, например, для гольмия: частоте обменного расщепления $\omega = \frac{2J}{\hbar} \approx 5.3 \cdot 10^{14}$ Гц соответствует длина волны $\lambda = 3.6 \cdot 10^{-4}$ см, в то время, как характерный масштаб изменения намагниченности составляет $4.8 \cdot 10^{-7}$ см.

Для того, чтобы найти проводимость среды с неоднородной магнитной структурой, сначала найдем спектр и волновые функции электронов в отсутствие внешнего поля, а затем, используя феноменологическое обобщение формулы Кубо [96] на случай конечной частоты столкновений электронов с немагнитными примесями $\nu = \Delta/\hbar$:

$$\sigma(\omega) = -\frac{1}{\Omega} \frac{\pi e^2}{\omega} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', s, s'} | \langle \mathbf{k}' s' | \hat{v}_x | \mathbf{k} s \rangle |^2 \frac{i}{\varepsilon_{\mathbf{k}'}^{s'} - \varepsilon_{\mathbf{k}}^s - \hbar\omega + i\Delta} (f_s(\mathbf{k}) - f_{s'}(\mathbf{k}')), \quad (1.3)$$

вычислим действительную часть проводимости. В (1.3) Ω — объем системы, $\mathbf{k}, s$ нумеруют состояние частицы ($\mathbf{k}$ — квазиимпульс электрона, s — индекс спиновой подзоны), $\varepsilon_{\mathbf{k}}^s$ — энергия, соответствующая состоянию $\mathbf{k}, s$, $f_s(\mathbf{k})$ — функция распределения частиц по состояниям, $\hat{v}_x$ — оператор проекции скорости частицы на направление напряженности внешнего электрического поля $\mathbf{E}_0$. Будем рассчитывать проводимость при нулевой температуре и использовать соответствующие функции распределения. Отметим, что в пределе, когда ν стремится к нулю, $Re \frac{i}{\varepsilon_{\mathbf{k}'}^{s'} - \varepsilon_{\mathbf{k}}^s - \hbar\omega + i\Delta} \rightarrow \delta(\varepsilon_{\mathbf{k}'}^{s'} - \varepsilon_{\mathbf{k}}^s - \hbar\omega)$ в формуле (1.3), что соответствует формуле Кубо для действительной части проводимости.

1.2. Высокочастотная проводимость среды с геликоидальным распределением намагниченности

Геликоидальное распределение намагниченности описывается формулой

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \mathbf{M}(z) = \left(\sqrt{1 - m_z^2} \sin qz, \sqrt{1 - m_z^2} \cos qz, m_z \right), \quad (1.4)$$

здесь $\mathbf{M}$ — единичный вектор, направленный вдоль намагниченности. Распределение намагниченности, описываемое формулой (1.4), реализуется, например, в гольмии, в котором при $T < 133\text{K}$ наблюдается компланарная спиральная магнитная структура ($m_z = 0$), а при $T < 20\text{K}$ — некомпланарная (см. рис. 0.2) [8, 57].

Рассмотрим для простоты случай, когда распределение (1.4) компланарно. (В некомпланарном случае расчет производится аналогично; в рамках вопросов, рассматриваемых в данной главе, наличие некомпланарности не дает качественных отличий.) Состояние электрона в магнитной спирали описывается квазиимпульсом и индексом спиновой подзоны. Волновые функции электронов и их энергетический спектр в такой задаче могут быть найдены точно [97–99]:

$$\psi_{\pm} = \frac{\theta}{\sqrt{1 + \delta_{\pm}^2}} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \exp\left(-i\frac{\varepsilon_e^{\pm}}{\hbar}t\right) \begin{pmatrix} \exp(-i\frac{q}{2}z) \\ \delta_{\pm} \exp(i\frac{q}{2}z) \end{pmatrix}, \quad (1.5)$$

где $|\theta|^2 = (2\pi)^{-3}$,

$$\delta_{\pm} = \frac{qk_z \pm \sqrt{q^2k_z^2 + j^2}}{j}. \quad (1.6)$$

Здесь $\hbar\mathbf{k}$ — квазиимпульс электрона, «+» и «−» соответствуют двум спиновым подзонам и введено обозначение $j = 2m_e J/\hbar^2$. Энергетический спектр электронов описывается формулой

$$\varepsilon_e^{\pm} = \frac{\hbar^2}{2m_e} \left(\mathbf{k}^2 \pm \sqrt{q^2k_z^2 + j^2} \right). \quad (1.7)$$

На рисунке 1.1(а) представлена типичная зависимость энергии электрона в геликоиде $\varepsilon_{\parallel}^{\pm} = \varepsilon_e^{\pm} - \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m_e}$ от величины квазиимпульса вдоль оси z (именно такие зависимости мы будем далее называть энергетическим спектром электрона).

Отметим, что, несмотря на периодичность спин-зависящего потенциала в спирали, щелей в спектре нет, что обусловлено симметрией задачи по отношению к операции

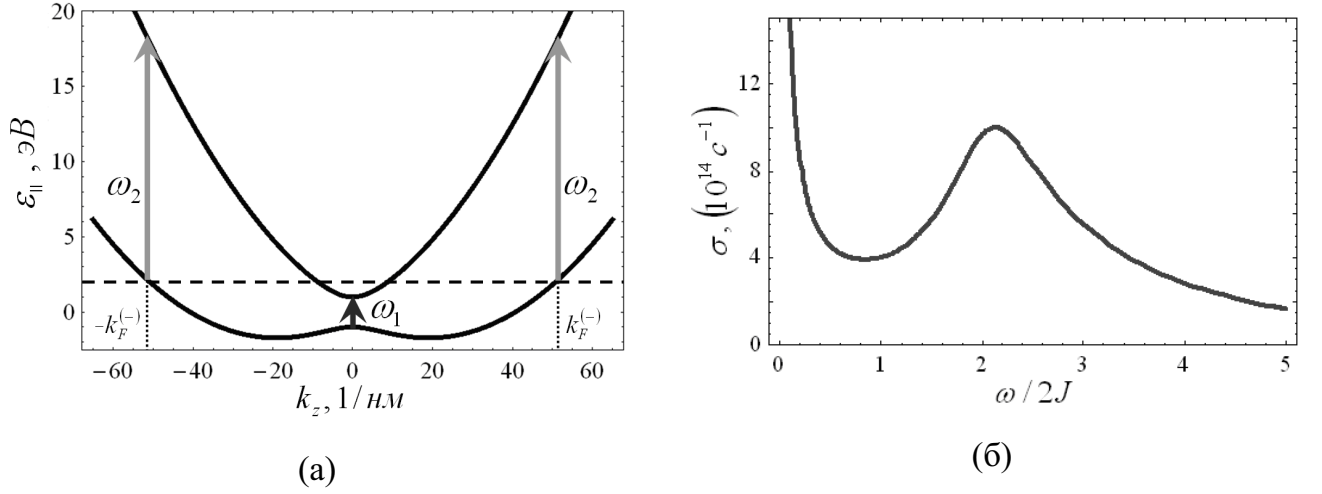


Рисунок 1.1. Энергетический спектр электронов (а) и зависимость проводимости от частоты (б) для параметров $J = 1$ эВ, $m_z = 0$, $\varepsilon_q = 4$ эВ, $\varepsilon_f = 2$ эВ, $\Delta = 0.5$ эВ. Штриховой линией показан уровень Ферми.

трансляции вдоль оси геликоида на любую длину с поворотом на определенный (зависящий от длины) угол вокруг этой оси.

Вычислим высокочастотную проводимость в среде с геликоидальной магнитной структурой. Под действием поля волны в такой среде разрешены только переходы электронов между спиновыми подзонами. Для вероятности перехода из нижней подзоны в верхнюю (и наоборот) под действием электрического поля, имеем с учетом столкновений

$$W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^{-+} = \frac{2}{\hbar} \left(\frac{e\hbar E}{2m_e\omega} \right)^2 (qe_z)^2 \frac{J^2}{(\varepsilon'^+ - \varepsilon^-)^2} \frac{\Omega\delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}')}{8\pi^3} \frac{\Delta}{(\varepsilon'^+ - \varepsilon^- - \hbar\omega)^2 + \Delta^2}, \quad (1.8)$$

$\Delta/\hbar$ — частота столкновений. Здесь предполагается, что $E_0 = E\mathbf{e}$ (см. параграф 1.1). Из формулы (1.8) видно, что возможность перехода электронов из одного спинового состояния в другое под воздействием линейно поляризованного переменного электрического поля обусловлена неоднородностью магнитной структуры (при $q = 0$ переходы исчезают). Кроме того, поскольку вероятность перехода пропорциональна q^2 , она не зависит от знака q и, следовательно, от направления закрученности геликоида. Важно также отметить, что переходы происходят только в электрическом поле, направленном вдоль оси магнитной спирали. Таким образом, дополнительный вклад в высокочастотную проводимость является анизотропным по отношению к поляризации излучения.

Вклад в диагональную компоненту тензора высокочастотной проводимости в направлении оси геликоида, связанный с переходами между спиновыми подзонами, в соот-

ветствии с (1.3), описывается формулой

$$\sigma_{zz} = \frac{e^2}{\hbar c} \frac{c}{\lambda} \left(\frac{2J}{\hbar\omega} \right)^2 \int_0^{\sqrt{\varepsilon_F \varepsilon_q}} \frac{dy \Delta \hbar\omega / \left(2\sqrt{y^2 + J^2} \right)}{\left(\Delta^2 + \left(2\sqrt{y^2 + J^2} - \hbar\omega \right)^2 \right)}, \quad (1.9)$$

где $\lambda = 2\pi/q$ — шаг спирали, $\varepsilon_q = \hbar^2 q^2 / 2m_e$. Здесь осуществлен переход от суммирования по квазиимпульсам электронов к интегрированию. Из формулы (1.9) видно, что в случае достаточно малых Δ ($\Delta \ll J$) проводимость имеет пик вблизи частоты $\hbar\omega = 2J$. Отметим здесь, что вклад в другие компоненты тензора высокочастотной проводимости, связанного с неоднородностью магнитной структуры, не будет. Типичная зависимость проводимости от частоты приведена на рис.1(б). Проводимость имеет пик вблизи частоты $\hbar\omega \approx 2J + \frac{2\Delta}{3}$ (при $\Delta \ll J$).

Таким образом, в среде с геликоидальной магнитной структурой наблюдается дополнительный вклад в высокочастотную проводимость. Этот вклад обладает асимметрией по отношению к поляризации излучения: высокочастотный отклик присутствует лишь для излучения, поляризованного вдоль оси геликоида, и имеет резонанс на частоте, близкой к $2J$.

Спектр поглощения и высокочастотная проводимость гольмия хорошо исследованы экспериментально [55,56]. В этом кристалле при температуре 5 К (при которой в дальнейшем будет рассчитываться проводимость) шаг геликоида составляет около 3.5 нм, а m_z равно 0.17 [57]. Константа обменного взаимодействия J примерно равна 0.175 эВ [100], энергия Ферми составляет около 5 эВ и велика по сравнению с J и ε_q .

Проанализируем данные работ [55,56] и выполним оценку величины высокочастотной проводимости для кристалла гольмия. Как следует из [55,56], пик в зависимости проводимости от частоты максимален, когда излучение поляризовано вдоль оси спирали. При повышении температуры выше температуры Нееля эта особенность проводимости исчезает. Кроме того, она исчезает и при приложении сильного магнитного поля (образец становится однородно намагниченным). Таким образом, построенная в данной работе модель качественно описывает возникновение такой особенности и ее поведение при приложении магнитного поля. Отметим здесь, что аналогичная особенность в зависимости проводимости от частоты может возникать за счет спин-орбитального взаимодействия, которое в гольмии довольно велико. Однако отсутствие ее в сильном внешнем поле свидетельствует в пользу теории, построенной в данной работе.

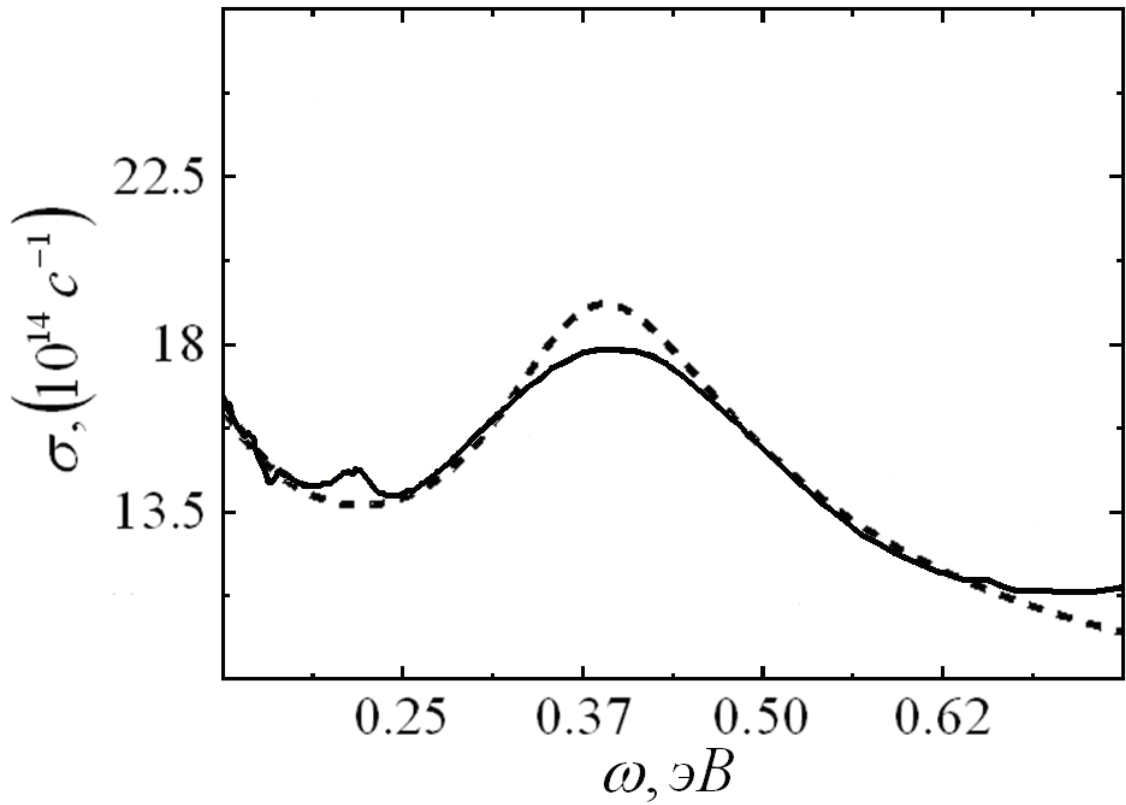


Рисунок 1.2. Проводимость гольмия в зависимости от частоты при температуре 5К.

Электрическое поле волны поляризовано вдоль оси геликоида. Сплошная линия — эксперимент [55], штриховая — результат расчета.

Используя данные работ [55, 56], можно оценить уширение пика высокочастотной проводимости Δ и константу обменного взаимодействия J . Они составляют $\Delta \sim 0.45J$, $J \sim 0.185\text{эВ}$.

Пик проводимости наиболее ярко выражен при низких температурах, что связано с уменьшением вклада в проводимость, вызванного другими переходами. Этим обусловлен выбор температуры $T = 5\text{К}$ для проведения расчетов. На рисунке 1.2 представлена зависимость действительной части проводимости от частоты, полученная в эксперименте [55] и теоретически с феноменологическим учетом наличия вклада в проводимость, связанного с другими переходами. Экспериментальные и теоретические значения величины пика близки. Однако предложенное теоретическое описание не учитывает зонную структуру гольмия и наличие в нем сильного спин-орбитального взаимодействия, которые должны существенно сказаться на рассматриваемом эффекте. Поэтому проведенный здесь расчет не может служить количественной оценкой эффекта, а лишь показывает, что

величина дополнительного вклада в проводимость сопоставима с экспериментальным значением при разумных параметрах.

Таким образом, предложенная модель позволяет качественно объяснить появление пика высокочастотной проводимости в гольмии и его поведение в зависимости от поляризации электромагнитной волны, температуры и приложенного магнитного поля. Несмотря на простоту, построенная теория дает хорошую оценку величины этого пика.

1.3. Высокочастотная проводимость искусственной многослойной магнитной структуры

В настоящее время существуют искусственные системы, в которых может реализоваться неколлинеарное распределение намагниченности. Наиболее изученными являются многослойные магнитные структуры. Такие структуры привлекают большое внимание в связи с существующим в них эффектом гигантского магнитосопротивления (их называют ГМС структурами). Исследование дополнительного вклада в высокочастотную проводимость таких структур, связанного с переходами электронов между различными спиновыми состояниями, представляет интересную задачу. Как правило, период магнитной решетки в ГМС структурах составляет два слоя, векторы намагниченности в которых имеют различные направления. При этом в каждом из слоев распределение магнитного момента однородно. В отличие от среды с геликоидальной магнитной структурой, обладающей симметрией по отношению к сдвигу на произвольную длину и повороту спиновой системы координат [99], ГМС структура имеет симметрию только относительно сдвига на период магнитной сверхрешетки. Это приводит к тому, что в спектре электронов возникают щели и образуются минизоны, связанные с неоднородностью намагниченности. Такие минизоны возникают и при коллинеарном распределении намагниченности (например, антиферромагнитном). Наличие минизон в спектре приводит к возникновению дополнительных пиков в частотной зависимости проводимости. В данном разделе изучается вопрос о том, как в этом случае устроена высокочастотная проводимость, и возможно ли выделение пиков проводимости, связанных именно с неколлинеарностью распределения намагниченности (с переходами электронов с изменением спинового состояния).

Рассмотрим задачу о высокочастотной проводимости среды со слоистой магнитной структурой, описываемой периодической функцией вида

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \mathbf{M}(x) = \begin{cases} \mathbf{M}_1, & -L/2 < x < 0, \\ \mathbf{M}_2, & 0 < x < L/2. \end{cases} \quad (1.10)$$

Здесь L — период структуры, $\mathbf{M}$ — единичный вектор вдоль намагниченности. Угол между векторами намагниченности обозначим как α . Будем также полагать, что слои разделены

дельтаобразными барьерами различной величины:

$$U(x) = \sum_i (\lambda_1 \delta(x + L/2 + L \cdot i) + \lambda_2 \delta(x + L \cdot i)). \quad (1.11)$$

В периодической структуре электроны описываются блоховскими функциями $\tilde{\Psi}_{kn}^s$, нумеруемыми квазиимпульсом $\mathbf{k}$, индексом s , соответствующим спиновому состоянию, и номером энергетической подзоны n . Спектр электронов обозначим через ε_{kn}^s . Поскольку структура периодична вдоль оси x , можно ввести здесь понятие минизоны, которая определяется периодом структуры. Рассматриваемая система однородна вдоль осей y и z , поэтому волновые функции и спектр могут быть записаны в виде

$$\tilde{\Psi}_{kn}^s = e^{ik_y y + ik_z z} \Psi_{k_x n}^s, \quad (1.12)$$

$$\varepsilon_{kn}^s = \frac{\hbar^2}{2m_e} (k_y^2 + k_z^2) + \varepsilon_{\perp}(k_x). \quad (1.13)$$

Спектр электронов в такой системе имеет две ветки, соответствующие различным спиновым состояниям. Расстояние между этими ветками можно грубо оценить, как $2J |M_{av}|$, где $|M_{av}|$ — величина средней по периоду намагниченности. Если угол между векторами намагниченности равен 0, то расстояние максимально; если угол равен π , спектр становится вырожденным по спину. Таким образом, в отличие от среды с геликоидальной магнитной структурой, пик высокочастотной проводимости, связанный с переходами электронов с изменением спинового состояния, расположен не на частоте $\hbar\omega \approx 2J$. Его положение определяется взаимной ориентацией магнитных моментов различных слоев $\hbar\omega \approx 2J |M_{av}|$.

Каждая из спиновых веток будет расщепляться на краю и в центре минизоны вследствие периодичности системы. В рамках модели слабой связи можно оценить величину этого расщепления. В случае, когда угол между намагниченностями слоев равен нулю, щели в каждой из веток спектра определяются спин-независимым потенциалом, и на краю и в центре минизоны получим:

$$\varepsilon_{\mathbf{k}_b 2n}^s - \varepsilon_{\mathbf{k}_b 2n-1}^s = \varepsilon_{0 2n+1}^s - \varepsilon_{0 2n}^s = 2 |\lambda_1 - \lambda_2| / L. \quad (1.14)$$

Здесь считается, что ветке, имеющей больший индекс n , соответствует большая энергия. Поскольку потенциал — дельтаобразный, все щели в спектре имеют одинаковую величину. Ветки спектра, соответствующие различному спиновому состоянию электрона при этом смещены друг относительно друга на величину $2J$.

График зависимости энергии от квазиимпульса вдоль оси x в данном случае представлен на рисунке 1.3(а). В качестве параметров взяты $L = 1.5\text{нм}$, $\lambda_1 = 0$, $\lambda_2/L = 1.15\text{эВ}$, $2J = 0.5\text{эВ}$. Спектр определен путем численного решения дисперсионного уравнения.

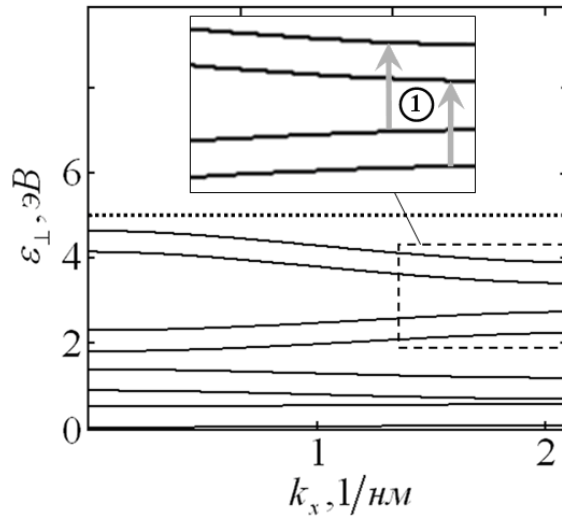
Если угол равен π , то из-за изменения направления намагниченности для каждой спиновой ориентации электрона возникает дополнительный периодический потенциал в виде меандра. Расщепление веток в данном случае определяется выражением:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\mathbf{k}_b 2n}^s - \varepsilon_{\mathbf{k}_b 2n-1}^s &= 2\sqrt{\left(\frac{V}{L}\right)^2 + (2J)^2}, \\ \varepsilon_{0\ 2n+1}^s - \varepsilon_{0\ 2n}^s &= 2\left|\frac{V}{L}\right|.\end{aligned}\tag{1.15}$$

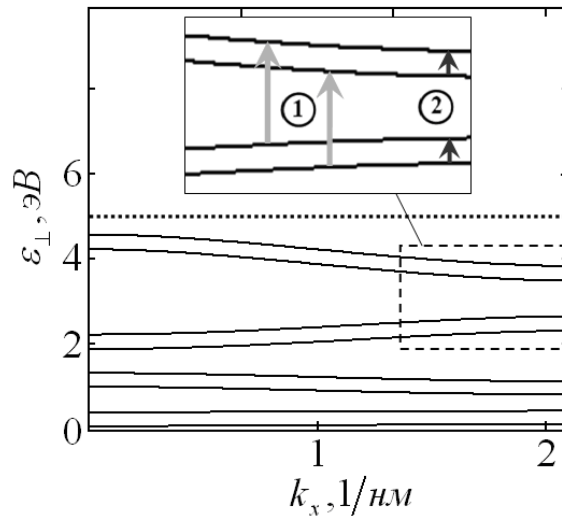
При данной ориентации намагниченностей возникает вырождение по энергии состояний с различной ориентацией спина. Пример спектра в этом случае приведен на рис. 1.3(в). На рис.1.3(б) представлен спектр для случая $\alpha = \pi/2$.

Под действием переменного электрического поля, направленного вдоль оси x , электроны могут совершать переходы между различными состояниями. Как и ранее, мы полагаем, что поле однородно во всем пространстве и переходы могут происходить только с сохранением квазиимпульса электрона. Переходы в данной системе можно условно разделить на два типа. Первый тип — переходы между разными спиновыми подзонами (на рис.1.3(б) обозначены цифрой 2). Матричный элемент таких переходов в случае коллинеарного упорядочения намагниченности в системе равен нулю. Второй тип переходов — переходы между состояниями в различных минизонах, образованных из-за периодичности структуры (на рис.1.3 обозначены цифрой 1). Матричный элемент таких переходов может быть отличен от нуля при любой взаимной ориентации намагниченностей. Проанализируем, в какой области частот будут находиться пики проводимости, связанные с данными переходами.

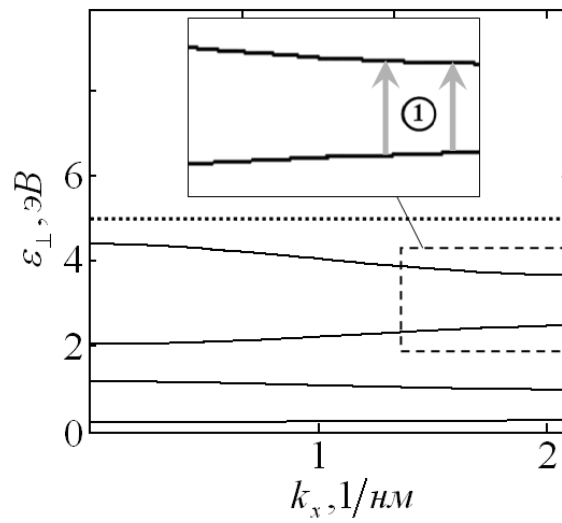
Если величина барьеров мала, то щели в спектре возникают только благодаря магнитной неоднородности и их величина определяется обменной константой J . Соответственно, все пики (связанные и с переходами между различными спиновыми подзонами, и с переходами между зонами, образовавшимися из-за периодичности структуры) лежат в одном диапазоне, и разделить их нельзя. Если величину барьера разделяющего магнитные слои выбрать большой, то пики, связанные с переходами между минизонами, сместятся в более высокочастотную область и станет возможным выделение пика, связанного с переходами между различными спиновыми подзонами. Отметим, что для того,



(а)



(б)



(в)

Рисунок 1.3. Зависимость энергии от квазиимпульса вдоль оси x для углов между намагниченностями: (а) $\alpha = 0$; (б) $\alpha = \pi/2$; (в) $\alpha = \pi$. Пунктиром показан уровень Ферми.

Ферми.

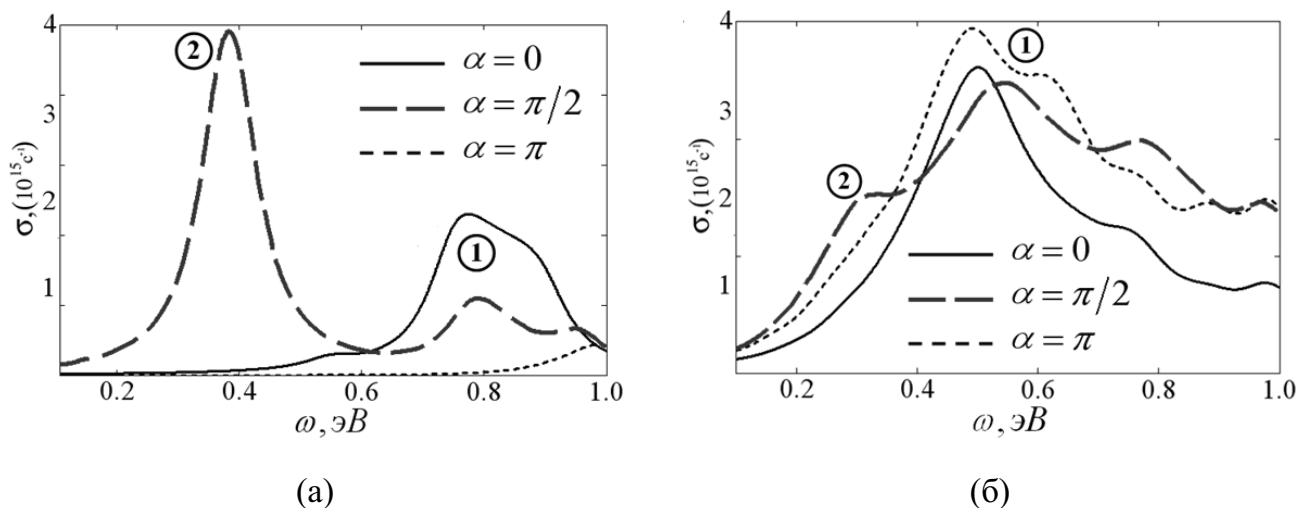


Рисунок 1.4. Зависимость действительной части проводимости от частоты для углов $\alpha = 0$, $\alpha = \pi/2$, $\alpha = \pi$. (а) $L = 1.5\text{ нм}$, (б) $L = 4\text{ нм}$.

чтобы величины всех щелей и в центре минизоны, и на ее границе были больше, чем спиновое расщепление, необходимо, чтобы в пространственном спектре потенциала присутствовали все гармоники, разрешенные в данной периодической структуре. Поэтому высоты барьеров на разных границах должны быть различны ($\lambda_1 \neq \lambda_2$). Оптимальной в этом смысле является ситуация, когда одного из барьеров вообще нет. Если барьеры одинаковы, то нечетные гармоники в спектре спин-независимого потенциала отсутствуют и на границе минизоны расщепление определяется только спин-зависимым потенциалом J .

На рисунке 1.4 представлены зависимости величины действительной части проводимости от частоты для трех различных углов между намагниченностями (0 , $\pi/2$ и π), рассчитанные численно. Спиновое расщепление и энергия Ферми выбраны равными 0.5 эВ и 5 эВ соответственно (параметры никеля [101]). На рисунке представлены графики для двух различных периодов структуры ($L = 1.5\text{ нм}$ и $L = 4\text{ нм}$).

В случае малого периода нетрудно сопоставить пики проводимости и переходы в спектрах, изображенных на рис.1.3. Пики, обозначенные цифрой 1 на рис.1.4, соответствуют переходам между различными зонами, образовавшимися из-за периодичности структуры (переходы 1 на рис.1.3). Эти пики присутствуют при любой взаимной ориентации намагниченностей. Пик 2 существует только при неколлинеарном упорядочении. Он соответствует переходам между разными спиновыми подзонами (переходы 2 на рис.1.3). В случае больших периодов структур зависимость проводимости от частоты становится

более сложной, поскольку под уровнем Ферми умещается большее число минизон. Однако и в этом случае можно выделить пик, связанный с переходом из одной спиновой подзоны в другую (рис. 1.4(б)).

Таким образом, неоднородность структуры в магнитной сверхрешетке приводит к возникновению дополнительного вклада в высокочастотную проводимость системы. В случае, когда распределение намагниченности коллинеарно, вклад в проводимость обусловлен переходами электронов между энергетическими подзонами без изменения спинового состояния. Подобный механизм обсуждался в работе [38]. Если в сверхрешетке присутствует большой спин-независимый потенциал (например, барьеры на границах магнитных слоев), то положение этих пиков определяется величиной потенциала (с малыми поправками из-за наличия магнитной структуры). Если спин-независимый потенциал мал, положение этих пиков определяется обменной константой и взаимной ориентацией намагниченностей. В случае, когда распределение намагниченности неколлинеарно, возникает дополнительный механизм проводимости, связанный с переходами между спиновыми подзонами. Положение пика, связанного с этим механизмом, не зависит от потенциала и определяется обменной константой и взаимной ориентацией намагниченностей. Данный пик разделен по частоте с пиками, связанными с переходами между минизонами, образованными из-за периодичности структуры, в случае наличия в системе достаточно сильного спин-независимого потенциала, в котором присутствуют все пространственные гармоники, разрешенные в данной периодической системе (например, на одной границе раздела магнетиков высокий барьер, на другой границе барьера нет). Перечисленные особенности дают возможность экспериментального наблюдения дополнительного вклада в высокочастотную проводимость многослойной магнитной структуры, обладающей неколлинеарным распределением намагниченности.

1.4. Выводы

В данной главе рассмотрена задача о высокочастотной проводимости среды с геликоидальной магнитной структурой. Показано, что в такой среде, как в неколлинеарной магнитной системе, существует дополнительный механизм проводимости, в которой вектор электрического поля поляризован вдоль оси геликоида. Этот механизм связан с переходами электронов из одной спиновой подзоны в другую под действием линейно поляризованного вдоль оси спирали электрического поля. Пик проводимости, связанный с ним, расположен в области спинового расщепления зоны проводимости. Существование такого механизма проводимости качественно объясняет экспериментальные зависимости проводимости от частоты и внешнего магнитного поля в гольмии.

Рассчитан дополнительный вклад в высокочастотную проводимость искусственной среды, обладающей неколлинеарной магнитной структурой,— магнитной сверхрешеткой, период которой содержит два разделенных барьерами магнитных слоя, в которых намагниченности произвольно ориентированы друг относительно друга. В этой среде при неколлинеарном распределении намагниченности на фоне пиков, связанных с переходами между минизонами, возникающими из-за периодичности системы, без изменения спинового состояния, появляется дополнительный пик, связанный с переходами электронов с изменением спинового состояния. В отличие от пиков, возникающих из-за периодичности решетки, положение данного пика не зависит от наличия или отсутствия спин-независимого потенциала и определяется только обменной константой и средней намагниченностью в системе. Подбирая параметры спин-независимого потенциала, можно добиться разделения пиков, связанных с различными механизмами проводимости, по частоте.

2. Оптическая активность в средах с некомпланарным распределением намагниченности

В случае слабой пространственной дисперсии тензор диэлектрической проницаемости вещества $\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$ можно представить в виде ряда по степеням волнового вектора электромагнитной волны $\mathbf{k}$ [47, 102]

$$\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) \approx \epsilon_{ij}^0(\omega) + \gamma_{ijl}(\omega) k_l + \dots, \quad (2.1)$$

где ω — частота электромагнитной волны. Первое слагаемое в (2.1) — диэлектрическая проницаемость без учета пространственной дисперсии. Второе слагаемое отвечает за явление естественной оптической активности в кристаллах без центра инверсии, проявляющееся в изменении свойств среды при изменении направления распространения света. Из принципа симметрии кинетических коэффициентов следует, что вклад оптической активности в диагональные компоненты тензора проницаемости в отсутствии внешнего магнитного поля или намагниченности среды равен нулю ($\gamma_{ijl} = -\gamma_{jil}$ [47]). Возникновение диагональных компонент тензора оптической активности возможно только в средах без центра инверсии, которые обладают спонтанным магнитным моментом $\mathbf{M}$ или находятся во внешнем магнитном поле. Диагональные элементы, линейные по $\mathbf{M}$, при этом имеют вид [103]

$$\gamma(\omega) \delta_{ij}(\mathbf{kM}), \quad (2.2)$$

здесь δ_{ij} — символ Кронекера. Из (2.2) следует, что диэлектрическая проницаемость не инвариантна относительно вращения магнитного момента как целого и не удовлетворяет принципу обменной симметрии [104]. Таким образом, описываемый выражением (2.2)

магнитно-киральный эффект имеет релятивистскую природу (причиной его возникновения может быть спин-орбитальное взаимодействие). Оценка величины этого эффекта, полученная в работе [103], показывает, что он крайне мал. Данная глава посвящена изучению эффекта естественной оптической активности, обусловленного обменным взаимодействием.

В первом параграфе данной главы изложена феноменологическая теория явления оптической активности в среде с неоднородным распределением намагниченности. Далее на примере простейшей микроскопической модели, основанной на трактовании электрона проводимости как классической частицы, обладающей собственным магнитным моментом, рассмотрены причины возникновения этого эффекта. Во втором параграфе на основе s-d модели [16] рассчитан тензор диэлектрической проницаемости среды с геликоидальным распределением намагниченности с учетом пространственной дисперсии.

2.1. Феноменологическое описание пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости в средах с некомпланарным распределением намагниченности

Запишем связь между векторами электрической индукции $\mathbf{D}$ и напряженности электрического поля $\mathbf{E}$ в ферромагнетике с неоднородным распределением магнитного момента $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ в виде

$$D_i(\omega, \mathbf{r}) = \epsilon_{ij}^0 \left(\omega, \mathbf{M}, \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_k}, \frac{\partial^2 \mathbf{M}}{\partial x_m \partial x_n}, \dots \right) E_j + \gamma_{ijl}^0 \left(\omega, \mathbf{M}, \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_k}, \frac{\partial^2 \mathbf{M}}{\partial x_m \partial x_n}, \dots \right) \frac{\partial}{\partial x_l} E_j. \quad (2.3)$$

Второе слагаемое данного выражения отвечает за явление оптической активности в среде. Отметим, что переход в этом выражении от пространственной производной электрического поля к волновому вектору электромагнитной волны не всегда правомерен, т.к. тензор зависит от координат. Сделаем ряд предположений относительно свойств среды и природы эффекта оптической активности. Будем полагать, что этот эффект связан именно с неоднородностью распределения намагниченности. Тогда тензор $\hat{\gamma}$, описывающий оптическую активность, должен состоять из векторов намагниченности и их пространственных производных. Амплитуда намагниченности одинакова во всех точках пространства, и $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ может только поворачиваться при переходе из одной точки в другую. При этом намагниченность вращается в пространстве медленно, т.е. поворот на угол порядка π происходит на расстояниях, существенно больших, чем постоянная решетки и длина свободного пробега электрона. Из последнего следует, что при построении тензора диэлектрической проницаемости можно ограничиться низшими пространственными производными $\mathbf{M}(\mathbf{r})$. В отличие от (2.2), будем рассматривать кристаллы с центром инверсии, полагая при этом, что центром инверсии не обладает магнитная структура, поэтому количество пространственных производных в $\hat{\gamma}$ должно быть нечетным.

Основное предположение относительно исследуемой среды состоит в том, что обменное взаимодействие является в ней доминирующим и всеми релятивистскими взаимодействиями можно пренебречь. В этом случае система обладает обменной симметрией [47, 104], т.е. при повороте всех магнитных моментов в системе на один и тот же угол

гамильтониан системы и, соответственно, любые физические величины (кроме направления вектора намагниченности) не должны меняться. Таким образом, тензор $\hat{\gamma}$ должен быть инвариантен относительно вращения намагниченности. Кроме того, на тензор накладываются стандартные ограничения, связанные с необходимостью выполнения соотношений Онсагера [47]. Ограничиваясь случаем, когда эффект естественной оптической активности возникает вследствие термодинамически обратимых процессов, для тензора $\hat{\gamma}$ получим

$$\gamma_{ijl} = \alpha_{ijklmn} \left(\mathbf{M} \left[\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_k} \times \frac{\partial^2 \mathbf{M}}{\partial x_m \partial x_n} \right] \right). \quad (2.4)$$

Из соотношений Онсагера [47] следует условие на тензор $\hat{\alpha}$, не зависящий от $\mathbf{k}$ и $\mathbf{M}$:

$$\alpha_{ijklmn} = \alpha_{jiklmn}. \quad (2.5)$$

Симметрия этого тензора шестого ранга определяется симметрией кристаллической решетки. В изотропной среде $\hat{\alpha}$ имеет вид

$$\begin{aligned} \alpha_{ijklmn} = & K_1 \delta_{ij} \delta_{kl} \delta_{mn} + K_2 \delta_{ij} \delta_{km} \delta_{ln} + K_3 \delta_{im} \delta_{jn} \delta_{kl} + K_4 (\delta_{ik} \delta_{jl} \delta_{mn} + \delta_{il} \delta_{jk} \delta_{mn}) + \\ & + K_5 (\delta_{ik} \delta_{jm} \delta_{ln} + \delta_{im} \delta_{jk} \delta_{ln}) + K_6 (\delta_{il} \delta_{jm} \delta_{kn} + \delta_{im} \delta_{jl} \delta_{kn}) + \\ & + K_7 (e_{ikm} e_{jln} + e_{ilm} e_{jkn}), \end{aligned} \quad (2.6)$$

где e_{ijk} — антисимметричный тензор 3-го ранга (тензор Леви-Чивита).

Отметим, что тензор (2.4) отличен от нуля только для некомпланарного распределения намагниченности, для которого отличны от нуля все три компоненты магнитного момента. Примером такого распределения является конусная магнитная спираль (см. рис. 0.2), реализующаяся в редкоземельных металлах Ho, Er, Dy [8, 57, 64], ряде соединений (MnSi, FeGe) [11], а также в ферромагнитных наноструктурах [14, 105]. Спиральное распределение намагниченности дается выражением

$$\mathbf{M} = \left(\sqrt{1 - m_z^2} \cos(qz), \sqrt{1 - m_z^2} \sin(qz), m_z \right). \quad (2.7)$$

Нетрудно показать, что для геликоидальной магнитной структуры тензор не зависит от координат, поэтому в выражении (2.3) можно перейти от пространственной производной электрического поля к волновому вектору электромагнитной волны $\mathbf{k}$. Подставляя (2.7) в

(2.4), получим следующие ненулевые компоненты тензора

$$\epsilon_{xx}^{OA} = \epsilon_{yy}^{OA} = L_1 \left(\mathbf{M} \left[\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial z} \times \frac{\partial^2 \mathbf{M}}{\partial z^2} \right] \right) k_z = L_1 m_z (1 - m_z^2) q^3 k_z, \quad (2.8)$$

$$\epsilon_{zz}^{OA} = L_2 m_z (1 - m_z^2) q^3 k_z, \quad (2.9)$$

$$\epsilon_{iz}^{OA} = \epsilon_{zi}^{OA} = L_3 m_z (1 - m_z^2) q^3 k_i. \quad (2.10)$$

Подчеркивая отличие эффекта, описываемого формулой (2.4), от рассмотренного ранее (2.2), заметим, что эффект «обменной» оптической активности стремится к нулю при переходе к состоянию с однородной намагниченностью ($|m_z| = 1$).

Для понимания микроскопической природы данного эффекта рассмотрим простую классическую модель движения заряженной частицы (электрона) с собственным магнитным моментом в неоднородном магнитном поле, характеризующемся единичным вектором $\mathbf{M}(\mathbf{r})$. Гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид

$$\hat{H} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_e} + J(\mathbf{lM}(\mathbf{r})) + U_{ext}(\mathbf{r}, t). \quad (2.11)$$

Здесь $\mathbf{l}$ — собственный момент частицы, J — константа взаимодействия магнитного поля с частицей (имеющая здесь размерность частоты), m_e — масса частицы, $\mathbf{M}$ — единичный вектор, направленный вдоль магнитного поля. Первое слагаемое в (2.11) есть кинетическая энергия. Второе слагаемое описывает взаимодействие частицы с полем. Третье слагаемое — внешнее воздействие. Предполагается, что взаимодействие магнитного поля с зарядом частицы слабое и его можно не учитывать.

Рассмотрим движение электрона классически, как это сделано в работе [50]. Из (2.11) получим следующие уравнения движения для координаты электрона и его момента

$$m_e \ddot{r}_i = -J \left(\mathbf{l} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial r_i} \right) + e E_i(\mathbf{r}, t), \quad (2.12)$$

$$\dot{\mathbf{l}} = -J [\mathbf{l} \times \mathbf{M}(\mathbf{r})], \quad (2.13)$$

здесь $\mathbf{r}$ — координата электрона, e — его заряд, $\mathbf{E}$ — внешнее электрическое поле. Данная система уравнений может быть решена в рамках квазиadiaбатического приближения, описанного в [50, 106]. В этом приближении предполагается, что электрон движется достаточно медленно и выполняется условие $\beta = |\dot{\mathbf{M}}|/J \ll 1$ (β — параметр адиабатичности; J , как отмечалось выше, имеет размерность частоты, поэтому параметр β — безразмерный). В таком случае направление магнитного момента электрона почти совпадает с направлением намагниченности решетки. Вектор $\mathbf{l}$ может быть представлен в

виде

$$1 = \alpha_0 \left(\mathbf{M} + \frac{1}{J} [\mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}] - \frac{1}{J^2} \ddot{\mathbf{M}} - \frac{1}{J^3} [\mathbf{M} \times \ddot{\mathbf{M}}] + \dots \right), \quad (2.14)$$

где α_0 имеет размерность механического момента. Для простоты будем рассматривать одномерные магнитные системы ($\mathbf{M} = M(z)$). Пусть внешнее электрическое поле представляет собой плоскую продольную монохроматическую волну

$$\mathbf{E} = E \mathbf{e}_z \exp(i\omega t - ik_z z), \quad (2.15)$$

где ω , k_z , E — частота, волновой вектор и амплитуда электромагнитной волны, $\mathbf{e}_z$ — единичный вектор в направлении z .

Тогда, с учетом (2.14), уравнение (2.12) принимает вид

$$m_e \ddot{z} (1 + \eta \dot{z}) = e E \exp(i(k_z z - \omega t)), \quad (2.16)$$

где

$$\eta = \frac{3\alpha_0}{J^2 m_e} \left(M \left[\frac{\partial M}{\partial z} \times \frac{\partial^2 M}{\partial z^2} \right] \right). \quad (2.17)$$

Для среды с геликоидальной магнитной структурой $\eta = 3\alpha_0 m_z (1 - m_z^2) q^3 / J^2 m_e$.

В отсутствие электрического поля решением уравнения (2.16) является функция

$$z_0 = v_0 t + z^0, \quad (2.18)$$

z^0 и v_0 — координата и скорость электрона в начальный момент времени. Можно положить без ограничения общности $z^0 = 0$ (мы не интересуемся эффектами, связанными с границей, поэтому среда считается здесь бесконечной). Линейная по электрическому полю поправка к решению (2.18) Δz определяется уравнением

$$m_e \ddot{\Delta z} (1 + \eta v_0) = e E \exp(i(k_z v_0 - \omega) t). \quad (2.19)$$

Решив (2.19), получим

$$\Delta z = - \frac{e E}{(k_z v_0 - \omega)^2 (1 + \eta v_0) m_e} \exp(i(k_z v_0 - \omega) t). \quad (2.20)$$

Скорость электрона, соответственно, определяется выражением

$$\dot{z} = v_0 - i \frac{e E}{(k_z v_0 - \omega) (1 + \eta v_0) m_e} \exp(i(k_z v_0 - \omega) t). \quad (2.21)$$

Выражение для тока в среде получается усреднением (2.21) по равновесной функции распределения

$$j_z = e \frac{eE \sin \omega t}{m_e \omega} n_e \left(\langle 1 \rangle + \frac{\eta k_z}{\omega} \langle v_0^2 \rangle \right), \quad (2.22)$$

n_e здесь — равновесная концентрация электронов проводимости.

Как видно из (2.22), ток содержит линейную по волновому вектору компоненту, что и означает существование оптической активности. Возникновение линейной по волновому вектору поправки к току, появляющейся при усреднении скорости электронов по равновесной функции распределения, обусловлено двумя причинами. Во-первых, это сдвиг частоты внешнего поля, который возникает при переходе в инерциальную систему координат, связанную с электроном и движущуюся со скоростью v_0 . Такой сдвиг составляет величину $k_z v_0$, поэтому величина оптической активности будет пропорциональна отношению скорости электрона к скорости распространения электромагнитной волны. Второй фактор — различие массы электрона для противоположных направлений его движения $m_e (1 + \eta v_0)$. Величина η , а значит, и величина оптической активности отлична от нуля, если распределение намагниченности некомпланарно (для геликоидальной магнитной структуры это соответствует $m_z (1 - m_z^2) q \neq 0$).

2.2. Квантово-механический микроскопический расчет диэлектрической проницаемости. Среда с геликоидальной магнитной структурой

В рамках s-d-модели уравнение Шредингера для делокализованных электронов в среде с геликоидальным распределением намагниченности будет иметь вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e}\Delta\psi + J(\hat{\sigma}, \mathbf{M})\psi = \varepsilon_e\psi, \quad (2.23)$$

здесь $\hat{\sigma}$ — вектор матриц Паули, $\mathbf{M}$ — единичный вектор, сонаправленный с намагниченностью локализованных электронов, ε_e — энергия электрона, J — обменная энергия, характеризующая взаимодействие электрона проводимости и локализованных электронов. Волновые функции электронов и их энергетический спектр в такой задаче могут быть найдены точно. В [97–99] показано, что состояние электрона в магнитной спирали описывается квазиимпульсом и индексом спиновой подзоны.

Разложение энергии электрона в ряд по параметру адиабатичности, который в «квантово-механическом» случае принимает вид $\beta = \frac{\hbar q}{J} \sqrt{\frac{\varepsilon_f}{2m_e}}$ (ε_f — энергия Ферми), описывается выражением

$$\varepsilon_e^\pm = \frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2m_e} + \frac{(\hbar q)^2}{8m_e} \pm J \left(1 - m_z \frac{p_z}{p_f} \beta + \frac{1 - m_z^2}{2} \frac{p_z^2}{p_f^2} \beta^2 + \frac{m_z(1 - m_z^2)}{2} \frac{p_z^3}{p_f^3} \beta^3 + \dots \right), \quad (2.24)$$

здесь $p_{x,y,z}$ — компоненты квазиимпульса электрона, $p_f = \sqrt{2m_e\varepsilon_f}$ — характерное значение импульса вдоль оси геликоида, две спиновые ветки удобно обозначить как «+» и «–», знак $\pm$ в выражении (2.24) соответствует «+» для первой спиновой ветки и «–» для второй. Спектр электронов содержит кубическое по квазиимпульсу слагаемое, что соответствует зависимости массы частицы от величины и знака скорости и приводит к асимметрии спектра (рис. 2.1). Возникновение этого слагаемого в спектре электронов обусловлено нарушением симметрии по отношению к инверсии пространства и обращению времени в среде с некомпланарным распределением намагниченности (см. [18, 19]). Заметим, что такое слагаемое возникает лишь в третьем порядке по параметру адиабатичности β , поэтому задача решается по теории возмущений с учетом слагаемых вплоть до указанного порядка малости.

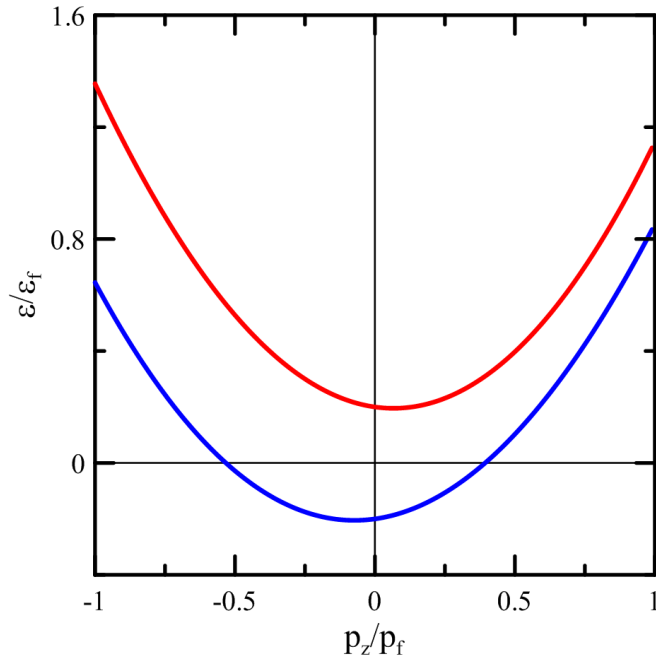


Рисунок 2.1. Спектр электронов проводимости в среде с геликоидальной магнитной структурой. Две линии соответствуют двум спиновым подзонам. Выбраны следующие параметры системы: $J/\varepsilon_f = 0.2, m_z = 0.7, \beta = 1$.

Найдем линейный отклик электронного газа в среде с геликоидальным распределением намагниченности на воздействие плоской продольной электромагнитной волны $\mathbf{E} = E\mathbf{e}_z \exp(i\omega t - ik_z z)$. Отметим, что под $\mathbf{E}$ здесь подразумевается поле, действующее на электрон проводимости в металле, которое включает и поле внешней электромагнитной волны, и поле, создаваемое электронным газом. Будем описывать поведение электронного газа в среде с помощью уравнения Больцмана. Представим функцию распределения как сумму невозмущённой функции Ферми и осциллирующей поправки: $f_{\pm} = f_{0\pm} + \delta f_{\pm} \exp(i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r})$ (нижний индекс обозначает номер спиновой подзоны). Тогда для $\delta f_{\pm}$ имеем

$$(i\omega - i\mathbf{v}_{gr}\mathbf{k})\delta f_{\pm} - e\mathbf{E}\frac{\partial f_{0\pm}}{\partial \mathbf{p}} = \int d^3\mathbf{p}' W_{\pm\pm}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') (f^{\pm}(\mathbf{p}) - f^{\pm}(\mathbf{p}')) + \int d^3\mathbf{p}' W_{\pm\mp}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') (f^{\pm}(\mathbf{p}) - f^{\mp}(\mathbf{p}')), \quad (2.25)$$

здесь $\mathbf{v}_{gr}$ — групповая скорость электронов, в правой части уравнения стоит интеграл столкновений. При решении данной задачи полагалось, что рассеяние происходит на немагнитных примесях. Интеграл столкновений содержит два слагаемых. Первое описывает рассеяние электрона без изменения спинового состояния, и $W_{\pm\pm}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ — веро-

ятность перехода из состояния с импульсом $\mathbf{p}$ в состояние $\mathbf{p}'$ на той же ветке. Второе слагаемое описывает рассеяние с изменением спинового состояния, и $W_{\pm\mp}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ — вероятность перехода из состояния с импульсом $\mathbf{p}$ в состояние $\mathbf{p}'$ на другой ветке спектра.

Разложение вероятностей перехода по параметру адиабатичности имеет вид

$$\begin{aligned} W_{++}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') &= \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} w_{jk}^{++} p_z^j (p'_z)^k \delta(\varepsilon_e^+(\mathbf{p}) - \varepsilon_e^+(\mathbf{p}')), \\ W_{--}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') &= \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} w_{jk}^{--} p_z^j (p'_z)^k \delta(\varepsilon_e^-(\mathbf{p}) - \varepsilon_e^-(\mathbf{p}')), \\ W_{+-}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') &= \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} w_{jk}^{+-} p_z^j (p'_z)^k \delta(\varepsilon_e^+(\mathbf{p}) - \varepsilon_e^-(\mathbf{p}')). \end{aligned} \quad (2.26)$$

Множители $w_{jk}^{\pm\pm}$ не зависят от квазиимпульса электрона и имеют вид

$$\begin{aligned} w_{00}^{++} &= w_{00}^{--} = w_0; w_{10}^{++} = w_{01}^{++} = w_{10}^{--} = w_{01}^{--} = 0; \\ w_{20}^{++} &= w_{02}^{++} = w_{20}^{--} = w_{02}^{--} = -\frac{1}{2}w_{11}^{++} = -\frac{1}{2}w_{11}^{--} = -\frac{\beta^2}{4}(1 - m_z^2)w_0; \end{aligned} \quad (2.27)$$

$$\begin{aligned} w_{30}^{++} &= w_{03}^{++} = w_{30}^{--} = w_{03}^{--} = -w_{21}^{++} = -w_{12}^{++} = -w_{21}^{--} = -w_{12}^{--} = -\frac{\beta^3}{2}m_z(1 - m_z^2)w_0; \\ w_{00}^{+-} &= w_{00}^{-+} = w_{10}^{+-} = w_{01}^{+-} = w_{10}^{-+} = w_{01}^{-+} = 0; \\ w_{20}^{+-} &= w_{02}^{+-} = w_{20}^{-+} = w_{02}^{-+} = -\frac{1}{2}w_{11}^{+-} = -\frac{1}{2}w_{11}^{-+} = \frac{\beta^2}{4}(1 - m_z^2)w_0; \\ w_{30}^{+-} &= -w_{03}^{+-} = w_{30}^{-+} = w_{03}^{-+} = -\frac{1}{3}w_{21}^{+-} = \frac{1}{3}w_{12}^{+-} = -\frac{1}{3}w_{21}^{-+} = \frac{1}{3}w_{12}^{-+} = -\frac{\beta^3}{2}m_z(1 - m_z^2)w_0, \end{aligned} \quad (2.28)$$

w_0 — вероятность рассеяния электрона из состояния с импульсом $\mathbf{p}$ в состояние с импульсом $\mathbf{p}'$ в отсутствии магнитной структуры. Здесь приведены коэффициенты $w_{jk}^{\pm\pm}$ вплоть до кубических по β . Отметим, что рассеяние электронов на немагнитной примеси асимметрично. Асимметрия рассеяния заключается в том, что вероятности рассеяния электрона на примеси в прямом и обратном направлении различны: $W(\mathbf{p}, \mathbf{p}') \neq W(-\mathbf{p}, -\mathbf{p}')$. Асимметрия рассеяния возникает так же в третьем порядке по параметру адиабатичности, как и асимметрия спектра.

Из уравнения (2.25) найдём поправки к равновесным функциям распределения. Решение будем искать в виде

$$\delta f_{\pm} = \sum_{n=0}^{\infty} g_{n\pm}(\varepsilon_e) E p_z^n + \sum_{l=0}^{\infty} h_{l\pm}(\varepsilon_e) E p_z^l k_z. \quad (2.29)$$

Отметим, что задача обладает цилиндрической симметрией, поэтому функции распределения зависят только от энергии электрона ε_e и z-компоненты его импульса p_z . Воспользуемся разложением (2.29), а также всех членов уравнения (2.25) по β до третьего

порядка. Тогда уравнение (2.25) может быть представлено в виде бесконечной системы для коэффициентов $g_n(\varepsilon_e)$ и $h_l(\varepsilon_e)$

$$\begin{aligned} \frac{i\omega}{2\pi m_e} g_{n\pm} - \frac{v_{n\pm}}{2\pi m_e} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = \\ = \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} \left(g_{j\pm} w_{nk}^{\pm\pm} \frac{p_{z2\pm}^{k+j+1} - p_{z1\pm}^{k+j+1}}{k+j+1} + g_{j\mp} w_{nk}^{\pm\mp} \frac{p_{z2\mp}^{k+j+1} - p_{z1\mp}^{k+j+1}}{k+j+1} \right) - \\ - \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{j=0}^n \left(g_{j\pm} w_{n-j,k}^{\pm\pm} \frac{p_{z2\pm}^{k+1} - p_{z1\pm}^{k+1}}{k+1} + g_{j\pm} w_{n-j,k}^{\pm\mp} \frac{p_{z2\mp}^{k+1} - p_{z1\mp}^{k+1}}{k+1} \right), \end{aligned} \quad (2.30)$$

$$\begin{aligned} \frac{i\omega}{2\pi m_e} h_{l\pm} - i \sum_{j=0}^l \frac{v_{n-j\pm}}{2\pi m_e} g_{j\pm} = \\ = \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{h_{j\pm} w_{lk}^{\pm\pm} (p_{z2\pm}^{k+j+1} - p_{z1\pm}^{k+j+1}) + h_{j\mp} w_{lk}^{\pm\mp} (p_{z2\mp}^{k+j+1} - p_{z1\mp}^{k+j+1})}{k+j+1} - \\ - \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{j=0}^l \frac{h_{j\pm} w_{l-j,k}^{\pm\pm} (p_{z2\pm}^{k+1} - p_{z1\pm}^{k+1}) + h_{j\mp} w_{l-j,k}^{\pm\mp} (p_{z2\mp}^{k+1} - p_{z1\mp}^{k+1})}{k+1}, \end{aligned} \quad (2.31)$$

$v_{j\pm}$ — коэффициенты разложения групповой скорости электронов v_{grz} по p_z :

$$\begin{aligned} v_{grz} &= \frac{\partial \varepsilon_{\pm}}{\partial p_z} = \sum_{j=0}^{\infty} v_{j\pm} p_z^j; \\ v_{0\pm} &= \mp \frac{Jm\beta}{2}, v_{1\pm} = 1 \pm J \frac{1-m_z^2}{2} \beta^2, v_{2\pm} = \pm J \frac{3m_z}{4} (1-m_z^2) \beta^3. \end{aligned} \quad (2.32)$$

Отметим здесь, что коэффициенты $w_{jq}^{\pm\pm}$ не зависят от энергии электрона ε_e , импульсы $p_{z1,2\pm}$ определяются уравнениями $\varepsilon_f = \varepsilon_e^{\pm}(p_x = 0, p_y = 0, p_z)$.

Решая систему (2.30, 2.31), найдем коэффициенты $g_n(\varepsilon_e)$ и $h_l(\varepsilon_e)$ с точностью до слагаемых порядка β^3 . Используя свойства малости $v_j \sim \beta^{j+1}, j \neq 1; v_1 \sim \beta^0, w_{jq}^{\pm\pm} \sim \beta^{j+q}, (p_{z2\pm}^q - p_{z1\pm}^q) \sim \beta^1, q = 2j, (p_{z2\pm}^q - p_{z1\pm}^q) \sim \beta^0, q = 2j+1$, можно показать, что достаточно ограничиться в (2.30, 2.31) $n \leq 4$ и $l \leq 5$.

По известным функциям распределения нетрудно вычислить плотность тока:

$$\mathbf{j}_{\pm} = -e \frac{V}{(2\pi\hbar)^3} \int \mathbf{v}_{gr} \delta f_{\pm} d^3\mathbf{p}, \quad (2.33)$$

где V — объём системы. Полная поляризация даётся выражением $\mathbf{P} = \sum_{\pm} \frac{\mathbf{j}_{\pm}}{i\omega}$. Зная поляризацию, находим поправку к диэлектрической проницаемости, линейную по волновому вектору электромагнитной волны $\mathbf{k}$

$$\epsilon_{zz}^{OA} = -\epsilon_0^2 \left(\alpha_1 \left(\frac{J}{\varepsilon_f} \right)^2 + \alpha_2 \frac{1}{i(\omega - i/\tau)\tau} \right) \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i/\tau)^2} m_z (1 - m_z^2) \beta^3 v_f k_z, \quad (2.34)$$

здесь α_1, α_2 — коэффициенты порядка единицы, ϵ_0 — часть диэлектрической проницаемости, не зависящая от волнового вектора электромагнитной волны, $\frac{1}{\tau} = \int w_{00} \delta(\epsilon_e - \epsilon_f) d^3\mathbf{p}$ и имеет смысл эффективной частоты соударения электронов и примесей, $v_f = \sqrt{\frac{2\epsilon_f}{m_e}}$, $\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 N}{m_e}$, N — усреднённая по двум спиновым веткам концентрация электронов.

Выражение для ϵ_{zz}^{OA} содержит два слагаемых. Первое возникает из-за асимметрии спектра электронов и содержит малую величину $(J/\epsilon_f)^2$. Второе слагаемое возникает из-за асимметрии рассеяния электронов на примесях. Оно не содержит $(J/\epsilon_f)^2$, однако в действительную его часть входит множитель $1/\omega\tau$. Таким образом, существуют два механизма возникновения естественной оптической активности: асимметрия спектра электронов и асимметрия их рассеяния. Отметим, что в «полуклассической» модели (параграф 2.1) учитывался лишь первый механизм. Наличие магнитной структуры вносит также изменение в ту часть диэлектрической проницаемости, которая не зависит от волнового вектора $\mathbf{k}$. Этот вклад квадратичен по параметру адиабатичности.

Сделаем оценку величины поправки к тензору диэлектрической проницаемости ϵ_{zz}^{OA} . Возьмём следующие параметры среды: $J = 0.08$ эВ, $2\pi/q = 30$ нм, $1/\tau = 10^{14}$ Гц; концентрацию электронов $N = 5.3 \cdot 10^{21}$ см⁻³. Эти параметры по порядку величины соответствуют гольмию ниже температуры Кюри. Величину m_z также выберем соответствующей гольмию: $m_z = 0.17$ [8, 57]. Тогда $\beta \sim 1.149$, $\omega_p \sim 4.1 \cdot 10^{15}$ Гц. При $\omega \sim \omega_p$ для указанных выше параметров получаем $|\epsilon_{zz}^{OA}| = 3.8 \cdot 10^{-5}$. Отметим, что вклад первого слагаемого в (2.34) на два порядка меньше вклада второго. Это означает, что при данных параметрах среды асимметрия рассеяния электронов на примесях доминирует над асимметрией спектра электронов при возникновении оптической активности.

Проанализируем формулу (2.34) для приведенных параметров. На рис. 2.2, 2.3 показана зависимость модуля, действительной и мнимой частей ϵ_{zz}^{OA} от частоты волны ω . Из рис. 2.2 видно, что при $\omega \sim \omega_p$ вклад асимметрии рассеяния электронов на примесях значительно больше вклада асимметрии спектра электронов как в действительной, так и в мнимой части ϵ_{zz}^{OA} . Поэтому при таких параметрах последним можно пренебречь. Однако с увеличением частоты, как видно из рис. 2.3, вклад асимметрии спектра электронов начинает доминировать над вкладом асимметрии их рассеяния в действительной части ϵ_{zz}^{OA} . Это приводит к тому, что при $\omega\tau \sim \left(\frac{J}{\epsilon_f}\right)^2$ оба вклада в $|\epsilon_{zz}^{OA}|$ сравниваются, а при дальнейшем увеличении частоты вклад асимметрии спектра становится главным. При

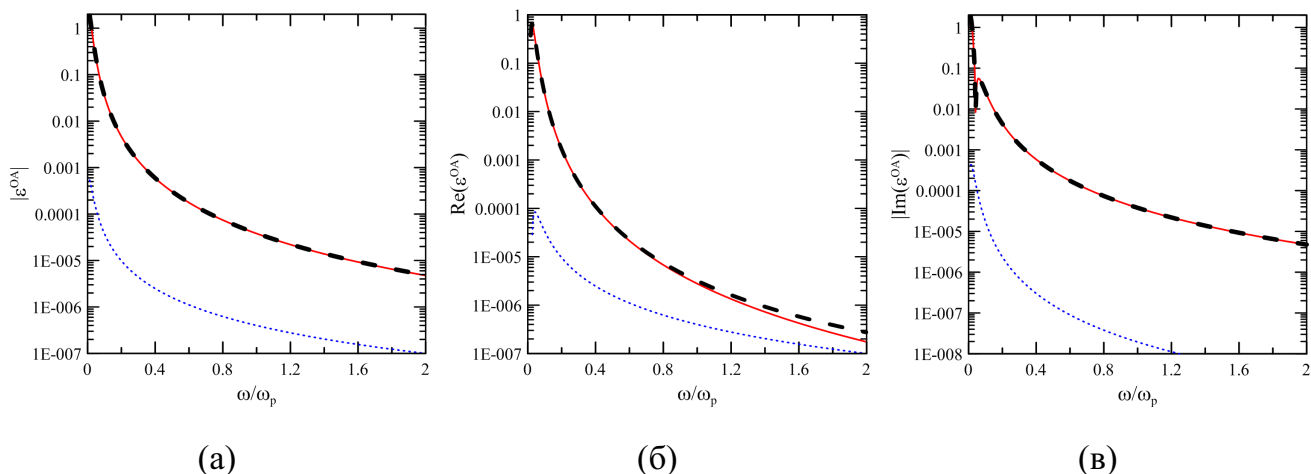


Рисунок 2.2. Зависимость (а) модуля, (б) действительной части и (в) модуля мнимой части линейной по волновому вектору волны поправки к диэлектрической проницаемости геликоидально намагниченной среды от частоты: частота порядка плазменной ($\omega \sim \omega_p$). Жирным пунктиром показана суммарная величина, тонкой сплошной линией — вклад асимметрии рассеяния электронов на примесях, тонкая пунктирная линия соответствует вкладу асимметрии спектра. Излом на (в) соответствует смене знака мнимой части.

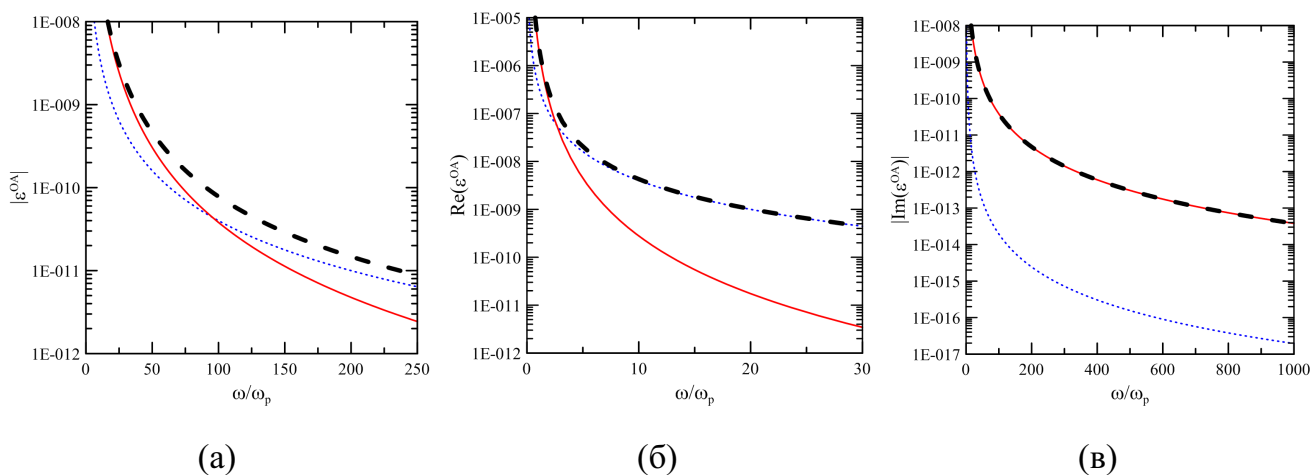


Рисунок 2.3. Зависимость (а) модуля, (б) действительной части и (в) модуля мнимой части линейной по волновому вектору волны поправки к диэлектрической проницаемости геликоидально намагниченной среды от частоты: частота много больше плазменной ($\omega \gg \omega_p$). Жирным пунктиром показана суммарная величина, тонкой сплошной линией — вклад асимметрии рассеяния электронов на примесях, тонкая пунктирная линия соответствует вкладу асимметрии спектра.

этом в мнимой части ε_{zz}^{OA} , как и следует ожидать, вклад асимметрии рассеяния остается значительно больше вклада асимметрии спектра.

На рис. 2.4, 2.5 представлена зависимость поправки ε_{zz}^{OA} от эффективной частоты соударений $1/\tau$ для $\omega = 4 \cdot 10^{15}$ Гц. Из рис. 2.4 видно, что при больших частотах соударений, соответствующих «грязному» материалу, асимметрия рассеяния электронов на примесях вносит, значительно больший вклад, чем асимметрия спектра электронов, что соответствует простым качественным соображениям. На рис. 2.4(б,в) видны особенности указанных двух вкладов в ε_{zz}^{OA} , проявляющиеся в обращении в ноль действительной или мнимой части соответствующей поправки к диэлектрической проницаемости. Анализируя формулу (2.34), нетрудно показать, что действительная часть вклада в диэлектрическую проницаемость, связанного с асимметрией спектра, обращается в ноль при $1/\tau = \omega$, действительная часть вклада, связанного с асимметрией рассеяния электронов на немагнитных примесях, обращается в ноль при $1/\tau = \omega/\sqrt{3}$, мнимая часть этого вклада обращается в ноль при $1/\tau = \sqrt{3}\omega$.

При уменьшении частоты соударений электронов и примесей (и устремлении ее к нулю) вклад, связанный с асимметрией спектра, стремится к константе, в то время, как вклад, связанный с асимметрией рассеяния, спадает до нуля. Поэтому в случае «чистого» материала ($\frac{1}{(\omega_0\tau)} \ll \left(\frac{J}{\varepsilon_f}\right)^2$) асимметрия спектра электронов доминирует как в действительной части ε_{zz}^{OA} , так и в $|\varepsilon_{zz}^{OA}|$ (рис. 2.5(а,б)). В мнимой же части ε_{zz}^{OA} асимметрия рассеяния по-прежнему дает главный вклад. Это связано с тем, что мнимая часть диэлектрической проницаемости соответствует действительной части проводимости и здесь, вообще говоря, связана с соударением электронов и примесей. Из рис. 2.5(в) видно, что она стремится к нулю в «чистом» пределе.

Одним из проявлений наличия линейного по волновому вектору электромагнитной волны слагаемого в диагональной компоненте тензора диэлектрической проницаемости является различие в коэффициентах отражения волны от плоской границы при ее падении слева и справа (под одинаковым углом к поверхности). При этом необходимо, чтобы ось геликоида была расположена параллельно границе раздела и в плоскости падения электромагнитной волны. Кроме того, электромагнитная волна должна быть ТМ-типа, т.к. только в этом случае в среде возникает электрическое поле, направленное вдоль оси геликоида. Поскольку отличие диэлектрической проницаемости в среде для волн,

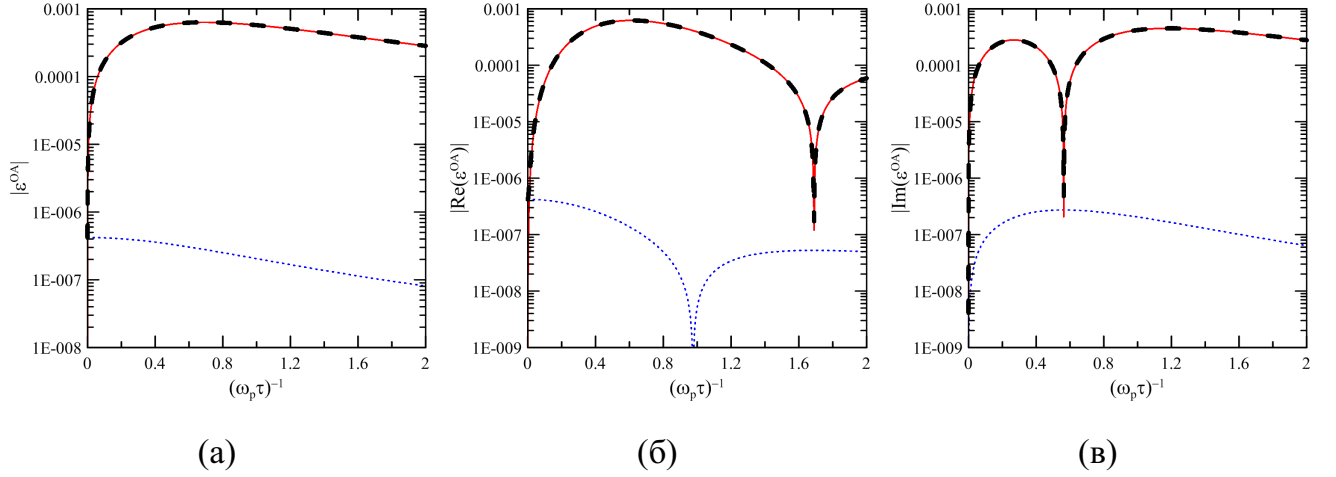


Рисунок 2.4. Зависимость (а) модуля, (б) модуля действительной части и (в) модуля мнимой части линейной по волновому вектору волны поправки к диэлектрической проницаемости геликоидально намагниченной среды от эффективной частоты соударений: частота порядка плазменной ($1/\tau \sim \omega_p$). Жирным пунктиром показана суммарная величина, тонкой сплошной линией — вклад асимметрии рассеяния электронов на примесях, тонкая пунктирная линия соответствует вкладу асимметрии спектра. Изломы на (б), (в) соответствует сменам знака.

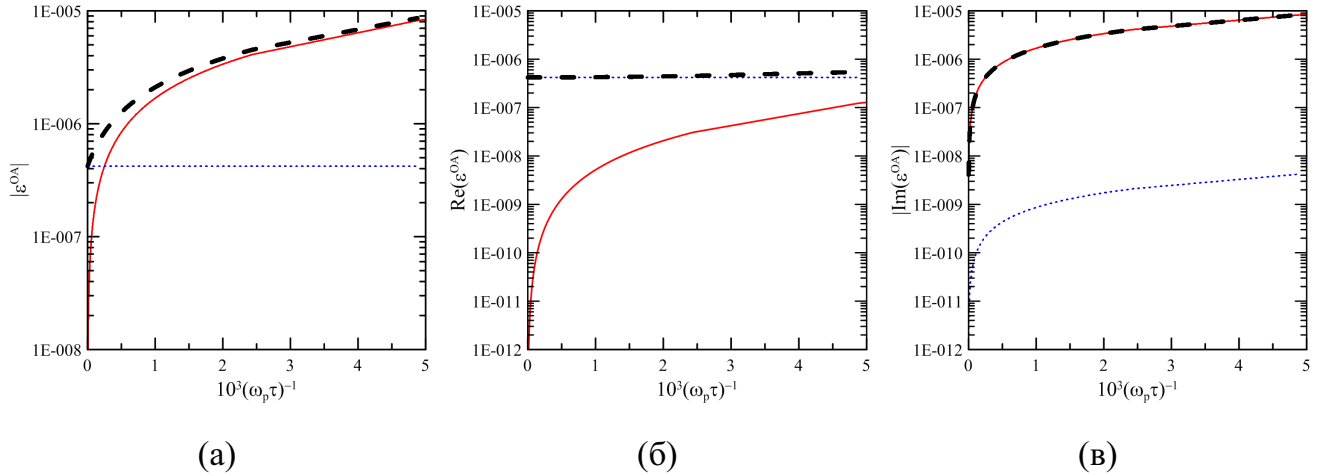


Рисунок 2.5. Зависимость (а) модуля, (б) действительной части и (в) модуля мнимой части линейной по волновому вектору волны поправки к диэлектрической проницаемости геликоидально намагниченной среды от эффективной частоты соударений: частота много меньше плазменной ($1/\tau \ll \omega_p$). Жирным пунктиром показана суммарная величина, тонкой сплошной линией — вклад асимметрии рассеяния электронов на примесях, тонкая пунктирная линия соответствует вкладу асимметрии спектра.

движущихся в противоположных направлениях вдоль оси спирали, составляет величину порядка 10^{-5} , то следует ожидать, что относительная разница коэффициентов отражения может достигать такого же значения (для того, чтобы выполнить такую оценку, можно, например, воспользоваться формулами Френеля).

Отметим здесь, что эффект, рассмотренный в работе [103], также будет отличен от нуля для среды с геликоидальной магнитной структурой (см. формулу (2.2)). При этом он будет давать вклад в ту же самую компоненту тензора диэлектрической проницаемости. Однако, как нетрудно понять, эффект, описываемый формулой (2.2), будет иметь другую зависимость от внешнего магнитного поля. С увеличением последнего намагниченность в среде также будет увеличиваться, пока не достигнет насыщения. Поэтому, в соответствии с формулой (2.2), величина эффекта будет расти до некоторого насыщения при росте магнитного поля. В то же время, явление, описанное в данной главе, исчезнет, когда намагниченность станет однородной, а значит, компланарной.

2.3. Выводы

В данной главе проведено теоретическое исследование явления оптической активности в средах с неоднородным распределением намагниченности. Для сред, в которых обменное взаимодействие является доминирующим, построена феноменологическая теория явления оптической активности, обусловленного наличием магнитной структуры, не обладающей центром инверсии. Получен тензор оптической активности и показано, что он отличен от нуля только в случае некомпланарной магнитной структуры. Построена микроскопическая модель явления оптической активности в среде с геликоидальным распределением намагниченности, в основе которой лежит классическое описание поведения электронов проводимости в магнитной среде. В рамках этой модели продемонстрировано, что в случае, когда распределение намагниченности некомпланарно, обменное взаимодействие магнитного момента электрона проводимости с магнитным окружением (локализованными электронами) приводит к возникновению поправки к массе электрона, которая зависит от знака скорости электрона и ее величины. В совокупности с изменением частоты внешней электромагнитной волны в системе координат, связанной с движущимся электроном, это является причиной возникновения оптической активности. Малая скорость электронов проводимости по сравнению со скоростью распространения электромагнитной волны обуславливает малость эффекта оптической активности.

Предложена теория явления оптической активности в среде с геликоидальной магнитной структурой, основанная на квантово-механическом описании электронов проводимости. В рамках этого подхода учтен еще один механизм возникновения оптической активности — асимметричное рассеяние электронов проводимости на примесях в среде с некомпланарной геликоидальной магнитной структурой. Особенностью тензора оптической активности в среде с некомпланарным распределением намагниченности является то, что он имеет отличные от нуля диагональные элементы. Таким образом, данный эффект заключается в изменении показателя преломления среды при обращении волнового вектора электромагнитной волны.

3. Невзаимное рассеяние света ферромагнитными частицами с вихревым распределением намагниченности

В настоящей главе рассматриваются невзаимные магнитооптические эффекты, которые возникают в магнитных системах, среднее по объему значение намагниченности в которых обращается в ноль. Построена простая феноменологическая теория, позволяющая из симметричных соображений предсказать наличие таких эффектов в системе. Экспериментально и теоретически рассмотрен частный случай распределения намагниченности в системе — вихревая магнитная частица — и показано наличие невзаимности в рассеянии света на ней.

Вопрос рассеяния электромагнитной волны частицей произвольного размера с гиротропным видом тензора диэлектрической проницаемости изучался в общей форме [107], а также для магнитных частиц [108, 109]. Однако гиротропный вклад в диэлектрическую проницаемость всегда предполагается постоянным внутри частицы, что соответствует однородному распределению намагниченности. В данной главе мы рассматриваем неоднородное распределение намагниченности и связанные с ним эффекты.

3.1. Феноменологическая теория для рассеяния неполяризованного излучения системой, обладающей магнитным тороидным моментом

Приведем вначале простые симметричные соображения, позволяющие сформулировать требования к магнитной системе, необходимые для возникновения в ней невязимного эффекта. Под этим термином понимается следующее. Из теоремы взаимности [47, 87, 110] нетрудно получить выражение

$$\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{M}(\mathbf{r})) = \sigma(-\mathbf{k}', -\mathbf{k}, -\mathbf{M}(\mathbf{r})), \quad (3.1)$$

здесь σ — усредненное по поляризациям дифференциальное сечение рассеяния света, $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$ — волновые векторы падающей и рассеянной волны, $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ — единичный вектор, который направлен вдоль вектора намагниченности среды и меняет в зависимости от координат $\mathbf{r}$ только направление. Отметим, что в правой части равенства (3.1), кроме обращения направления распространения волны вдоль траектории, знак намагниченности в системе изменен на противоположный. Иными словами, рассеивающая система заменяется обращенной во времени. Говоря о невязимном эффекте, мы подразумеваем, что

$$\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{M}(\mathbf{r})) \neq \sigma(-\mathbf{k}', -\mathbf{k}, \mathbf{M}(\mathbf{r})), \quad (3.2)$$

Здесь также произведено обращение направления распространения волны вдоль траектории, однако намагниченность системы при этом не изменена. Ясно, что неравенство (3.2) может выполняться только в системах, характеризующихся отсутствием симметрии по отношению к обращению времени, таких, как среды с намагниченностью или помещенные во внешнее магнитное поле.

Используя равенство (3.1), выражение (3.2) можно записать в виде

$$\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{M}(\mathbf{r})) \neq \sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k}', -\mathbf{M}(\mathbf{r})). \quad (3.3)$$

Именно в такой форме определение невязимной системы обычно используется при проведении экспериментов [A3]. Это связано с относительной простотой реализации изменения $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ в среде на $-\mathbf{M}(\mathbf{r})$ (с помощью, например, внешнего магнитного поля) по сравнению с точной перестановкой источника и детектора местами.

Запишем теперь из симметричных соображений возможные невзаимные слагаемые в дифференциальном сечении рассеяния. Поскольку в существующих магнитных материалах вклад магнитного момента в рассеяние мал, можно в рамках рассматриваемого подхода ограничиться линейными по намагниченности слагаемыми; также, поскольку намагниченность в типичных системах меняется быстро по сравнению с длиной волны излучения, ограничимся низшими моментами, характеризующими ее распределение.

В средах, симметричных относительно операции инверсии, возможен лишь невзаимный эффект, описываемый формулой

$$a \left([\mathbf{k} \times \mathbf{k}'] \cdot \langle \mathbf{M} \rangle \right), \quad (3.4)$$

под $\langle \mathbf{M} \rangle$ здесь понимается усреднение намагниченности по объему системы. Эффект, описываемый приведенной формулой, обычно называют экваториальным эффектом Керра или оптическим эффектом Холла [111–114]. В случае, когда центр инверсии в системе отсутствует, возможен также невзаимный вклад в дифференциальное сечение рассеяния вида

$$b \left((\mathbf{k} + \mathbf{k}') \cdot \hat{B} \langle \mathbf{M} \rangle \right), \quad (3.5)$$

$$c \left((\mathbf{k} + \mathbf{k}') \cdot \langle [\mathbf{r} \times (\mathbf{M} - \langle \mathbf{M} \rangle)] \rangle \right). \quad (3.6)$$

В (3.5) $\hat{B}$ — тензор второго ранга, который, кроме $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$, содержит величину, характеризующую асимметрию среды относительно операции инверсии. Заметим, что константы a , b , c в выражениях (3.4, 3.5, 3.6) зависят от $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}')$. Выражение $\mathbf{T} = \langle [\mathbf{r} \times (\mathbf{M} - \langle \mathbf{M} \rangle)] \rangle$ называют тороидным моментом [115–118]. Эффекты, описываемые формулами (3.5, 3.6), могут возникать, в частности, в том случае, когда среда, за исключением распределения магнитного момента, обладает симметрией по отношению к операции инверсии, нарушается же она лишь за счет наличия пространственно неоднородной намагниченности. Первая из этих формул описывает магнитокиральный эффект [103, 113], вторая может описывать гиротропное двулучепреломление [91, 94, 119–121].

В данной главе нас интересует эффект, описываемый формулой (3.6). Такой эффект, в частности, может возникать при рассеянии света на ферромагнитных частицах с вихревым распределением намагниченности:

$$\mathbf{M} = \mathbf{e}_\phi = \mathbf{e}_y \cos \phi - \mathbf{e}_x \sin \phi, \quad (3.7)$$

где $\mathbf{e}_\phi$ — единичный вектор в сферической системе координат, $\mathbf{e}_x$ и $\mathbf{e}_y$ — единичные векторы в декартовой системе координат, ϕ — соответственно, азимутальный угол сферической системы координат, магнитный момент, как и раньше, нормирован на единицу. В отличие от формулы (0.8), мы пренебрегли здесь наличием вихря. Действительно, эффекты, описываемые формулами (3.4, 3.5), в частице, обладающей таким распределением магнитного момента, равны нулю из-за равенства нулю средней намагниченности. Однако торoidalный момент для (3.7) отличен от нуля, что может приводить к появлению невязимности при рассеянии света вихревой магнитной частицей. При этом нет необходимости учитывать кор, который дает малый вклад, если размеры частицы велики по сравнению с обменной длиной.

Существенным недостатком описанных здесь феноменологических соображений является то, что они не позволяют определить поляризационные свойства невязимных эффектов. Действительно, в эксперименте магнитооптические эффекты измеряются для поляризованного света [2, 122, 123, A3]. Затем нетрудно провести усреднение по поляризациям, что позволяет сравнить полученные результаты с феноменологическими формулами (3.4, 3.5, 3.6) (см. приложение А). Верно также и утверждение, что, если для неполяризованного излучения присутствует невязимный эффект, то хотя бы для одной из двух взаимно ортогональных поляризаций такой эффект будет присутствовать (приложение А). Однако его свойства для каждой из поляризаций здесь не установлены.

3.2. Наблюдение невзаимного рассеяния света двумерной решеткой магнитных вихрей

Для получения магнитной частицы с вихревым распределением намагниченности ее размер должен существенно превышать обменную длину $L_{ex} = \sqrt{A/M_s^2}$, где A — обменная константа, M_s — магнитный момент насыщения [124, 125], и в то же время не должен быть слишком большим, чтобы частица не разбивалась на однородно намагниченные домены. Кроме того, частица не должна быть слишком «вытянутой», чтобы наличию такого стабильного или метастабильного состояния не препятствовала анизотропия формы, приводящая к однородному намагничиванию частицы (соотношение большой и малой полуосей для частицы эллиптической формы не более 2) [62, 126]. Интенсивность волны оптического диапазона, рассеянной на такой частице, мала в силу малости ее объема по сравнению с кубом длины волны. Наблюдать ее экспериментально практически невозможно. Поэтому для проведения эксперимента по наблюдению невзаимного рассеяния света на магнитных вихрях необходимо использовать дифракционную решетку, состоящую из частиц, которые в отсутствие магнитного поля обладают вихревой намагниченностью (рис. 3.1), и измерять интенсивность дифрагированного ей света в дифракционном максимуме (схема эксперимента приведена на рис. 3.2). Треугольная форма частиц позволяет контролировать их завихренность посредством приложения внешнего магнитного поля вдоль стороны (при необходимости получить завихренные в одну сторону частицы) или высоты (при необходимости получить равное число завихренных в обе стороны частиц) треугольника и последующего его отключения [15].

Двумерные массивы треугольных частиц из Co и CoFe, имеющих толщину 30 нм, были получены из поликристаллических пленок методом электронно-лучевой литографии на поверхности аморфной SiO₂ подложки. Детали технологии изготовления не являются предметом данного исследования и могут быть найдены в работе [127]. Частицы упорядочены в квадратную решетку с периодом 1.4 мкм, общая площадь которой составила 400×400 мкм². При выбранном периоде и длине волны 632 нм (HeNe лазер) наблюдается дифракционный максимум при угле около 30°. Длина стороны треугольной частицы составляет 700 нм, что обусловлено, с одной стороны, необходимостью избежать существенного магнитостатического взаимодействия между частицами [127] и, с

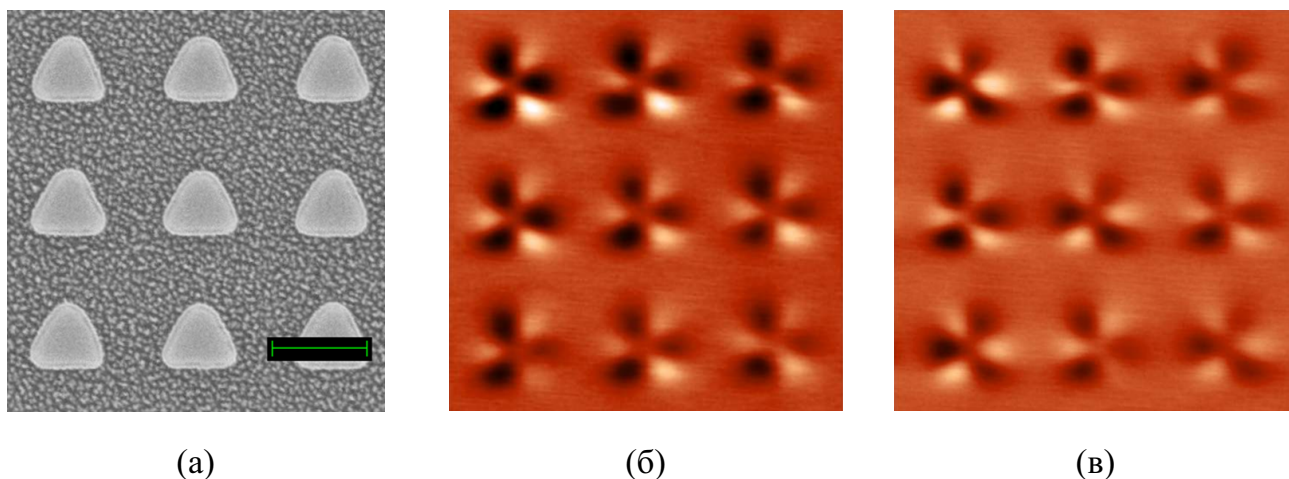


Рисунок 3.1. (а) Изображение решетки кобальтовых треугольных частиц, полученное сканирующим электронным микроскопом. Масштабная метка соответствует 1мкм.

(б) МСМ изображение вихревого состояния частиц после намагничивания вдоль стороны треугольников. Все вихри имеют одинаковую завихренность. (в) МСМ изображение состояния частиц после намагничивания вдоль высоты треугольника.

Наблюдается одинаковое количество вихрей, имеющих противоположные завихренности.

другой стороны, требованием увеличения объема магнитного материала для повышения интенсивности рассеянного излучения.

Петля гистерезиса структуры, определяемая по углу поворота плоскости поляризации отраженной ей линейно поляризованной волны в геометрии меридионального эффекта Керра, приведена на рис.3.3(а) [105]. На рис. 3.3(а) также схематично приведено магнитное состояние частиц для разных величин внешнего поля, которое определялось с помощью измерений на магнитно-силовом микроскопе (см. рис. 3.1(б,в)). Видно, что в сильном внешнем магнитном поле все частицы намагничены однородно, а в отсутствии поля имеют вихревое распределение намагниченности с близким к нулю средним значением. В случае, когда внешнее магнитное поле прикладывается вдоль стороны треугольника, направление завихренности зависит от направления приложенного до этого поля, как показано на схемах. Это является следствием нецентросимметричной треугольной формы частиц [15]. В зависимости от материала и типа образцов, 90 ÷ 100% частиц имеют одинаковую завихренность. В случае же, когда магнитное поле прикладывается вдоль высоты треугольников, петля гистерезиса хорошо совпадает с показанной на рис. 3.3(а),

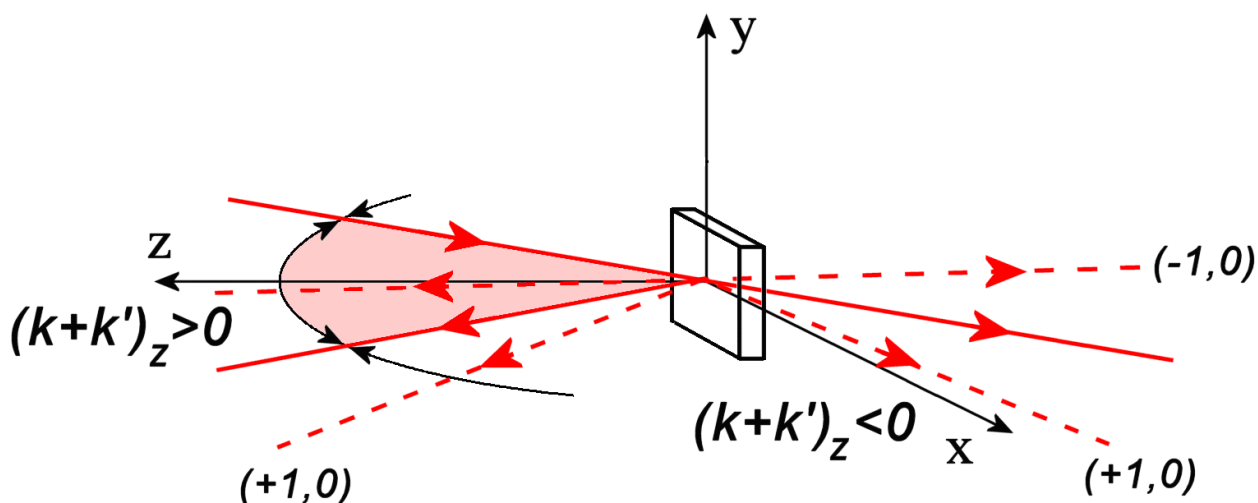
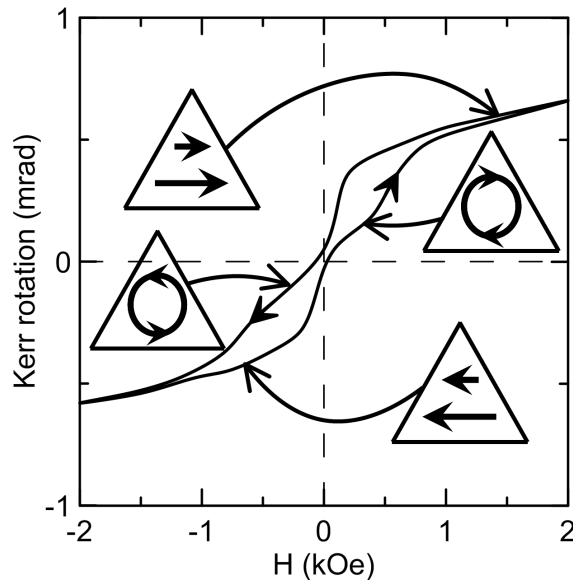


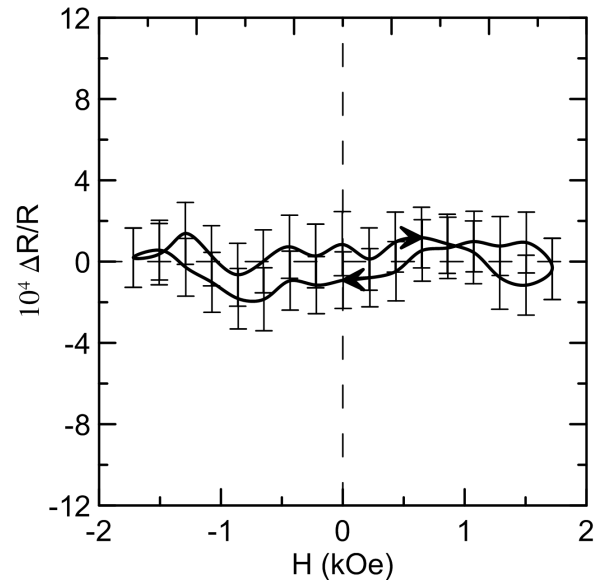
Рисунок 3.2. Геометрия эксперимента. Сплошными линиями показаны траектории падающей, прошедшей и зеркально отраженной волн; пунктирными линиями — дифрагированные волны. Закрашенный сегмент плоскости xz соответствует направлениям, для которых $(\mathbf{k} + \mathbf{k}')_z > 0$.

но в нулевом внешнем поле наблюдается одинаковое число вихрей, закрученных влево и вправо (рис. 3.1(в)).

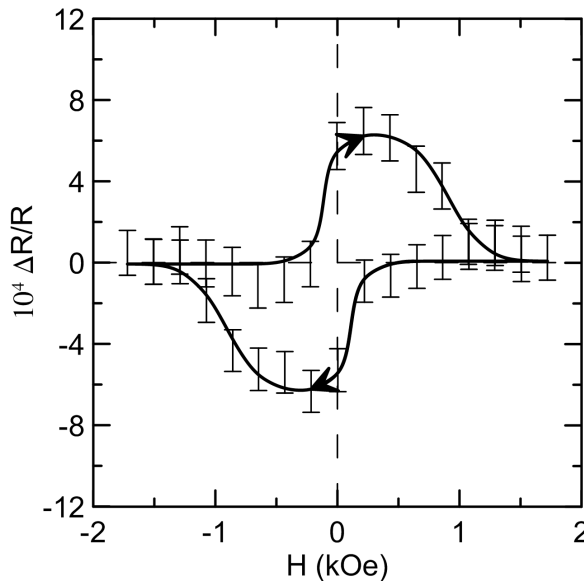
Геометрия эксперимента приведена на рис.3.2. Плоскость, в которой лежит образец, обозначена xu , причем оси x и u направлены вдоль векторов его решетки. Средний торoidalный момент $\langle [\mathbf{r} \times \mathbf{M}(\mathbf{r})] \rangle$ при таком выборе системы координат направлен по или против оси z , в зависимости от завихренности частиц. На образец падает волна, распространяющаяся в плоскости xz . Угол отклонения волнового вектора волны $\mathbf{k}$ от оси z составляет $5 \div 40^\circ$. Интенсивность рассеянного излучения измерялась в четырех дифракционных максимумах, лежащих в той же плоскости xz , которые показаны пунктирными линиями на рис.3.2. Это максимумы $(\pm 1, 0)$ на прохождение и отражение. Внешнее магнитное поле лежит в плоскости образца и считается направленным вдоль оси x . В такой геометрии проведены измерения зависимости интенсивности от магнитного поля, что позволило получить петли гистерезиса. Измерения проводились для линейной s - и p - поляризации падающего света. Как уже отмечалось выше, для сравнения с феноменологической формулой (3.6) нужно провести усреднение по поляризациям падающего излучения, которое формально сводится к вычислению среднего значения $I_{np} = (I_s + I_p) / 2$, где I_{np} — интенсивность рассеяния неполяризованного излучения, I_s и I_p — интенсивности рассеянных волн при s - и p -поляризованной падающей волне, соответственно (см. приложение А).



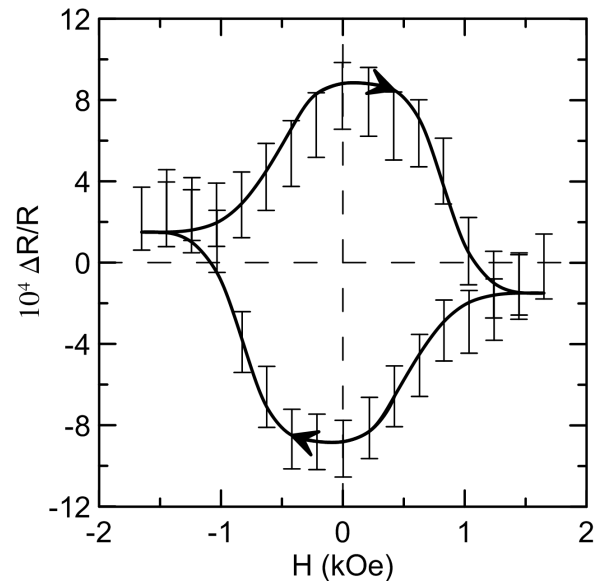
(а)



(б)



(в)



(г)

Рисунок 3.3. (а) Петля гистерезиса решетки ферромагнитных треугольных частиц, полученная измерением меридионального эффекта Керра. Магнитное поле прикладывается вдоль стороны треугольников. (б-г) Относительное изменение интенсивности света ($\Delta R = R(H) - \langle R(H) \rangle_H$, $R(H)$ — интенсивность рассеянного света, H — амплитуда внешнего магнитного поля), дифрагированного в $(-1,0)_T$ максимум, в зависимости от приложенного магнитного поля. Угол падения равен 5° . (б) Поле направлено вдоль высоты треугольников. (в) Поле направлено вдоль стороны треугольников, падающая волна имеет s поляризацию. (г) Поле направлено вдоль стороны треугольников, падающая волна имеет p поляризацию. Экспериментальные данные представлены в виде отрезков, отражающих погрешность измерений. Стрелки на линиях указывают направление обхода петель гистерезиса.

Для демонстрации зависимости интенсивности дифрагированной на структуре волны от направления завихренности намагниченности частиц были получены петли гистерезиса для угла падения волны, равного 5° . Такие петли гистерезиса имеют схожий вид во всех перечисленных дифракционных максимумах; петли в одном из дифракционных максимумов, измеренные для двух линейных поляризаций, приведены на рис. 3.3(в,г). Из этих графиков видно, что в нулевом поле, в котором магнитные частицы имеют вихревую структуру, интенсивность зависит от направления завихренности частиц. Форма петель гистерезиса различна для s- и p-поляризованного падающего излучения, однако заметим, что направление обхода, а, следовательно, и знак эффекта, совпадает для этих двух поляризаций. Это означает, что при усреднении по поляризациям эффект, описываемый формулой (3.6), не исчезает.

В случае, когда частицы намагничивались вдоль высоты треугольника, зависимости интенсивности в дифракционных пиках от внешнего магнитного поля не наблюдается (рис.3.3(б)). Это соответствует феноменологическим представлениям, поскольку в этом случае в отсутствии внешнего поля число вихрей, закрученных вправо, совпадает с количеством закрученных влево вихрей.

Для того, чтобы проверить зависимость обнаруженного эффекта от $(\mathbf{k} + \mathbf{k}', \langle [\mathbf{r} \times (\mathbf{M} - \langle \mathbf{M} \rangle)] \rangle)$ (что в выбранной геометрии эквивалентно зависимости от $(\mathbf{k} + \mathbf{k}')_z$), нужно сравнить знаки эффекта в двух дифракционных максимумах, находящихся внутри и вне конуса, образованного вращением волнового вектора падающей волны $\mathbf{k}$ вокруг вектора нормали к плоскости образца $\mathbf{n} = \mathbf{e}_z$. Для максимумов, лежащих в плоскости xz , это соответствует максимумам, лежащим внутри и вне закрашенной области на рис. 3.2.

В описанных выше экспериментах волна падала на образец почти по нормали и все дифракционные максимумы оказывались вне конуса. Поэтому с целью проверки данной зависимости были проведены одновременные измерения интенсивности рассеянного света в двух дифракционных максимумах $(-1,0)$ и $(+1,0)$ в отражении при угле падения падающего излучения, равном 30° . В этом случае максимум $(-1,0)$ оказывается внутри указанного конуса, в то время, как максимум $(+1,0)$ остается, как и раньше, вне его. Петли гистерезиса для этих двух максимумов при s-поляризованном падающем излучении приведены на рис. 3.4. Видно, что изменение интенсивности между вихрями, закручен-

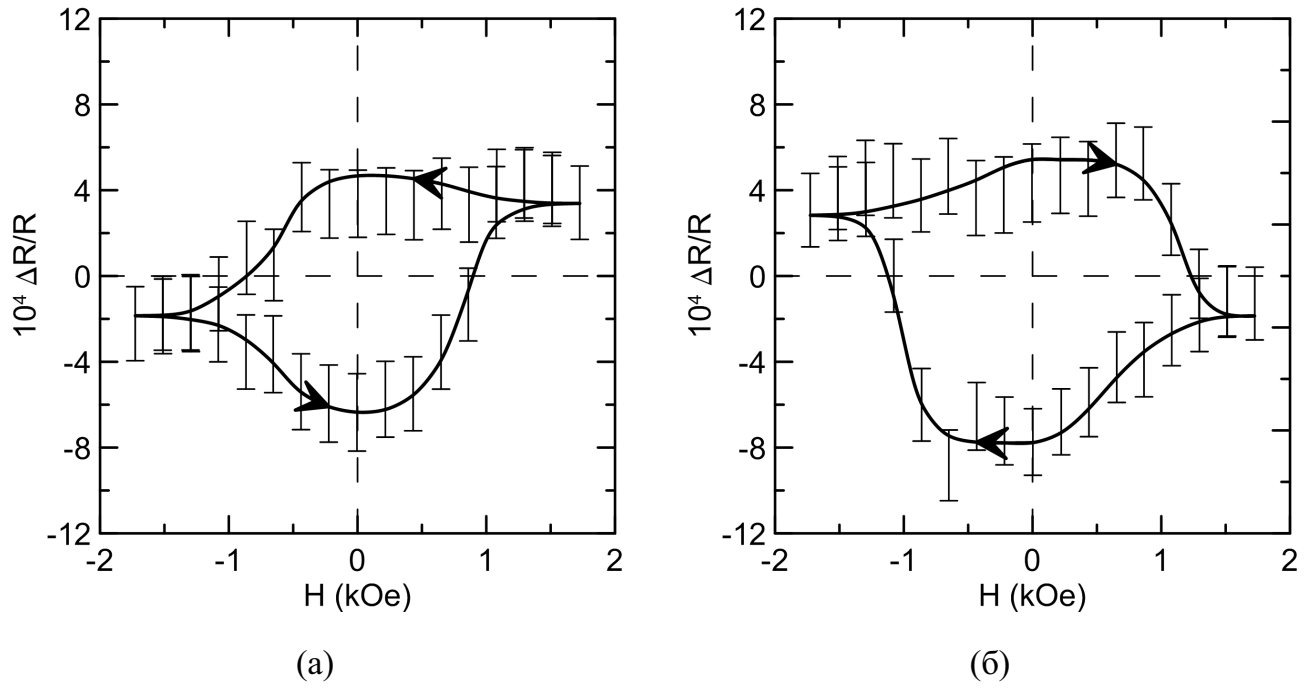


Рисунок 3.4. Зависимость относительной интенсивности света, дифрагированного (а) в $(-1,0)$ ($((\mathbf{k} + \mathbf{k}')_z > 0)$) и (б) в $(+1,0)$ ($((\mathbf{k} + \mathbf{k}')_z < 0)$) максимум на отражение, от приложенного магнитного поля. Падающая волна имеет s-поляризацию, угол падения равен 30° . Направление обхода петли гистерезиса показано стрелками. Видно, что смена знака $(\mathbf{k} + \mathbf{k}')_z$ приводит к смене направления обхода петли.

ными влево и вправо, имеет в этих двух максимумах разный знак, что подтверждает феноменологическую формулу (3.6).

Таким образом, экспериментальные исследования дифракции света на двумерных квадратных решетках треугольных магнитных наночастиц, изготовленных из Co и CoFe и имеющих в отсутствии внешнего магнитного поля вихревое распределение намагниченности, подтверждают наличие невязимного интенсивностного эффекта, описываемого феноменологически формулой (3.6). Далее приводится микроскопическая теория такого рассеяния, показывающая механизмы возникновения описанного эффекта.

3.3. Рассеяние света сферической частицей, обладающей вихревым магнитным моментом

3.3.1. Постановка задачи и основные приближения

Вначале изложим основные приближения, использованные в теоретическом подходе, в рамках которого выявлены механизмы возникновения невзаимного эффекта в рассеянии света магнитными частицами с вихревым распределением намагниченности.

Первым важным приближением является предположение, что рассеяние на дифракционной решетке получается просто суммированием амплитуд поля по всем частицам решетки (для дифракционного максимума все амплитуды оказываются в фазе), поэтому интенсивность света, дифрагированного на решетке, пропорциональна интенсивности излучения, рассеянного на одной частице. Это означает, что в разработанной теории мы пренебрегаем коллективными эффектами, обусловленными многократным рассеянием света на системе частиц. Далее, будем для простоты полагать, что рассеивающая частица имеет сферическую форму и радиус a . Для понимания механизмов возникновения эффекта это предположение несущественно, однако оно приводит к невозможности количественных сравнений с экспериментом.

На частицу падает плоская монохроматическая волна, все поля которой меняются во времени как $e^{i\omega t}$, ω — циклическая частота волны. Предполагается, что длина волны λ велика по сравнению с a :

$$\lambda \gg a. \quad (3.8)$$

Частица имеет вихревое распределение магнитного момента (см. (3.7), рис. 3.5).

Тензор магнитной проницаемости считается единичным, а тензор диэлектрической проницаемости предполагается гиротропным и локальным:

$$(\hat{\epsilon})_{jl} = \epsilon \delta_{jl} + i\gamma e_{jlm} M_m, \quad (3.9)$$

δ_{jl} — символ Кронекера, e_{jlm} — абсолютно антисимметричный тензор Леви-Чивита. Поскольку M нормирован на единицу, коэффициент γ включает амплитуду намагниченности. Выражение (3.9) заведомо справедливо в случае, когда амплитуда квазиклассических осцилляций электронов проводимости мала по сравнению с масштабом изменения маг-

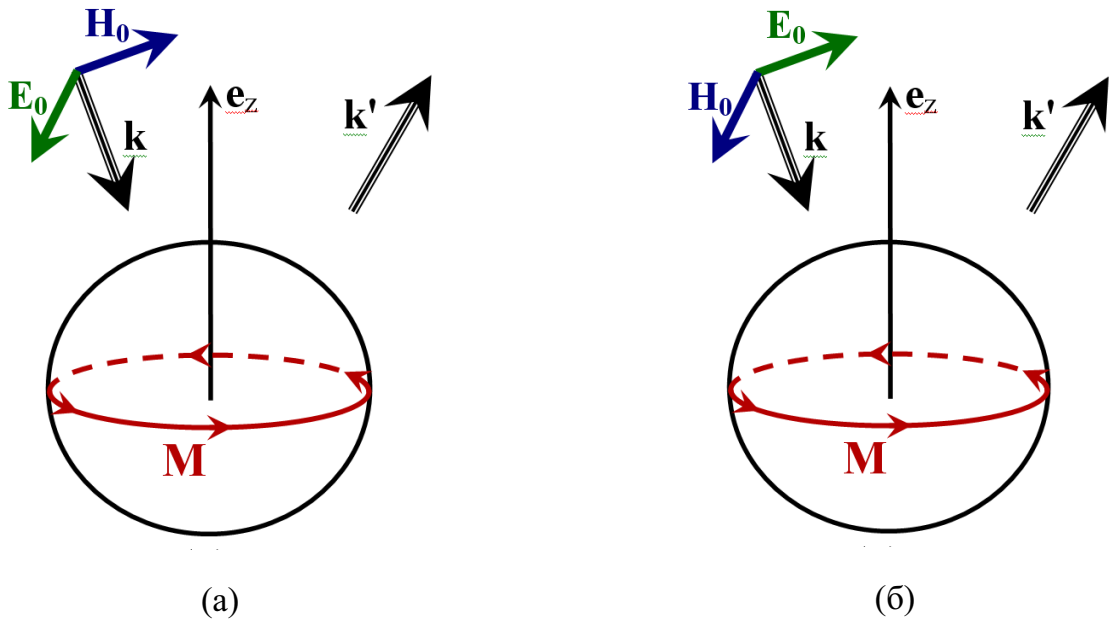


Рисунок 3.5. Геометрия дифракции света сферической вихревой магнитной частицей (к теоретическому расчету). Падающее излучение имеет (а) s-поляризацию, (б) р-поляризацию.

нитного момента. В случае сферической вихревой магнитной частицы последний равен a и мы получаем условие применимости

$$\frac{e |E_0| \lambda}{mc^2} \ll 1, \quad (3.10)$$

где e — модуль заряда электрона, m — его масса, E_0 — амплитуда электрического поля падающей волны, c — скорость света. Первый член в левой части выражения имеет смысл отношения энергии осцилляций электрона в электрическом поле волны к его энергии покоя. Для используемых лазерных источников оптического диапазона частот это отношение очень мало, что дает возможность одновременного выполнения условий (3.8) и (3.10).

Еще одно важное допущение заключается в том, что рассеянная волна — плоская. На самом деле, волна, рассеянная маленькой частицей, является сферической на расстояниях, много больших размеров частицы и длины волны. Но если ее рассматривать на масштабах, которые малы по сравнению с расстоянием от частицы до точки измерения, то она может считаться плоской [128]. Однако интенсивность такой волны будет уменьшаться с удалением от рассеивающего центра.

Поскольку в экспериментальных исследованиях невязимного рассеяния света вихревыми магнитными частицами, описанных в разделе 3.2, падающее излучение было поляризовано линейно, в теоретических расчетах мы также используем базис линейных поляризаций. Несмотря на то, что частица имеет сферическую форму, будем обозначать их, как и в эксперименте, символами s и p . При этом s поляризацией считается та, вектор электрического поля в которой перпендикулярен плоскости, образованной волновым вектором падающей волны $\mathbf{k}$ и осью магнитного вихря $\mathbf{e}_z$ (если эти два вектора коллинеарны — плоскости, образованной осью магнитного вихря $\mathbf{e}_z$ и волновым вектором рассеянной волны $\mathbf{k}'$). В случае, когда вектор электрического поля лежит в этой плоскости, волна считается p -поляризованной. Ясно, что такие две поляризации ортогональны.

Кроме использования условия (3.8) для получения приближенного решения, будем также ограничиваться первым порядком по намагниченности среды, т.е. по малому параметру γ/ϵ (см. (3.9)). Такое приближение объясняется совокупностью двух факторов: с одной стороны, явление, описываемое феноменологической формулой (3.6), имеет нечетный порядок по намагниченности, и с другой стороны, для существующих ферромагнетиков γ/ϵ очень мало в интересующем нас оптическом диапазоне частот [123, 129].

3.3.2. Борновское приближение

Наиболее простой способ вычисления амплитуды рассеянной волны основан на предположении, что тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$ близок к единичному тензору $\hat{1}$:

$$\hat{\epsilon} = \hat{1} + \delta\epsilon. \quad (3.11)$$

Такое предположение мы называем борновским приближением по аналогии с соответствующей аппроксимацией из теории рассеяния частиц. Уравнения Максвелла в этом случае можно решить для рассеивающего центра произвольной формы [47]. Электрическое поле рассеянной волны $\mathbf{E}_{scat}$ имеет вид [47]:

$$\mathbf{E}_{scat} = -\frac{e^{ik'R_0}}{4\pi R_0} \left[\mathbf{k}' \times \left[\mathbf{k}' \times \int_V \delta\epsilon \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} dV \right] \right], \quad (3.12)$$

где $\mathbf{E}_0$ — вектор комплексной амплитуды электрического поля падающей волны, $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$, V — объем рассеивающего центра, R_0 — расстояние между рассеивающим центром и

точкой, в которой измеряется поле E_{scat} . В соответствии с приближениями, изложенными выше, $R_0 \gg V^{1/3}$. В формуле (3.12) опущена экспоненциальная зависимость от времени.

Используя выражения (3.9) и (3.12), нетрудно найти $\delta\epsilon$ и вычислить электрическое поле дифрагированной волны. В дальнейших рассуждениях удобно использовать запись амплитуд рассеяния в матричной форме (см. приложение А), определяя коэффициенты матрицы следующим образом:

$$\hat{S} = \frac{k_0^2}{4\pi R_0} \begin{pmatrix} S_{ss} & S_{sp} \\ S_{ps} & S_{pp} \end{pmatrix}, \quad (3.13)$$

где $k_0 = \omega/c$. Коэффициенты матрицы в рассматриваемой задаче имеют вид

$$S_{ss} = \int_V (\epsilon - 1) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} dV, \quad (3.14)$$

$$S_{sp} = i\gamma \left(\mathbf{k} \cdot \int_V \mathbf{M}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} dV \right), \quad (3.15)$$

$$S_{ps} = -i\gamma \left(\mathbf{k}' \cdot \int_V \mathbf{M}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} dV \right), \quad (3.16)$$

$$S_{pp} = (\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}') \int_V (\epsilon - 1) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} dV - i\gamma \left([\mathbf{k} \times \mathbf{k}'] \cdot \int_V \mathbf{M}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} dV \right). \quad (3.17)$$

Из выражений (3.14)-(3.17) видно, что в отсутствии магнитного момента линейные поляризации при рассеянии не смешиваются. Это означает, что, поскольку недиагональные элементы матрицы рассеяния не содержат величины нулевого порядка по намагниченности, а нас интересуют линейные по $\mathbf{M}$ слагаемые, при вычислении интенсивности рассеянного излучения мы можем учитывать только диагональные элементы матрицы (3.13). Еще один вывод, который можно сразу сделать из вида (3.14)-(3.17), заключается в том, что, поскольку компонента S_{ss} не зависит от магнитного момента, при рассеянии s-поляризованного излучения невзаимности в данном приближении не наблюдается. В то же время, для p-поляризованного излучения здесь есть невзаимный вклад в интенсивность рассеяния.

Учитывая теперь условие (3.8), разложим множитель $e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}}$ в ряд Тейлора и пренебрежем всеми членами, кроме первых двух ($e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} \approx 1 + i\mathbf{q}\mathbf{r}$). Эти два члена — электродипольный и электроквадрупольный (и магнитодипольный, а также поправка к электродипольному), ими достаточно ограничиться с точностью до первого порядка по a/λ . Вычисляя

интенсивность для двух линейных поляризаций в случае, когда намагниченность определяется формулой (3.7), получим

$$I_s = \frac{k_0^4 a^6}{9R_0^2} |\epsilon - 1|^2, \quad (3.18)$$

$$I_p = \frac{k_0^4 a^6}{9R_0^2} \left(|\epsilon - 1|^2 (\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}')^2 - \frac{3k_0 a}{16} ((\mathbf{n} + \mathbf{n}') \cdot \mathbf{e}_z) \times \right. \\ \left. \times \left((\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}') - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}')^2 \right) \operatorname{Re}((\epsilon - 1)^* \gamma) \right). \quad (3.19)$$

Здесь I_s и I_p — интенсивности рассеянного излучения в случае, когда падающее излучение имеет s и p поляризацию, соответственно, $\mathbf{n} = \mathbf{k}/k_0$, $\mathbf{n}' = \mathbf{k}'/k_0$, $\mathbf{e}_z$ — как и раньше, единичный вектор, направленный вдоль оси вихря.

Как уже отмечалось выше, для того, чтобы сравнить полученные формулы с феноменологическими предсказаниями (параграф 3.1), необходимо произвести усреднение по поляризации падающей волны. Подробно этот процесс описан в приложении А. В результате такого усреднения можно получить формулу $I_{np} = \frac{1}{2} (I_s + I_p)$. Используя ее, нетрудно видеть, что результаты вычислений в борновском приближении (3.18), (3.19) соответствуют феноменологической формуле (3.6).

Сравнивая же полученные формулы с результатами эксперимента, заметим, что в эксперименте невзаимный эффект был одинаков по порядку величины для s- и p-поляризации, в то время, как использованное борновское приближение дает существование эффекта только для p-поляризации, а для s-поляризации он должен отсутствовать. Заметим, что такое приближение, вообще говоря, неприменимо для оптических электромагнитных волн, поскольку в оптическом диапазоне частот тензор диэлектрической проницаемости существенно отличается от единичного. Однако, это простое приближение может оказаться полезным при исследовании аналогичного эффекта в рентгеновском диапазоне частот, где тензор диэлектрической проницаемости близок к единичному.

3.3.3. Теория возмущений

Более общее решение задачи можно получить, развивая теорию возмущений по малому параметру a/λ (используя, однако, линейное приближение по параметру γ/ϵ). Необходимо учесть электроквадрупольный и магнитодипольный члены, поэтому можно

ограничиться первым порядком по a/λ . При этом также будет получена поправка к электродипольному слагаемому. В отличие от некоторых простых моделей [130], здесь нельзя использовать уравнения Максвелла в квазистатическом приближении. Наш подход основан на решении уравнений Максвелла

$$\text{rot}\mathbf{E} = ik_0\mathbf{H}, \quad (3.20)$$

$$\text{rot}\mathbf{H} = -ik_0\hat{\epsilon}\mathbf{E}, \quad (3.21)$$

$$\text{div}(\hat{\epsilon}\mathbf{E}) = 0, \quad (3.22)$$

$$\text{div}\mathbf{H} = 0, \quad (3.23)$$

полученном в приближении, которое следует из оценок

$$\text{rot}\mathbf{E} \sim \mathbf{E}/a, \quad (3.24)$$

$$\text{rot}\mathbf{H} \sim \mathbf{H}/a. \quad (3.25)$$

Кроме того, будем полагать, что тензор диэлектрической проницаемости не слишком велик. Учитывая, что $\gamma/\epsilon \ll 1$, наложим условие на ϵ :

$$|\epsilon| \ll \lambda/a. \quad (3.26)$$

Заметим, что, как следует из (3.8), $\lambda/a \gg 1$, поэтому диапазон применимости данной теории довольно велик. Введя характерный масштаб полей в рассеивающей частице $L \sim \lambda/\sqrt{|\epsilon|}$ (в случае, когда ϵ действительно, L соответствует длине волны в среде, для мнимых ϵ L — толщина скин-слоя), можно переписать условие (3.26) в виде

$$a \ll L^2/\lambda. \quad (3.27)$$

Это условие вместе с (3.8) позволяет получить из уравнений (3.20)-(3.23) величину электрического поля $\mathbf{E}$, которое нужно найти для вычисления амплитуды рассеянной волны (см. ниже), в нулевом и первом порядке по a/λ .

Будем в дальнейшем обозначать электрическое и магнитное поле нулевого и первого порядка индексами $\mathbf{E}^{i,j}, \mathbf{H}^{i,j}$, где i обозначает порядок величины по параметру a/λ , j — по параметру γ/ϵ . (Аналогичными индексами обозначаются и другие величины в соответствующем порядке по этим параметрам.)

В нулевом порядке по a/λ и γ/ϵ уравнения для электрического и магнитного поля имеют вид

$$\text{rot} \mathbf{E}^{0,0} = 0, \quad (3.28)$$

$$\text{rot} \mathbf{H}^{0,0} = 0, \quad (3.29)$$

$$\text{div} (\epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}^{0,0}) = 0, \quad (3.30)$$

$$\text{div} \mathbf{H}^{0,0} = 0, \quad (3.31)$$

здесь под $\epsilon(\mathbf{r})$ подразумевается функция, равная 1 вне частицы и ϵ внутри. Граничные условия на границе частицы имеют в общем случае вид

$$\mathbf{E}_\tau^{in} = \mathbf{E}_\tau^{out}, \quad (3.32)$$

$$E_n^{in} = (\hat{\epsilon} \mathbf{E})_n^{out}, \quad (3.33)$$

$$\mathbf{H}^{in} = \mathbf{H}^{out}. \quad (3.34)$$

Решая уравнения (3.28)-(3.31) с этими граничными условиями в нулевом порядке по a/λ и γ/ϵ , а также с условием плоской волны (разложенной до нулевого порядка по a/λ) на бесконечности, получаем хорошо известный ответ для полей внутри частицы

$$\mathbf{E}_{in}^{0,0} = \frac{3}{\epsilon + 2} \mathbf{E}_0, \quad (3.35)$$

$$\mathbf{H}_{in}^{0,0} = \mathbf{H}_0 = [\mathbf{n} \times \mathbf{E}_0]. \quad (3.36)$$

Уравнения для $\mathbf{E}^{1,0}$ следуют из (3.21), (3.23):

$$\text{rot} \mathbf{E}^{1,0} = ik_0 \mathbf{H}^{0,0}, \quad (3.37)$$

$$\text{div} (\epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}^{1,0}) = 0. \quad (3.38)$$

Решая эти уравнения, как и раньше, с условием плоской волны на бесконечности (разложенной теперь до первого порядка по a/λ), получим внутри частицы

$$\mathbf{E}_{in}^{1,0} = \frac{i}{2} ((\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{E}_0 - (\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{r}) \mathbf{k}) + \frac{5}{2} \frac{i}{2\epsilon + 3} ((\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{E}_0 + (\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{r}) \mathbf{k}). \quad (3.39)$$

Найдем теперь линейные по магнитному моменту поля. Уравнения для $\mathbf{H}^{0,1}$ имеют вид

$$\text{rot} \mathbf{H}^{0,1} = 0, \quad (3.40)$$

$$\text{div} \mathbf{H}^{0,1} = 0, \quad (3.41)$$

и, учитывая нулевые граничные условия на бесконечности, получаем

$$\mathbf{H}_{in}^{0,1} = 0. \quad (3.42)$$

Наконец, уравнения для $\mathbf{E}^{0,1}$ и $\mathbf{E}^{1,1}$ имеют похожий вид:

$$rot \mathbf{E}^{l,1} = 0, \quad (3.43)$$

$$div (\epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}^{l,1} + i\gamma [\mathbf{E}^{l,0} \times \mathbf{M}(\mathbf{r})]) = 0, \quad (3.44)$$

где $l = 0, 1$, $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = 0$ вне частицы. Используя уравнение (3.43), можно искать решение в виде $\mathbf{E}^{l,1} = -\nabla\psi^l(\mathbf{r})$, где ψ — скалярная функция, которая, как следует из (3.44), удовлетворяет уравнению

$$\Delta\psi^l = i\frac{\gamma}{\epsilon} div [\mathbf{E}_{in}^{l,0} \times \mathbf{M}(\mathbf{r})] \quad (3.45)$$

внутри и

$$\Delta\psi^l = 0 \quad (3.46)$$

вне частицы. Правая часть уравнения (3.45) может теперь быть интерпретирована как распределение плотности заряда внутри частицы. Решая (3.45), получим

$$\psi^l = -\frac{i}{4\pi} \frac{\gamma}{\epsilon} \int_V \frac{div [\mathbf{E}_{in}^{l,0}(\mathbf{r}') \times \mathbf{M}(\mathbf{r}')] }{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV'. \quad (3.47)$$

Подставляя теперь (3.35), (3.39) и (3.7) в это уравнение, получаем частное решение неоднородного уравнения (3.45) внутри частицы. Снаружи его можно считать обращающимся в ноль, поскольку уравнение (3.46) однородно. Интеграл в (3.47) не берется в элементарных функциях.

Для выполнения граничных условий (3.32), (3.33) необходимо к решению (3.47) добавить общее решение однородного уравнения

$$\Delta\varphi^l = 0. \quad (3.48)$$

Электрическое поле тогда будет определяться выражением

$$\mathbf{E}^{l,1} = -\nabla\psi^l - \nabla\varphi^l. \quad (3.49)$$

Решение уравнения (3.48) может быть записано в виде разложения по сферическим функциям Y_{ij} с радиальной компонентой, спадающей на бесконечности вне частицы, и конеч-

ной в нуле — внутри:

$$\varphi_{out}^l = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=-m}^m G_{mn}^l Y_{mn} \frac{a^{m+2}}{r^{m+1}}, \quad (3.50)$$

$$\varphi_{in}^l = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=-m}^m H_{mn}^l Y_{mn} \frac{r^m}{a^{m+1}}. \quad (3.51)$$

Коэффициенты H_{mn}^l и G_{mn}^l получаются из граничных условий (3.32), (3.33). Интересующие нас коэффициенты H_{mn}^l имеют вид

$$H_{mn}^l = \frac{i\gamma \int Y_{mn}^* \left(\left[\mathbf{E}_{in}^{l,0}, \mathbf{M} \right]_r - \epsilon (\psi^l)'_r - \frac{l+1}{a} \psi^l \right) d^2\Omega}{(\epsilon + 1) m + 1} \Bigg|_{r=a}. \quad (3.52)$$

Здесь под интегралом по $d^2\Omega$ подразумевается двумерный интеграл по границе частицы. Подставляя в формулу (3.52) $l = 0, 1$, а также найденные поля (3.35), (3.39), распределение намагниченности (3.7) и ψ^l , определяемые (3.47), нетрудно получить необходимые для решения задачи в нулевом и первом порядке по a/λ коэффициенты H_{mn}^0, H_{mn}^1 . Заметим, что, как будет показано ниже, для вычисления рассеянного на частице поля необходимо найти лишь $H_{1n}^0, H_{2n}^0, H_{1n}^1$.

Следующим шагом, необходимым для вычисления рассеянного на частице поля, является нахождение плотности электрического тока $\mathbf{j}$, вызванного падающей волной. Для этого воспользуемся связью плотности тока с электрическим полем [47]:

$$\mathbf{j} = -\frac{i\omega}{4\pi} (\hat{\epsilon} - \hat{1}) \mathbf{E}. \quad (3.53)$$

Подстановка (3.9) в (3.53) дает

$$\mathbf{j}^{l,0} = -\frac{i\omega}{4\pi} (\epsilon - 1) \mathbf{E}^{l,0}, \quad (3.54)$$

$$\mathbf{j}^{l,1} = -\frac{i\omega}{4\pi} (\epsilon - 1) \mathbf{E}^{l,1} + \frac{\gamma\omega}{4\pi} [\mathbf{E}^{l,0} \times \mathbf{M}]. \quad (3.55)$$

Рассчитав по формулам (3.54), (3.55) плотность электрического тока в частице, нетрудно вычислить электрическое поле дифрагированной на частице волны [128]:

$$\mathbf{E}_{scat} = \frac{ik_0^2 e^{ik_0 R_0 - i\omega t}}{\omega R_0} \int_V \mathbf{j}(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{k}'\mathbf{r}} dV. \quad (3.56)$$

Выражение (3.56) для электрического поля рассеянной волны записано, так же, как и в предыдущем параграфе, для большого по сравнению с размерами рассеивающего центра расстояния R_0 до точки, в которой вычисляется поле $\mathbf{E}_{scat}$. Мы разлагаем выражение

$e^{-ik'r}$ в формуле (3.56) в ряд Тейлора и оставляем первые два члена ($e^{-ik'r} \approx 1 - ik'r$). Это разложение соответствует, как и раньше, учету электроквадрупольного, магнитодипольного и поправки первого порядка по a/λ к электродипольному члену. Волна, излученная ими, интерферирует с электродипольным излучением нулевого порядка по обоим параметрам.

Окончательно, для электрического поля рассеянной волны имеем

$$\mathbf{E}_{scat} = \frac{ik_0^2 e^{ik_0 R_0 - i\omega t}}{\omega R_0} \int_V ((\mathbf{j}^{0,0} + \mathbf{j}^{1,0} + \mathbf{j}^{0,1} + \mathbf{j}^{1,1}) - i(\mathbf{r} \cdot \mathbf{k}')(\mathbf{j}^{0,0} + \mathbf{j}^{0,1})) dV, \quad (3.57)$$

здесь $j^{0,0}, j^{1,0}, j^{0,1}, j^{1,1}$ определяются уравнениями (3.54) и (3.55) при $l = 0, 1$. Несмотря на то, что интеграл (3.47) не берется в элементарных функциях, двойной интеграл, который появляется при подстановке этого выражения в (3.57), можно взять путем изменения порядка интегрирования. Поэтому $\mathbf{E}_{scat}$ выражается через элементарные функции. Отметим здесь, что для вычисления части интегралов, присутствующих в (3.57), которая связана с $\mathbf{E}_{in}^{l,1} = -\nabla \varphi^l: \int_V \nabla \varphi^0 dV, \int_V \nabla \varphi^1 dV, \int_V i(\mathbf{r} \cdot \mathbf{k}') \nabla \varphi^0 dV$ — достаточно найти $H_{1n}^0, H_{2n}^0, H_{1n}^1$ соответственно (см. приложение В). Это нетрудно понять интуитивно, поскольку перечисленные интегралы определяют электрический дипольный, квадрупольный и магнитный дипольный моменты системы.

Последним шагом приведенного здесь расчета является вычисление интенсивности рассеянного света. Выбирая, как и раньше, две линейные поляризации падающего излучения, получаем

$$I_s = \frac{k_0^4 a^6}{R_0^2} \left| \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right|^2 \left(1 - ((\mathbf{n} + \mathbf{n}') \cdot \mathbf{e}_z) \frac{\pi k_0 a}{32} \text{Re} \left(\frac{6\gamma}{2\epsilon + 3} \right) \right), \quad (3.58)$$

$$\begin{aligned} I_p = & \frac{k_0^4 a^6}{R_0^2} \left| \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right|^2 \left((\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}')^2 - ((\mathbf{n} + \mathbf{n}') \cdot \mathbf{e}_z) \times \right. \\ & \times \left. \frac{\pi k_0 a}{32} \text{Re} \left(\frac{6\gamma}{2\epsilon + 3} \left((\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}') + \frac{5}{\epsilon - 1} \left((\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}') - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}')^2 \right) \right) \right) \right). \end{aligned} \quad (3.59)$$

Как видно из выражений (3.58), (3.59), невзаимный эффект присутствует как для р-, так и для s-поляризации. При этом зависимость от угла между $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}'$ для р-поляризации отличается от той, которую дает борновское приближение. Заметим, что формулы (3.58), (3.59) соответствуют симметричным соображениям, приведенным в параграфе 3.1.

Для проведения анализа формул (3.58), (3.59) возьмем параметры, соответствующие эксперименту [A3]. Выберем длину волны равной 632.8 нм. Частица изготовле-

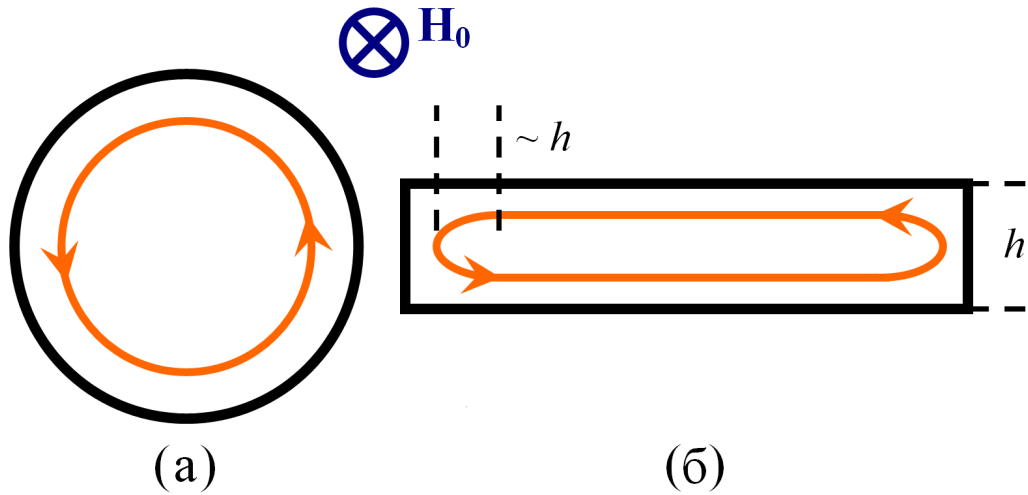


Рисунок 3.6. Масштаб изменения токов Фуко (а) в сфере и (б) в диске.

на из кобальта. На указанной длине волны этот материал хорошо поглощает свет, поэтому диэлектрическая проницаемость определяется комплексными константами $\epsilon = -12.6 + 18.6i$, $\gamma = 0.749 - 0.602i$ [123]. Падающую волну будем считать распространяющейся вдоль оси вихря таким образом, что $\mathbf{n} = -\mathbf{e}_z$.

В эксперименте [A3] использовались плоские частицы (толщина много меньше латеральных размеров). Однако приведенная здесь теория построена для сферы. Поэтому необходимо заметить, что наиболее важный масштаб в теории — масштаб изменения токов Фуко, генерируемых электромагнитной волной в частице. В сфере, как нетрудно понять, этот масштаб равен диаметру частицы $2a$. В плоской частице же он по порядку величины соответствует ее толщине (см. рис. 3.6). Поэтому мы берем диаметр частицы $2a = 30nm$.

Приведем графики, иллюстрирующие зависимость невязимного вклада в интенсивность рассеянной волны от некоторых параметров системы. Будем при этом фиксировать остальные параметры в соответствии с приведенными выше значениями. Под абсолютным и относительным невязимными вкладами здесь подразумевается $\Delta I = I(-\mathbf{M}) - I(\mathbf{M})$ и $\Delta I/I = 2(I(-\mathbf{M}) - I(\mathbf{M})) / (I(-\mathbf{M}) + I(\mathbf{M}))$ для соответствующей поляризации.

Зависимости рассчитанных абсолютного и относительного невязимного вклада для s-поляризованного падающего света от угла между $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}'$ приведены на рис. 3.7(а) и (б), соответственно. Электродипольный, электроквадрупольный и магнитодипольный вклады показаны отдельно на тех же графиках. Вид графиков (а) и (б) одинаков, поскольку ин-

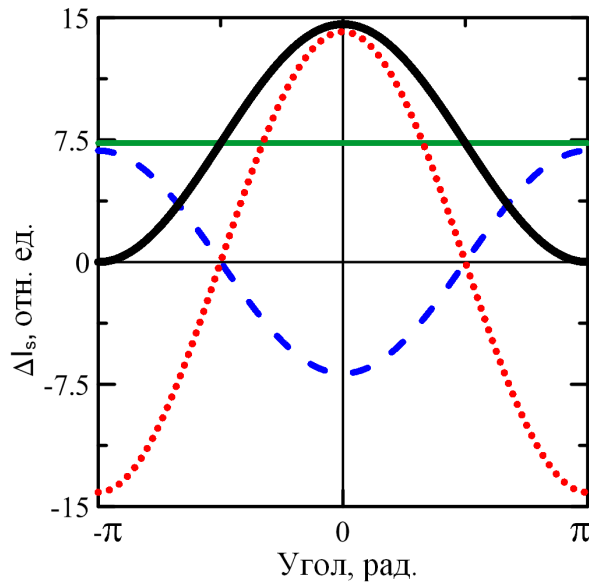
тенсивность I_s не зависит от угла в нулевом порядке без учета намагниченности. Рис. 3.7 показывает, что все три вклада имеют одинаковый порядок величины и поэтому должны учитываться при любых углах.

Аналогичная зависимость невзаимного вклада от угла между $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}'$ для р-поляризованного падающего излучения приведена на рис. 3.8. Анализируя рис. 3.8(б), заметим, что относительный невзаимный вклад стремится к бесконечности при значениях угла, равных $\pm\pi/2$. Это соответствует углам Брюстера. Как видно из рис. 3.8(а), ΔI_p (а значит, и I_p) стремится к нулю в этих углах. Однако, в эксперименте может быть удобно наблюдать эффект вблизи угла Брюстера. Указанная особенность возникает из-за расхождения электроквадрупольного и магнитодипольного вкладов в данных точках. Поэтому заметим, что эти два вклада доминируют вблизи углов Брюстера, в то время, как вдалеке от этих углов все три вклада имеют одинаковый порядок величины.

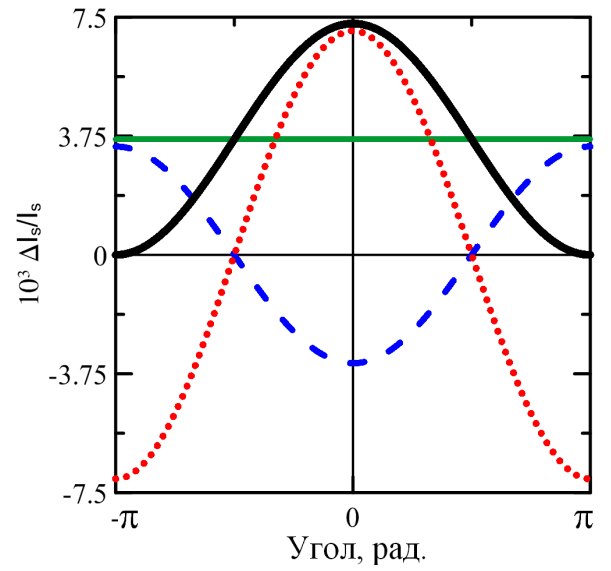
Сравнивая рис. 3.7 и рис. 3.8, отметим, что если угол равен нулю, относительные величины невзаимного вклада для s- и р-поляризованного падающего излучения одинаковы. При отклонении от нулевого угла относительная величина невзаимности растет для р поляризации и падает для s-поляризованного излучения. Поэтому в случае, когда угол между $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}'$ отличен от нуля, невзаимность для р поляризации больше, чем для s поляризации.

Зависимость относительной величины невзаимного вклада в интенсивность рассеянной волны от радиуса частицы a показана для двух различных поляризаций падающего света на рис. 3.9. Угол между $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}'$ составляет 30° . Как и следовало ожидать, эта зависимость — линейная. На графиках также показаны важные масштабы L^2/λ и $1/k_0$ (см. (3.8),(3.27)), которые для выбранных параметров составляют примерно 25 и 100нм, соответственно. Видно, что радиус частицы $a = 15\text{нм}$, который был выбран как хорошая аппроксимация эксперимента,— того же порядка величины, что и L^2/λ .

Графики, показывающие зависимость разных вкладов в относительную величину невзаимности, а также их суммы, от диэлектрической проницаемости ϵ , приведены на рис. 3.10. Важно заметить, что ϵ здесь предполагается действительным, в то время, как магнитный вклад в $\hat{\epsilon}$ определяется комплексной константой $\gamma = 0.749 - 0.602i$, которая считается не зависящей от ϵ . Это приводит к возникновению особенности при $\epsilon = 1$ в р поляризации (см. 3.10(б)). Модуль абсолютного значения интенсивности при этом стремится

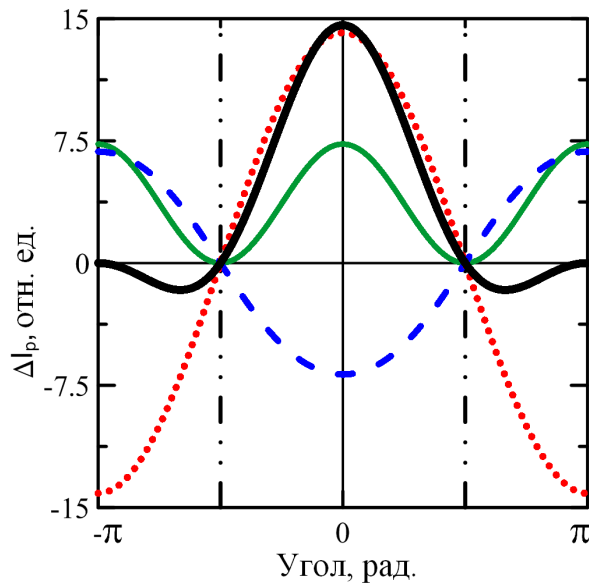


(а)

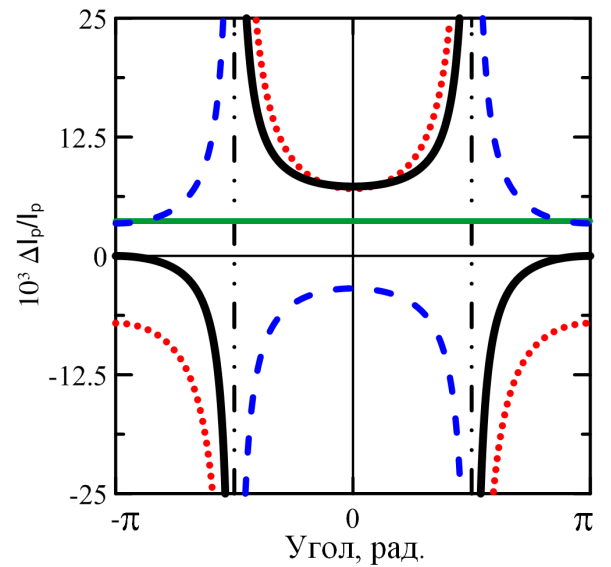


(б)

Рисунок 3.7. Зависимость (а) абсолютной и (б) относительной величины невязимности от угла между $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}'$. Падающая волна s-поляризована. Жирная сплошная линия показывает общую величину эффекта, тонкая сплошная линия соответствует электродипольному вкладу, штриховая линия обозначает электроквадрольный вклад, пунктирная линия — магнитодипольный вклад.

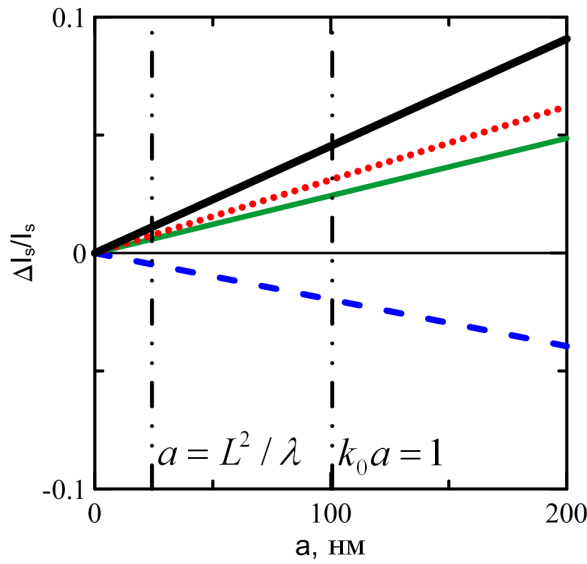


(а)

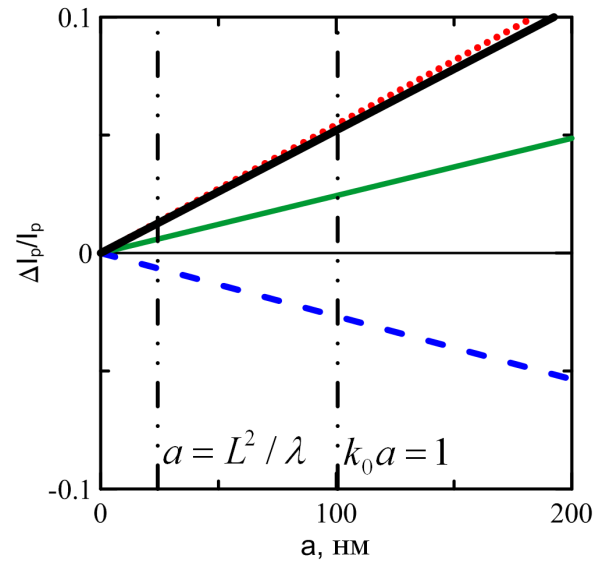


(б)

Рисунок 3.8. Зависимость (а) абсолютной и (б) относительной величины невязимности от угла между $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}'$. Падающая волна p-поляризована. Жирная сплошная линия показывает общую величину эффекта, тонкая сплошная линия соответствует электродипольному вкладу, штриховая линия обозначает электроквадрольный вклад, пунктирная линия — магнитодипольный вклад. Штрихпунктирная линия обозначает асимптоты в $\pm\pi/2$.



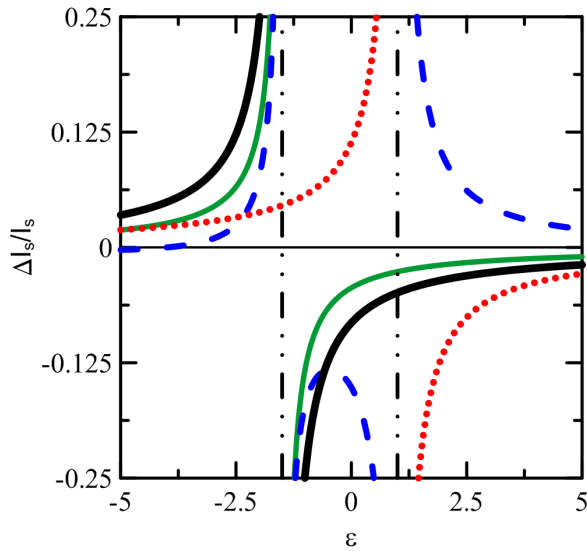
(a)



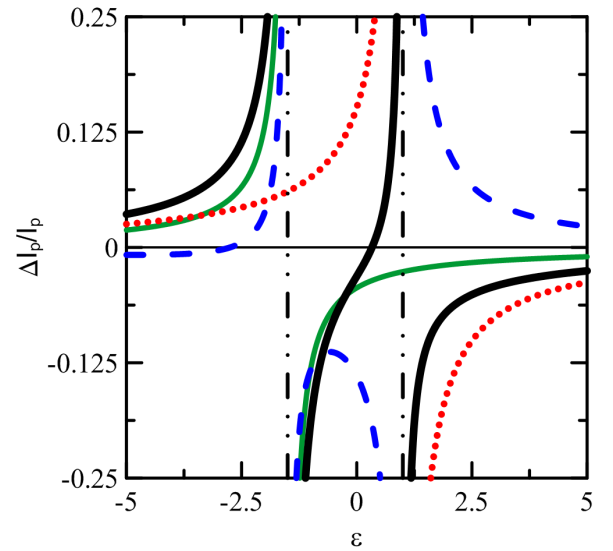
(б)

Рисунок 3.9. Зависимость относительной величины невязности от радиуса частицы a . Падающая волна (а) s-поляризована и (б) р-поляризована. Угол между $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}'$ равен 30° . Жирная сплошная линия показывает общую величину эффекта, тонкая сплошная линия соответствует электродипольному вкладу, штриховая линия обозначает электроквадрольный вклад, пунктирная линия — магнитодипольный вклад.

Штрихпунктирные линии соответствуют размерам частицы $a = L^2/\lambda$, $a = 1/k_0$.



(a)



(б)

Рисунок 3.10. Зависимость относительной величины невязности от диагональной части диэлектрической проницаемости ϵ . Падающая волна (а) s-поляризована и (б) р-поляризована. Угол между $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}'$ равен 30° . Жирная сплошная линия показывает общую величину эффекта, тонкая сплошная линия соответствует электродипольному вкладу, штриховая линия обозначает электроквадрольный вклад, пунктирная линия — магнитодипольный вклад.

к нулю. Возникновение особенности лишь для p поляризации соответствует результату, который дает борновское приближение (параграф 3.3.2). Другая особенность возникает для обеих поляризаций при $\epsilon = -3/2$ и объясняется квадрупольным резонансом. Заметим однако, что, во-первых, добавление поглощения (которое приводит к низкой добротности этого резонанса) вызовет размытие особенности, и, во-вторых, в рамках данного подхода не учитывается электроквадрупольный член нулевого порядка по намагниченности, который так же будет иметь особенность в $\epsilon = -3/2$ и поэтому не может быть отброшен. Учет этого члена приведет к конечности относительной величины невзаимности. Важно отметить, что не наблюдается особенности в $\epsilon = -2$ (электродипольный резонанс), что может объясняться наличием в точности одинаковой особенности в абсолютных значениях интенсивности нулевого порядка по намагниченности (рассчитанной в электродипольном приближении) и невзаимной поправки, линейной по намагниченности.

В заключение данного параграфа приведем простые оценки величины эффекта и сравнение с экспериментом [A3]. Как уже отмечалось, падающая волна распространяется вдоль оси вихря. Дифрагированное излучение отклоняется от этой оси на угол, равный 30° . Остальные параметры перечислены выше. Полученные относительные величины невзаимного вклада в интенсивность составляют $\Delta I_s/I_s \approx 6.8 \cdot 10^{-3}$, $\Delta I_p/I_p \approx 7.7 \cdot 10^{-3}$. Экспериментальное значение эффекта равно $2 \cdot 10^{-3}$. Отсюда можно сделать вывод, что, хотя такая оценка является грубой, она оказывается соответствующей эксперименту по порядку величины. Значительное количественное отличие может быть объяснено отличием формы и размера частиц в теории и эксперименте, сравнимым с длиной волны латеральным размером частиц в экспериментальном образце, а также нарушением для использовавшегося материала приближения, что величина диэлектрической проницаемости не слишком велика (см. (3.26), (3.27), (3.8)).

Таким образом, в данном параграфе разработана теория рассеяния света сферической магнитной частицей, обладающей вихревым распределением намагниченности. Использовано разложение по малому параметру a/λ до первого порядка, а также линейное по магнитному моменту приближение. Показано, что зависящий от завихренности намагниченности вклад в интенсивность рассеянного излучения возникает в результате интерференции волн, излученных наведенными линейными по намагниченности электроквадрупольным, магнитодипольным, а также линейной по a/λ поправкой к электро-

дипольному моменту и не зависящим от намагниченности электрическим дипольным моментом нулевого порядка по a/λ . Этот эффект присутствует как для s, так и для p поляризации падающего света. Проведен сравнительный анализ перечисленных вкладов в эффект в зависимости от параметров рассеивающей частицы. Построенная теория находится в хорошем соответствии с симметричными соображениями, а также соответствует результатам эксперимента.

Заметим, что возбуждение электрического квадрупольного момента как причина возникновения невзаимных эффектов в неоднородных магнитных системах отмечалось и ранее [119]. Однако рассматривались макроскопические системы. В данной главе показано, что для маленьких частиц с большим градиентом намагниченности это также справедливо.

3.4. Выводы

В данной главе теоретически исследовано невязимное рассеяние света сферической магнитной частицей, обладающей вихревым распределением намагниченности. Показано, что в борновском приближении невязимный эффект наблюдается лишь для одной из линейных поляризаций падающего излучения. Такое приближение неприменимо для оптических электромагнитных волн; однако, оно может быть использовано, например, для исследования аналогичного явления в рентгеновском диапазоне частот.

В рамках теории возмущений с использованием разложения по отношению радиуса частицы к длине волны до первого порядка, а также линейного по магнитному моменту приближения показано, что зависящий от завихренности намагниченности вклад в интенсивность рассеянного излучения возникает для обеих взаимно ортогональных линейных поляризаций падающей волны. Механизмом его возникновения является интерференция волн, излученных наведенными линейными по намагниченности компонентами наведенных электрических и магнитных моментов частицы (рассмотрены электроквадрупольный, магнитодипольный и электродипольный моменты, дающие вклады одного порядка) и не зависящим от намагниченности электрическим дипольным моментом нулевого порядка по отношению радиуса частицы к длине волны. Построенная теория находится в хорошем соответствии с симметричными соображениями, а также дает качественное объяснение эксперимента по наблюдению невязимного рассеяния света дифракционной решеткой плоских магнитных частиц, обладающих вихревым магнитным моментом.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Рассчитан дополнительный вклад в высокочастотную проводимость сред с неколлинеарной магнитной структурой, связанный с переходами электронов из одной спиновой подзоны в другую под действием электрического поля волны. Показано, в частности, что существование указанного механизма качественно объясняет экспериментальные зависимости высокочастотной проводимости гольмия от частоты и внешнего магнитного поля.
2. Проведено теоретическое исследование особенностей пространственной дисперсии высокочастотной диэлектрической проницаемости среды с некомпланарной геликоидальной магнитной структурой. Показано, что возникает линейный по волновому вектору распространяющейся волны вклад, обусловленный двумя механизмами: асимметрией спектра электронов проводимости и асимметрией рассеяния их на немагнитных примесях.
3. Рассчитана интенсивность света, рассеянного магнитной частицей, обладающей вихревым распределением намагниченности. Показано, что интенсивность содержит вклад, линейный по тороидному моменту, характеризующему указанное распределение намагниченности. Механизмом его возникновения является возбуждение линейных по намагниченности компонент наведенных электрических и магнитных моментов частицы. Рассмотренная теоретическая задача дает качественное объяснение экспериментальных результатов.

Все полученные результаты раскрывают новые оптические и диэлектрические свойства естественных и искусственных ферромагнитных систем, обладающих неоднородностью намагниченности в нанометровом масштабе.

А. Усреднение интенсивности рассеянного излучения по поляризации падающей волны

Предполагается, что падающее излучение — полностью поляризованное. Зная характеристики его рассеяния (для произвольной поляризации), необходимо вычислить интенсивность рассеяния неполяризованного излучения I_{np} .

Для того, чтобы решить задачу, введем две взаимно ортогональные поляризации, например, линейные. Орты, соответствующие им, обозначим $\mathbf{e}_s$ и $\mathbf{e}_p$. Будем записывать произвольную поляризацию $\mathbf{e}$ в виде вектор-столбца как разложение по этим двум ортам:

$$\mathbf{e} = \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix}. \quad (\text{A.1})$$

Амплитуду электрического поля падающей волны $\mathbf{E}_{ins}$ запишем в виде

$$\mathbf{E}_{ins} = E_0 \mathbf{e} = E_0 \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix}. \quad (\text{A.2})$$

Введем матрицу рассеяния

$$\hat{S} = \begin{pmatrix} S_{ss} & S_{sp} \\ S_{ps} & S_{pp} \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

таким образом, что амплитуда рассеянной волны $\mathbf{E}_{scat}$ выражается через амплитуду падающей как

$$\mathbf{E}_{scat} = \hat{S} \mathbf{E}_{ins}. \quad (\text{A.4})$$

Из формулы (A.4) становится ясен смысл коэффициентов матрицы рассеяния $\hat{S}$: диагональные компоненты определяют амплитуду волны, рассеянной без изменения поля-

ризации, в то время, как недиагональные компоненты соответствуют амплитуде волны, рассеянной в другую поляризацию.

Произвольную поляризацию падающей волны можно записать в виде

$$\mathbf{e} = e^{i\phi} \begin{pmatrix} \cos \chi \\ \sin \chi \exp(i\psi) \end{pmatrix}, \quad (\text{A.5})$$

здесь $\chi, \psi \in [0, \pi)$, $\phi \in [0, 2\pi)$. Общая фаза ϕ не входит в интенсивность рассеянного излучения:

$$\begin{aligned} I(\chi, \psi) &= (|S_{ss}|^2 + |S_{ps}|^2) \cos^2 \chi + (|S_{sp}|^2 + |S_{pp}|^2) \sin^2 \chi + \\ &+ ((S_{ss}S_{sp}^* + S_{ps}S_{pp}^*) e^{-i\psi} + (S_{sp}S_{ss}^* + S_{pp}S_{ps}^*) e^{-i\psi}) \sin \chi \cos \chi. \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Усредняя теперь выражение (A.6) по χ и ψ , получим интенсивность неполяризованного излучения

$$I_{np} = \frac{1}{\pi^2} \int_0^\pi \int_0^\pi I(\chi, \psi) d\chi d\psi = \frac{1}{2} (|S_{ss}|^2 + |S_{sp}|^2 + |S_{ps}|^2 + |S_{pp}|^2). \quad (\text{A.7})$$

Окончательно, выражение для интенсивности неполяризованного излучения перепишем в виде

$$I_{np} = \frac{1}{2} (I_s + I_p). \quad (\text{A.8})$$

Отметим, что, как видно из формулы (A.8), если в интенсивности неполяризованного излучения присутствует невзаимный эффект, определяемый формулой (3.2) или (3.3) (см. главу 3), то он должен наблюдаться и хотя бы для одной из двух ортогональных поляризаций. Однако если эффекта при рассеянии неполяризованного излучения нет, это не означает, что его нет и для поляризованного излучения.

В. Вычисление электрических моментов шара с потенциалом, представленным в виде разложения по сферическим функциям

Пусть комплексная амплитуда электрического поля внутри шара в монохроматическом процессе имеет вид

$$\mathbf{E} = -\nabla\psi, \quad (\text{B.1})$$

где функция $\psi(\mathbf{r})$ записывается в виде

$$\psi = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l H_{lm} Y_{lm} \frac{r^l}{a^{l-1}}, \quad (\text{B.2})$$

Y_{lm} — сферические гармоники. Необходимо, зная коэффициенты H_{lm} , вычислить величину

$$\int \mathbf{E} dV, \quad (\text{B.3})$$

которая пропорциональна электрическому дипольному моменту шара (в случае монохроматического процесса $\mathbf{d} = \frac{1}{i\omega} \int \mathbf{E} dV$), а также величину

$$-ik_0 \int (\mathbf{r} \cdot \mathbf{n}') \mathbf{E} dV, \quad (\text{B.4})$$

связанную с электрическим квадрупольным и магнитным дипольными моментами шара. Здесь интегрирование ведется по объему шара радиуса a , $k_0 = \omega/c$, $\mathbf{n}'$ — единичный вектор, имеющий, вообще говоря, произвольное направление.

Будем далее пользоваться известными формулами сферических функций [17]

$$\begin{aligned} Y_{lm} &= \left(\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!} \right)^{1/2} P_l^m(\cos \theta) e^{im\phi}, m \geq 0, \\ Y_{l-m} &= (-1)^m Y_{lm}^*, \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

где P_l^m — присоединенные полиномы Лежандра, определяемые через полиномы Лежандра P_l

$$\begin{aligned} P_l^m(x) &= (-1)^m (1-x^2)^{m/2} \frac{d^m}{dx^m} P_l(x), \\ P_l(x) &= \frac{1}{2^l l!} \frac{d^l}{dx^l} (x^2-1)^l. \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Рассмотрим вначале интеграл (B.3). Поле $\mathbf{E}$, в соответствии с формулами (B.1), (B.2), имеет в сферических координатах вид

$$\mathbf{E} = E_r \mathbf{e}_r + E_\theta \mathbf{e}_\theta + E_\phi \mathbf{e}_\phi = - \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l H_{lm} \left(\frac{r}{a} \right)^{l-1} \left(l Y_{lm} \mathbf{e}_r + (Y_{lm})'_\theta \mathbf{e}_\theta + \frac{(Y_{lm})'_\phi}{\sin \theta} \mathbf{e}_\phi \right). \quad (\text{B.7})$$

Для интегрирования запишем орты сферических координат в декартовой системе координат:

$$\mathbf{e}_r = \mathbf{e}_x \cos \phi \sin \theta + \mathbf{e}_y \sin \phi \sin \theta + \mathbf{e}_z \cos \theta, \quad (\text{B.8})$$

$$\mathbf{e}_\theta = \mathbf{e}_x \cos \phi \cos \theta + \mathbf{e}_y \sin \phi \cos \theta - \mathbf{e}_z \sin \theta, \quad (\text{B.9})$$

$$\mathbf{e}_\phi = -\mathbf{e}_x \sin \phi + \mathbf{e}_y \cos \phi. \quad (\text{B.10})$$

Производную $(Y_{lm})'_\phi$ нетрудно вычислить:

$$(Y_{lm})'_\phi = im Y_{lm}. \quad (\text{B.11})$$

Подставляя теперь (B.8) - (B.11) в (B.7) и интегрируя член с $(Y_{lm})'_\theta$ по частям, получаем

$$\begin{aligned} \int \mathbf{E} dV &= - \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \int_0^a r^2 dr \left(\frac{r}{a} \right)^{l-1} H_{lm} \times \\ &\times \int Y_{lm} ((l+2) \sin \theta (\mathbf{e}_x \cos \phi + \mathbf{e}_y \sin \phi) - 3l \cos \theta \mathbf{e}_z) d\Omega \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

Интегрирование по $d\Omega$ здесь соответствует интегрированию по всем телесным углам. Разлагая функции от θ, ϕ , стоящие под интегралом в правой части (B.12), по сферическим функциям и используя свойство их ортогональности

$$\int Y_{kn}^* Y_{lm} d\Omega = \delta_{kl} \delta_{nm}, \quad (\text{B.13})$$

получим окончательно

$$\int \mathbf{E} dV = a^3 \left(\sqrt{\frac{8\pi}{3}} \left(\frac{H_{11} - H_{1-1}}{2} \mathbf{e}_x - \frac{H_{11} + H_{1-1}}{2i} \mathbf{e}_y \right) - \sqrt{\frac{4\pi}{3}} H_{10} \mathbf{e}_z \right). \quad (\text{B.14})$$

Как и следовало ожидать, электрический дипольный момент определяется только коэффициентами H_{1m} , причем H_{10} определяет его проекцию на ось z , в то время, как проекция на две другие оси определяется суммой и разностью H_{11} и H_{1-1} .

Для вычисления интеграла (B.4) запишем $\mathbf{r}$ и $\mathbf{n}'$ в виде

$$\mathbf{r} = r (\mathbf{e}_x \cos \phi \sin \theta + \mathbf{e}_y \sin \phi \sin \theta + \mathbf{e}_z \cos \theta), \quad (\text{B.15})$$

$$\mathbf{n}' = n'_x \mathbf{e}_x + n'_y \mathbf{e}_y + n'_z \mathbf{e}_z. \quad (\text{B.16})$$

Подставляя (B.15) и (B.16) в (B.4) и проводя вычисления, аналогичные приведенным выше для интеграла (B.3) с использованием выражения для поля $\mathbf{E}$ (B.7) - (B.10), получим

$$\begin{aligned} -ik_0 \int (\mathbf{r} \cdot \mathbf{n}') \mathbf{E} dV = & -ik_0 a^4 \left(\mathbf{e}_x \left(n'_x \left(\frac{1}{3} \sqrt{\frac{4\pi}{5}} H_{20} - \frac{1}{4} \sqrt{\frac{32\pi}{15}} (H_{22} + H_{2-2}) \right) + \right. \right. \\ & + n'_y \frac{1}{4} \sqrt{\frac{32\pi}{15}} (H_{22} - H_{2-2}) + n'_z \frac{1}{2} \sqrt{\frac{8\pi}{15}} (H_{21} - H_{2-1}) \Big) + \\ & + \mathbf{e}_y \left(n'_x \frac{1}{4} \sqrt{\frac{32\pi}{15}} (H_{22} - H_{2-2}) + n'_y \left(\frac{1}{3} \sqrt{\frac{4\pi}{5}} H_{20} + \right. \right. \\ & + \frac{1}{4} \sqrt{\frac{32\pi}{15}} (H_{22} + H_{2-2}) \Big) - n'_z \frac{1}{2i} \sqrt{\frac{8\pi}{15}} (H_{21} + H_{2-1}) \Big) + \\ & \left. \left. + \mathbf{e}_z \left(n'_x \frac{1}{2} \sqrt{\frac{8\pi}{15}} (H_{21} - H_{2-1}) - n'_y \frac{1}{2i} \sqrt{\frac{8\pi}{15}} (H_{21} + H_{2-1}) - n'_z \frac{2}{3} \sqrt{\frac{4\pi}{5}} H_{20} \right) \right) \right). \quad (\text{B.17}) \end{aligned}$$

Таким образом, интеграл (B.4) определяется только коэффициентами H_{2m} .

В заключение данного приложения заметим, что, поскольку для $\mathbf{E}$, описываемого формулами (B.1), (B.2), верно соотношение

$$\int (\mathbf{r} \cdot \mathbf{n}') \mathbf{E} dV = \int (\mathbf{E} \cdot \mathbf{n}') \mathbf{r} dV, \quad (\text{B.18})$$

интеграл (B.4) описывает, как следовало ожидать, чисто электрический квадрупольный момент и не содержит слагаемого, связанного с магнитным дипольным моментом.

Список рисунков

0.1	Кристаллическая структура гольмия.	12
0.2	Распределение намагниченности в гольмии (а) при температуре ниже температуры Кюри $T_C = 20K$ (конусная спираль), (б) при температуре выше температуры Кюри, но ниже температуры Нееля $T_N = 133K$ (компланарная спираль).	13
0.3	Геликоидальное магнитное состояние в системе, состоящей из трех одно- доменных кобальтовых дисков (рисунок взят из работы [14]). Приклады- вая магнитное поле перпендикулярно плоскости дисков, можно добиться некомпланарности магнитных моментов в системе.	14
0.4	Управление завихренностью намагниченностей магнитных частиц с помо- щью внешнего магнитного поля. Рисунок взят из работы [15].	15
0.5	Пример планарной киральной структуры. Рисунок взят из работы [80]. . .	17
1.1	Энергетический спектр электронов (а) и зависимость проводимости от ча- стоты (б) для параметров $J = 1$ эВ, $m_z = 0$, $\varepsilon_q = 4$ эВ, $\varepsilon_f = 2$ эВ, $\Delta = 0.5$ эВ. Штриховой линией показан уровень Ферми.	33
1.2	Проводимость гольмия в зависимости от частоты при температуре 5К. Электрическое поле волны поляризовано вдоль оси геликоида. Сплошная линия — эксперимент [55], штриховая — результат расчета.	35
1.3	Зависимость энергии от квазиимпульса вдоль оси x для углов между на- магниченностями: (а) $\alpha = 0$; (б) $\alpha = \pi/2$; (в) $\alpha = \pi$. Пунктиром показан уровень Ферми.	40
1.4	Зависимость действительной части проводимости от частоты для углов $\alpha = 0$, $\alpha = \pi/2$, $\alpha = \pi$. (а) $L = 1.5$ нм, (б) $L = 4$ нм.	41

- 2.1 Спектр электронов проводимости в среде с геликоидальной магнитной структурой. Две линии соответствуют двум спиновым подзонам. Выбраны следующие параметры системы: $J/\varepsilon_f = 0.2, m_z = 0.7, \beta = 1$ 52
- 2.2 Зависимость (а) модуля, (б) действительной части и (в) модуля мнимой части линейной по волновому вектору волны поправки к диэлектрической проницаемости геликоидально намагниченной среды от частоты: частота порядка плазменной ($\omega \sim \omega_p$). Жирным пунктиром показана суммарная величина, тонкой сплошной линией — вклад асимметрии рассеяния электронов на примесях, тонкая пунктирная линия соответствует вкладу асимметрии спектра. Излом на (в) соответствует смене знака мнимой части. 56
- 2.3 Зависимость (а) модуля, (б) действительной части и (в) модуля мнимой части линейной по волновому вектору волны поправки к диэлектрической проницаемости геликоидально намагниченной среды от частоты: частота много больше плазменной ($\omega \gg \omega_p$). Жирным пунктиром показана суммарная величина, тонкой сплошной линией — вклад асимметрии рассеяния электронов на примесях, тонкая пунктирная линия соответствует вкладу асимметрии спектра. 56
- 2.4 Зависимость (а) модуля, (б) модуля действительной части и (в) модуля мнимой части линейной по волновому вектору волны поправки к диэлектрической проницаемости геликоидально намагниченной среды от эффективной частоты соударений: частота порядка плазменной ($1/\tau \sim \omega_p$). Жирным пунктиром показана суммарная величина, тонкой сплошной линией — вклад асимметрии рассеяния электронов на примесях, тонкая пунктирная линия соответствует вкладу асимметрии спектра. Изломы на (б), (в) соответствует сменам знака. 58

- 2.5 Зависимость (а) модуля, (б) действительной части и (в) модуля мнимой части линейной по волновому вектору волны поправки к диэлектрической проницаемости геликоидально намагниченной среды от эффективной частоты соударений: частота много меньше плазменной ($1/\tau \ll \omega_p$). Жирным пунктиром показана суммарная величина, тонкой сплошной линией — вклад асимметрии рассеяния электронов на примесях, тонкая пунктирная линия соответствует вкладу асимметрии спектра. 58
- 3.1 (а) Изображение решетки кобальтовых треугольных частиц, полученное сканирующим электронным микроскопом. Масштабная метка соответствует 1мкм. (б) МСМ изображение вихревого состояния частиц после намагничивания вдоль стороны треугольников. Все вихри имеют одинаковую завихренность. (в) МСМ изображение состояния частиц после намагничивания вдоль высоты треугольника. Наблюдается одинаковое количество вихрей, имеющих противоположные завихренности. 66
- 3.2 Геометрия эксперимента. Сплошными линиями показаны траектории падающей, прошедшей и зеркально отраженной волн; пунктирными линиями — дифрагированные волны. Закрашенный сегмент плоскости xz соответствует направлениям, для которых $(\mathbf{k} + \mathbf{k}')_z > 0$ 67
- 3.3 (а) Петля гистерезиса решетки ферромагнитных треугольных частиц, полученная измерением меридионального эффекта Керра. Магнитное поле прикладывается вдоль стороны треугольников. (б-г) Относительное изменение интенсивности света ($\Delta R = R(H) - \langle R(H) \rangle_H$, $R(H)$ — интенсивность рассеянного света, H — амплитуда внешнего магнитного поля), дифрагированного в $(-1,0)_H$ максимум, в зависимости от приложенного магнитного поля. Угол падения равен 5° . (б) Поле направлено вдоль высоты треугольников. (в) Поле направлено вдоль стороны треугольников, падающая волна имеет s поляризацию. (г) Поле направлено вдоль стороны треугольников, падающая волна имеет p поляризацию. Экспериментальные данные представлены в виде отрезков, отражающих погрешность измерений. Стрелки на линиях указывают направление обхода петель гистерезиса. 68

3.4	Зависимость относительной интенсивности света, дифрагированного (а) в $(-1,0)$ ($(\mathbf{k} + \mathbf{k}')_z > 0$) и (б) в $(+1,0)$ ($(\mathbf{k} + \mathbf{k}')_z < 0$) максимум на отражение, от приложенного магнитного поля. Падающая волна имеет s-поляризацию, угол падения равен 30° . Направление обхода петли гистерезиса показано стрелками. Видно, что смена знака $(\mathbf{k} + \mathbf{k}')_z$ приводит к смене направления обхода петли.	70
3.5	Геометрия дифракции света сферической вихревой магнитной частицей (к теоретическому расчету). Падающее излучение имеет (а) s-поляризацию, (б) p-поляризацию.	72
3.6	Масштаб изменения токов Фуко (а) в сфере и (б) в диске.	81
3.7	Зависимость (а) абсолютной и (б) относительной величины невязимности от угла между $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}'$. Падающая волна s-поляризована. Жирная сплошная линия показывает общую величину эффекта, тонкая сплошная линия соответствует электродипольному вкладу, штриховая линия обозначает электроквадрупольный вклад, пунктирная линия — магнитодипольный вклад.	83
3.8	Зависимость (а) абсолютной и (б) относительной величины невязимности от угла между $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}'$. Падающая волна p-поляризована. Жирная сплошная линия показывает общую величину эффекта, тонкая сплошная линия соответствует электродипольному вкладу, штриховая линия обозначает электроквадрупольный вклад, пунктирная линия — магнитодипольный вклад. Штрихпунктирная линия обозначает асимптоты в $\pm\pi/2$	83
3.9	Зависимость относительной величины невязимности от радиуса частицы a . Падающая волна (а) s-поляризована и (б) p-поляризована. Угол между $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}'$ равен 30° . Жирная сплошная линия показывает общую величину эффекта, тонкая сплошная линия соответствует электродипольному вкладу, штриховая линия обозначает электроквадрупольный вклад, пунктирная линия — магнитодипольный вклад. Штрихпунктирные линии соответствуют размерам частицы $a = L^2/\lambda$, $a = 1/k_0$	84

3.10 Зависимость относительной величины невзаимности от диагональной части диэлектрической проницаемости ϵ . Падающая волна (а) s-поляризована и (б) р-поляризована. Угол между n и n' равен 30° . Жирная сплошная линия показывает общую величину эффекта, тонкая сплошная линия соответствует электродипольному вкладу, штриховая линия обозначает электроквадрупольный вклад, пунктирная линия — магнитодипольный вклад. 84

Литература

- [1] Ансельм, А. И. Введение в теорию полупроводников [Текст] / А. И. Ансельм. — Москва : Наука, 1978.
- [2] Кринчик, Г. С. Физика магнитных явлений [Текст] / Г. С. Кринчик. — Москва : Издательство московского университета, 1976.
- [3] Baibich, M. N. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices [Text] / M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1988. — Vol. 61. — P. 2472.
- [4] Fert, Albert. Nobel Lecture: Origin, development, and future of spintronics [Text] / Albert Fert // Rev. Mod. Phys. — 2008. — Vol. 80. — P. 1517–1530.
- [5] Lobov, I. D. Parameters of Fe/Cr interfacial electron scattering from infrared magnetoreflexion [Text] / I. D. Lobov, M. M. Kirillova, A. A. Makhnev [et al.] // Phys. Rev. B. — 2010. — Vol. 81. — P. 134436.
- [6] Kravets, V. G. Correlation between the magnetorefractive effect, giant magnetoresistance, and optical properties of Co-Ag granular magnetic films [Text] / V. G. Kravets, D. Bozec, J. A. D. Matthew [et al.] // Phys. Rev. B. — 2002. — Vol. 65. — P. 054415.
- [7] Granovsky, A. Magnetorefractive effect in magnetoresistive materials, Magnetophotonics: From theory to applications [Text] / A. Granovsky, Yu. Sukhorukov, E. Gan'shina, A. Telegin // Springer Series in Materials Science. — 2013. — Vol. 178. — P. 107–134.
- [8] Koehler, W. C. Magnetic Properties of Rare-Earth Metals and Alloys [Text] / W. C. Koehler // J. Appl. Phys. — 1965. — Vol. 36. — P. 1078.

- [9] Ishikawa, Y. Magnetic excitations in the weak itinerant ferromagnet MnSi [Text] / Y. Ishikawa, G. Shirane, J. A. Tarvin, M. Kohgi // Phys. Rev. B. — 1977. — Vol. 16. — P. 4956–4970.
- [10] Shirane, G. Spiral magnetic correlation in cubic MnSi [Text] / G. Shirane, R. Cowley, C. Majkrzak [et al.] // Phys. Rev. B. — 1983. — Vol. 28, no. 11. — P. 6251–6255.
- [11] Grigoriev, S. V. Magnetic structure of MnSi under an applied field probed by polarized small-angle neutron scattering [Text] / S. V. Grigoriev, S. V. Maleyev, A. I. Okorokov [et al.] // Phys. Rev. B. — 2006. — Vol. 74. — P. 214414.
- [12] Corliss, L. M. Magnetic structure and critical properties of FeGe₂ [Text] / L. M. Corliss, J. M. Hastings, W. Kunnmann [et al.] // Phys. Rev. B. — 1985. — Vol. 31. — P. 4337–4346.
- [13] Лобов, И. Д. Магниторефрактивный эффект и гигантское магнитосопротивление в сверхрешетках Fe(t_x)/Cr [Текст] / И. Д. Лобов, М. М. Кириллова, Л. Н. Ромашев [и др.] // Физика твердого тела. — 2009. — Т. 51, № 12. — С. 2337.
- [14] Fraerman, A. A. Magnetic force microscopy of helical states in multilayer nanomagnets [Text] / A. A. Fraerman, B. A. Gribkov, S. A. Gusev [et al.] // J. Appl. Phys. — 2008. — Vol. 103. — P. 073916.
- [15] Yakata, S. Control of vortex chirality in regular polygonal nanomagnets using in-plane magnetic field [Text] / S. Yakata, M. Miyata, S. Nonoguchi [et al.] // Appl. Phys. Lett. — 2010. — Vol. 97. — P. 222503.
- [16] Вонсовский, С. В. Магнетизм [Текст] / С. В. Вонсовский. — Москва : Наука, 1971. — С. 553.
- [17] Ландау, Л. Д. Теоретическая физика, том 3. Квантовая механика, нерелятивистская теория [Текст] / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — Москва : Наука, 1989.
- [18] Fraerman, A. A. Diode effect in a medium with helical magnetic structure [Text] / A. A. Fraerman, O. G. Udalov // Phys. Rev. B. — 2008. — Vol. 77. — P. 094401.

- [19] Фраерман, А. А. Фотогальванический эффект в ферромагнетиках с некомпланарным распределением намагниченности [Текст] / А. А. Фраерман, О. Г. Удалов // Письма в ЖЭТФ. — 2008. — Т. 87. — С. 187.
- [20] Binasch, G. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange [Text] / G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach, W. Zinn // Phys. Rev. B. — 1989. — Vol. 39. — P. 4828–4830.
- [21] Zutic, I. Spintronics: Fundamentals and applications [Text] / I. Zutic, J. Fabian, S. D. Sarma // Rev. Mod. Phys. — 2004. — Vol. 76. — P. 323.
- [22] Thompson, Sarah M. The discovery, development and future of GMR: The Nobel Prize 2007 [Text] / Sarah M. Thompson // J. Phys. D: Appl. Phys. — 2008. — Vol. 41. — P. 093001.
- [23] Barnas, J. Angular dependence of giant magnetoresistance in magnetic multilayers [Text] / J. Barnas, O. Baksalary, A. Fert // Phys. Rev. B. — 1997. — Vol. 56, no. 10. — P. 6079–6085.
- [24] Dauguet, P. Angular dependence of the perpendicular giant magnetoresistance of multilayers [Text] / P. Dauguet, P. Gandit, J. Chaussy [et al.] // Phys. Rev. B. — 1996. — Vol. 54, no. 2. — P. 1083–1087.
- [25] Moodera, J. S. Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions [Text] / J. S. Moodera, Lisa R. Kinder, Terrilyn M. Wong, R. Meservey // Phys. Rev. Lett. — 1995. — Vol. 74. — P. 3273–3276.
- [26] Liu, Ruisheng. Tunneling magnetoresistance oscillations due to charging effects in MgO double barrier magnetic tunnel junctions [Text] / Ruisheng Liu, See-Hun Yang, Xin Jiang [et al.] // Appl. Phys. Lett. — 2012. — Vol. 100. — P. 012401.
- [27] Ohgushi, K. Spin anisotropy and quantum Hall effect in the kagomé lattice: Chiral spin state based on a ferromagnet [Text] / K. Ohgushi, S. Murakami, N. Nagaosa // Phys. Rev. B. — 1999. — Vol. 62. — P. R6065.
- [28] Katine, J. A. Device implications of spin-transfer torque [Text] / J. A. Katine, Eric E. Fullerton // J. Magn. Magn. Mater. — 2008. — Vol. 320. — P. 1217–1226.

- [29] Sato, H. Perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO magnetic tunnel junctions with a MgO/CoFeB/Ta/CoFeB/MgO recording structure [Text] / H. Sato, M. Yamanouchi, S. Ikeda [et al.] // Appl. Phys. Lett. — 2012. — Vol. 101. — P. 022414.
- [30] Rippard, W. H. Direct-Current Induced Dynamics in Co₉₀Fe₁₀/Ni₈₀Fe₂₀ Point Contacts [Text] / W. H. Rippard, M. R. Pufall, S. Kaka [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2004. — Vol. 92, no. 2. — P. 027201.
- [31] Moriyama, Takahiro. Phase locking and frequency doubling in spin-transfer-torque oscillators with two coupled free layers [Text] / Takahiro Moriyama, Giovanni Finocchio, Mario Carpentieri [et al.] // Phys. Rev. B. — 2012. — Vol. 86. — P. 060411.
- [32] Berger, L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current [Text] / L. Berger // Phys. Rev. B. — 1996. — Vol. 54. — P. 9353–9358.
- [33] Slonczewski, J. C. Current-driven excitation of magnetic multilayers [Text] / J. C. Slonczewski // J. Magn. Magn. Mater. — 1996. — Vol. 159. — P. L1–L7.
- [34] Katine, J. A. Current-Driven Magnetization Reversal and Spin-Wave Excitations in Co/Cu/Co Pillars [Text] / J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2000. — Vol. 84. — P. 3149–3152.
- [35] Vopsaroiu, M. Contactless magnetoresistance studies of Co/Cu multilayers using the infrared magnetorefractive effect [Text] / M. Vopsaroiu, D. Bozec, J. A. D. Matthew [et al.] // Phys. Rev. B. — 2004. — Vol. 70. — P. 214423.
- [36] Kravets, V. G. Optical and magneto-optical properties of (CoFe)_x(HfO₂)_{1-x} magnetic granular films [Text] / V. G. Kravets, A. K. Petford-Long, A. F. Kravets // J. Appl. Phys. — 2000. — Vol. 87. — P. 1762.
- [37] Kravets, V. G. Optical and magneto-optical properties and magnetorefractive effect in metal-insulator CoFe-Al₂O₃ granular films [Text] / V. G. Kravets, L. V. Poperenko, I. V. Yurgelevych [et al.] // J. Appl. Phys. — 2005. — Vol. 98. — P. 043705.
- [38] Baxter, R. J. Importance of the interband contribution to the magneto-refractive effect in Co/Cu multilayers [Text] / R. J. Baxter, D. G. Pettifor, E. Y. Tsymbal [et al.] // J. Phys.: Condens. Matter. — 2003. — Vol. 15. — P. L695.

- [39] Dresselhaus, G. Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures [Text] / G. Dresselhaus // Phys. Rev. — 1955. — Vol. 100, no. 2. — P. 580.
- [40] Рашба, Э. И. Комбинированный резонанс в полупроводниках [Текст] / Э. И. Рашба // Успехи физических наук. — 1964. — Т. 84, № 4. — С. 558.
- [41] Elliot, R. J. Theory of the effect of spin-orbit coupling on magnetic resonance in some semiconductors [Text] / R. J. Elliot // Phys. Rev. — 1954. — Vol. 96. — P. 266.
- [42] Luttinger, J. M. Theory of the Hall Effect in Ferromagnetic Substances [Text] / J. M. Luttinger // Phys. Rev. — 1958. — Vol. 112, no. 3. — P. 739–751.
- [43] Nagaosa, Naoto. Anomalous Hall effect [Text] / Naoto Nagaosa, Jairo Sinova, Shigeki Onoda [et al.] // Rev. Mod. Phys. — 2010. — Vol. 82. — P. 1539–1592.
- [44] Ивченко, Е. Л. Новый фотогальванический эффект в гиротропных кристаллах [Текст] / Е. Л. Ивченко // Письма в ЖЭТФ. — 1978. — Т. 27, № 11. — С. 640.
- [45] Ganichev, S. D. Conversion of Spin into Directed Electric Current in Quantum Wells [Text] / S. D. Ganichev, E. L. Ivchenko, S. N. Danilov [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Vol. 86. — P. 4358.
- [46] Ganichev, S. D. Spin-galvanic effect [Text] / S. D. Ganichev, E. L. Ivchenko, V. V. Bel'kov [et al.] // Nature. — 2002. — Vol. 417. — P. 153.
- [47] Ландау, Л. Д. Теоретическая физика, том 8. Электродинамика сплошных сред [Текст] / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — Москва : Наука, 1982.
- [48] Шпольский, Э. В. Атомная физика, том второй. Основы квантовой механики и строение электронной оболочки атома [Текст] / Э. В. Шпольский. — Москва : Наука, 1974.
- [49] Фраерман, А. А. Особенности распространения нейтронов в среде с геликоидальной магнитной структурой [Текст] / А. А. Фраерман, О. Г. Удалов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2007. — Т. 131, № 2. — С. 71–76.
- [50] Aharonov, Y. Origin of the geometric forces accompanying Berry's geometric potentials [Text] / Y. Aharonov, A. Stern // Phys. Rev. Lett. — 1992. — Vol. 69. — P. 3593.

- [51] Taguchi, Y. Spin Chirality, Berry Phase, and Anomalous Hall Effect in a Frustrated Ferromagnet [Text] / Y. Taguchi, Y. Oohara, H. Yoshizawa [et al.] // Science. — 2001. — Vol. 291. — P. 2573.
- [52] Bruno, P. Topological Hall Effect and Berry Phase in Magnetic Nanostructures [Text] / P. Bruno, V. K. Dugaev, M. Taillefumier // Phys. Rev. Lett. — 2004. — Vol. 93. — P. 096806.
- [53] Удалов, О. Г. Особенности транспортных свойств магнитных систем с некопланарным распределением намагниченности [Текст] : дис.... канд. физ.-мат. наук / О. Г. Удалов. — Нижний Новгород : Институт физики микроструктур РАН, 2008.
- [54] Ашкрофт, Н. Физика твердого тела, том 2 [Текст] / Н. Ашкрофт, Н. Мермин. — Москва : Мир, 1979. — С. 375–380.
- [55] Weber, P. Effect of magnetic ordering on the infrared spectra of holmium [Text] / P. Weber, M. Dressel // J. Magn. Magn. Mater. — 2004. — Vol. 272–276. — P. E1109.
- [56] Weber, P. Spin dependent transport and magnetic ordering in rare earth metals [Text] : Ph. D. thesis / P. Weber. — Stuttgart : Physikalisches Institut der Universität Stuttgart, 2004.
- [57] Koehler, W. C. Magnetic Structures of Holmium. I. The Virgin State [Text] / W. C. Koehler, J. W. Cable, M. K. Wilkinson, E. O. Wollan // Phys. Rev. — 1966. — Vol. 151. — P. 414.
- [58] Kravets, V. G. Magnetorefectance of ferromagnetic metal-insulator granular films with tunneling magnetoresistance [Text] / V. G. Kravets, L. V. Poperenko, A. F. Kravets // Phys. Rev. B. — 2009. — Vol. 79. — P. 144409.
- [59] Hrabovský, D. Jahn-Teller contribution to the magneto-optical effect in thin-film ferromagnetic manganites [Text] / D. Hrabovský, J. M. Caicedo, G. Herranz [et al.] // Phys. Rev. B. — 2009. — Vol. 79. — P. 052401.
- [60] Caicedo, J. M. Strong magnetorefractive and quadratic magneto-optical effects in $(\text{Pr}_{0.4}\text{La}_{0.6})_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ [Text] / J. M. Caicedo, M. C. Dekker, K. Dörr [et al.] // Phys. Rev. B. — 2010. — Vol. 82. — P. 140410.

- [61] Malak, Sidney T. Magnetotransmission spectra in $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_{3-\delta}$ epitaxial thin film with colossal magnetoresistance effect [Text] / Sidney T. Malak, Ryan Clayton-Cox, James R. Scheuermann [et al.] // J. Appl. Phys. — 2009. — Vol. 105. — P. 07D727.
- [62] Вдовичев, С. Н. Влияние неоднородного магнитного поля ферромагнитных наночастиц на свойства джозефсоновских переходов [Текст] : дис... канд. физ.-мат. наук / С. Н. Вдовичев. — Нижний Новгород : Институт физики микроструктур РАН, 2005.
- [63] Shinjo, T. Magnetic Vortex Core Observation in Circular Dots of Permalloy [Text] / T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf [et al.] // Science. — 2000. — Vol. 289. — P. 930–932.
- [64] Бабичев, А. П. Физические величины [Текст] / А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский ; Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. — Москва : Энергоатомиздат, 1991.
- [65] Mironov, V. L. MFM probe control of magnetic vortex chirality in elliptical Co nanoparticles [Text] / V. L. Mironov, B. A. Gribkov, A. A. Fraerman [et al.] // J. Magn. Magn. Mater. — 2007. — Vol. 312. — P. 153–157.
- [66] Prosandeev, S. Control of Vortices by Homogeneous Fields in Asymmetric Ferroelectric and Ferromagnetic Rings [Text] / S. Prosandeev, I. Ponomareva, I. Kornev, L. Bellaiche // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Vol. 100. — P. 047201.
- [67] Yang, T. Manipulation of magnetization states of ferromagnetic nanorings by an applied azimuthal Oersted field [Text] / T Yang, Nihar R. Pradhan, Abby Goldman [et al.] // Appl. Phys. Lett. — 2011. — Vol. 98. — P. 242505.
- [68] John, S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices [Text] / S. John // Phys. Rev. Lett. — 1987. — Vol. 58. — P. 2486.
- [69] Yablonovitch, E. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics [Text] / E. Yablonovitch // Phys. Rev. Lett. — 1987. — Vol. 58. — P. 2059.
- [70] Podolskiy, V. A. Plasmon modes and negative refraction in metal nanowire composites [Text] / V. A. Podolskiy, A. K. Sarychev, V. M. Shalaev // Opt. Express. — 2003. — Vol. 11. — P. 735.

- [71] Smith, D. R. Metamaterials and Negative Refractive Index [Text] / D. R. Smith, J. B. Pendry, M. C. K. Wiltshire // Science. — 2004. — Vol. 305. — P. 788.
- [72] Scalora, M. Ultrashort pulse propagation at the photonic band edge: Large tunable group delay with minimal distortion and loss [Text] / M. Scalora, R. J. Flynn, S. B. Reinhardt [et al.] // Phys. Rev. E. — 1996. — Vol. 54. — P. R1078.
- [73] Belotelov, V. I. Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals [Text] / V. I. Belotelov, I. A. Akimov, M. Pohl [et al.] // Nature Nanotechnology. — 2011. — Vol. 6. — P. 370–376.
- [74] Belotelov, V. I. Extraordinary Magneto-Optical Effects and Transmission through Metal-Dielectric Plasmonic Systems [Text] / V. I. Belotelov, L. L. Doskolovich, A. K. Zvezdin // Phys. Rev. Lett. — 2007. — Vol. 98. — P. 077401.
- [75] M.V.Sapozhnikov. Optical and magneto-optical resonances in nanocorrugated ferromagnetic films [Text] / M.V.Sapozhnikov, S.A.Gusev, B.B.Troitskii, L.V.Khokhlova // Opt. Lett. — 2011. — Vol. 36. — P. 4197.
- [76] Genet, C. Light in tiny holes [Text] / C. Genet, T.W. Ebbesen // Nature. — 2007. — Vol. 445. — P. 39–46.
- [77] Anceau, C. Local second-harmonic generation enhancement on gold nanostructures probed by two-photon microscopy [Text] / C. Anceau, S. Brasselet, J. Zyss, P. Gadenne // Opt. Lett. — 2003. — Vol. 28. — P. 713.
- [78] Lambrecht, B. Femtosecond decay-time measurement of electron-plasma oscillation in nanolithographically designed silver particles [Text] / B. Lambrecht, A. Leitner, F. R. Aussenegg // Appl. Phys. B. — 1997. — Vol. 64. — P. 269.
- [79] Murzina, T. V. Plasmonic and magnetic effects accompanying optical second-harmonic generation in Au/Co/Au nanodisks [Text] / T. V. Murzina, I. A. Kolmychek, A. A. Nikulin [et al.] // JETP Lett. — 2009. — Vol. 90, no. 7. — P. 504.
- [80] Papakostas, A. Optical Manifestations of Planar Chirality [Text] / A. Papakostas, A. Potts, D. M. Bagnall [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Vol. 90. — P. 107404.

- [81] Vallius, T. Optical activity in subwavelength-period arrays of chiral metallic particles [Text] / T. Vallius, K. Jefimovs, J. Turunen [et al.] // Appl. Phys. Lett. — 2003. — Vol. 83. — P. 234.
- [82] Schwanecke, A. S. Broken Time Reversal of Light Interaction with Planar Chiral Nanostructures [Text] / A. S. Schwanecke, A. Krasavin, D. M. Bagnall [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Vol. 91. — P. 247404.
- [83] Zhang, W. Giant optical activity in dielectric planar metamaterials with two-dimensional chirality [Text] / W. Zhang, A. Potts, D. M. Bagnall // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. — 2006. — Vol. 8. — P. 878.
- [84] Prosvirnin, S. L. Polarization effects in the diffraction of light by a planar chiral structure [Text] / S. L. Prosvirnin, N. I. Zheludev // Phys. Rev. E. — 2005. — Vol. 71. — P. 037603.
- [85] Fedotov, V. A. Asymmetric Propagation of Electromagnetic Waves through a Planar Chiral Structure [Text] / V. A. Fedotov, P. L. Mladyonov, S. L. Prosvirnin [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2006. — Vol. 97. — P. 167401.
- [86] Bassiri, S. Electromagnetic wave propagation through a dielectric-chiral interface and through a chiral slab [Text] / S. Bassiri, C. H. Papas, N. Engheta // J. Opt. Soc. Amer. A. — 1988. — Vol. 5. — P. 1450.
- [87] Shelankov, A. L. Reciprocity in reflection and transmission of light [Text] / A. L. Shelankov, G. E. Pikus // Phys. Rev. B. — 1992. — Vol. 46, no. 6. — P. 3326.
- [88] Groenewege, M. P. A theory of magneto-optical rotation in diamagnetic molecules of low symmetry [Text] / M. P. Groenewege // Molec. Phys. — 1962. — Vol. 5. — P. 541–563.
- [89] Baranova, N. B. Electrical analog of the Faraday effect and other new optical effects in liquids [Text] / N. B. Baranova, Yu. V. Bogdanov, B. Ya. Zeldovich // Opt. Commun. — 1977. — Vol. 22. — P. 243–247.

- [90] Krichevstov, B. B. Magnetospatial dispersion effect in magnetic semiconductors $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ [Text] / B. B. Krichevstov, R. V. Pisarev, A. A. Rzhevsky [et al.] // Phys. Rev. B. — 1998. — Vol. 57, no. 23. — P. 14611.
- [91] Brown, W. F. Possibility of Visual Observation of Antiferromagnetic Domains [Text] / W. F. Brown, S. Shtrikman, D. Treves // J. Appl. Phys. — 1963. — Vol. 34. — P. 1233.
- [92] Remer, L. Nonreciprocity in the optical reflection of magnetoplasmas [Text] / L. Remer, E. Mohler, W. Grill, B. Luthi // Phys. Rev. B. — 1984. — Vol. 30, no. 6. — P. 3277.
- [93] Yamamoto, S. Circuit theory for a class of anisotropic and gyrotropic thin-film optical waveguides and design of nonreciprocal devices for integrated optics [Text] / S. Yamamoto, T. Makimoto // J. Appl. Phys. — 1974. — Vol. 45. — P. 882–888.
- [94] Popkov, A. F. Nonreciprocal TE-mode phase shift by domain walls in magneto optic rib waveguides [Text] / A. F. Popkov, M. Fehndrich, M. Lohmeyer, H. Dotsch // Appl. Phys. Lett. — 1998. — Vol. 72. — P. 2508–2510.
- [95] Khazan, L. S. Exchange-induced optical spin transitions in semimagnetic semiconductors [Text] / L. S. Khazan, Yu. G. Rubo, V. I. Sheka // Phys. Rev. B. — 1993. — Vol. 47. — P. 13180.
- [96] Абрикосов, А. А. Основы теории металлов [Текст] / А. А. Абрикосов. — Москва : Наука, 1987.
- [97] Matveev, V. M. Effect of indirect exchange via conduction electrons on magnetic ordering of the layer type [Text] / V. M. Matveev, E. L. Nagaev // Sov. Phys.–JETP. — 1975. — Vol. 42. — P. 1094.
- [98] Нагаев, Э. Л. Физика магнитных полупроводников [Текст] / Э. Л. Нагаев. — Москва : Наука, 1979.
- [99] Calvo, M. Quantum theory of electrons in helical magnetic fields [Text] / M. Calvo // Phys. Rev. B. — 1978. — Vol. 19. — P. 5507.

- [100] Krizek, J. Optical properties of rare earth films in paramagnetic and magnetically ordered phases [Text] / J. Krizek, K. N. R. Taylor // J. Phys. F: Met. Phys. — 1975. — Vol. 5. — P. 774.
- [101] Wang, C. S. Band structure of nickel: Spin-orbit coupling, the Fermi surface, and the optical conductivity [Text] / C. S. Wang, J. Callaway // Phys. Rev. B. — 1974. — Vol. 9. — P. 4897.
- [102] Агранович, В. М. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов [Текст] / В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург. — Москва : Наука, 1979.
- [103] Баранова, Н. Б. Новые электрооптические и магнитооптические эффекты в жидкости [Текст] / Н. Б. Баранова, Ю. В. Богданов, Б. Я. Зельдович // Успехи физических наук. — 1977. — Т. 123, № 2. — С. 349.
- [104] Андреев, А. Ф. Симметрия и макроскопическая динамика магнетиков [Текст] / А. Ф. Андреев, В. И. Марченко // Успехи физических наук. — 1980. — Т. 130, № 1. — С. 39.
- [105] Cowburn, R. P. Single-Domain Circular Nanomagnets [Text] / R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1999. — Vol. 83. — P. 1042.
- [106] Zhou, F. Topological spin pumps: The effect of spin rotation on quantum pumps [Text] / F. Zhou // Phys. Rev. B. — 2004. — Vol. 70. — P. 125321.
- [107] Ford, G. W. Scattering and absorption of electromagnetic waves by a gyrotropic sphere [Text] / G. W. Ford, S. A. Werner // Phys. Rev. B. — 1978. — Vol. 18. — P. 6752.
- [108] Lin, Zhifang. Electromagnetic scattering by optically anisotropic magnetic particle [Text] / Zhifang Lin, S. T. Chui // Phys. Rev. E. — 2004. — Vol. 69. — P. 056614.
- [109] Tarento, R.-J. Mie scattering of magnetic spheres [Text] / R.-J. Tarento, K.-H. Benne-
mann, P. Joyes, J. VandeWalle // Phys. Rev. E. — 2004. — Vol. 69. — P. 026606.
- [110] Saxon, David S. Tensor Scattering Matrix for the Electromagnetic Field [Text] / David S. Saxon // Phys. Rev. — 1955. — Vol. 100, no. 6. — P. 1771–1775.

- [111] van Tiggelen, B. A. Transverse Diffusion of Light in Faraday-Active Media [Text] / B. A. van Tiggelen // Phys. Rev. Lett. — 1995. — Vol. 75. — P. 422.
- [112] Wiebel, S. Photonic Hall effect in absorbing media [Text] / S. Wiebel, A. Sparenberg, G. L. J. A. Rikken [et al.] // Phys. Rev. E. — 2000. — Vol. 62. — P. 8636.
- [113] Pinheiro, F. A. Magnetochiral scattering of light: Optical manifestation of chirality [Text] / F. A. Pinheiro, B. A. van Tiggelen // Phys. Rev. E. — 2002. — Vol. 66. — P. 016607.
- [114] Onoda, M. Hall Effect of Light [Text] / M. Onoda, S. Murakami, N. Nagaosa // Phys. Rev. Lett. — 2004. — Vol. 93. — P. 083901.
- [115] Дубовик, В. М. Мультипольное разложение в классической и квантовой теории поля и излучение [Текст] / В. М. Дубовик, А. А. Чешков // Физика элементарных частиц и атомного ядра. — 1974. — Т. 5, № 3. — С. 791–837.
- [116] Дубовик, В. М. Торойдные моменты в физике электромагнитных и слабых взаимодействий [Текст] / В. М. Дубовик, Л. А. Тосунян // Физика элементарных частиц и атомного ядра. — 1983. — Т. 14, № 5. — С. 1193–1228.
- [117] Kalish, A. N. Optical Properties of Toroidal Media [Text] / A. N. Kalish, V. I. Belotelov, A. K. Zvezdin // Proceedings of SPIE - The International Society For Optical Engineering. — Vol. 6728. — Minsk : S P I E - International Society for Optical Engineering, 2007. — P. 67283D.
- [118] Plokhov, D. I. Macroscopic quantum dynamics of toroidal moment in Ising-type rare-earth clusters [Text] / D. I. Plokhov, A. K. Zvezdin, A. I. Popov // Phys. Rev. B. — 2011. — Vol. 83. — P. 184415.
- [119] Hornreich, R. M. Theory of Gyrotropic Birefringence [Text] / R. M. Hornreich, S. Shtrikman // Phys. Rev. — 1968. — Vol. 171, no. 3. — P. 1065.
- [120] Гриднев, В. Н. Невзаимное отражение света от антиферромагнетиков [Текст] / В. Н. Гриднев // Письма в ЖЭТФ. — 1996. — Т. 64, № 2. — С. 101–104.

- [121] Krichevstov, B. B. Magnetospatial dispersion effect in magnetic semiconductors $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ [Text] / B. B. Krichevstov, R. V. Pisarev, A. A. Rzhevsky, V. N. Gridnev // Phys. Rev. B. — 1998. — Vol. 57, no. 23. — P. 14611.
- [122] Johnson, P. B. Optical Constants of the Noble Metals [Text] / P. B. Johnson, R. W. Christy // Phys. Rev. B. — 1972. — Vol. 6, no. 12. — P. 4370.
- [123] Berger, A. Quantitative vector magnetometry using generalized magneto-optical ellipsometry [Text] / A. Berger, M. R. Pufall // J. Appl. Phys. — 1999. — Vol. 85. — P. 4583.
- [124] Prejbeanu, I. L. In-plane reversal mechanisms in circular Co dots [Text] / I. L. Prejbeanu, M. Natali, L. D. Buda [et al.] // J. Appl. Phys. — 2002. — Vol. 91, no. 10. — P. 7343–7345.
- [125] Metlov, Konstantin A. Map of metastable states for thin circular magnetic nanocylinders [Text] / Konstantin A. Metlov, YoungPak Lee // Appl. Phys. Lett. — 2008. — Vol. 92. — P. 112506.
- [126] Girgis, E. Switching characteristics and magnetization vortices of thin-film cobalt in nanometer-scale patterned arrays [Text] / E. Girgis, J. Schelten, J. Shi [et al.] // Appl. Phys. Lett. — 2000. — Vol. 76, no. 25. — P. 3780–3782.
- [127] Fraerman, A. A. Rectangular lattices of permalloy nanoparticles: Interplay of single-particle magnetization distribution and interparticle interaction [Text] / A. A. Fraerman, S. A. Gusev, L. A. Mazo [et al.] // Phys. Rev. B. — 2002. — Vol. 65. — P. 064424.
- [128] Ландау, Л. Д. Теоретическая физика, том 2. Теория поля [Текст] / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — Москва : Наука, 1988.
- [129] Dehesa-Martinez, Carlos. Magneto-optical transverse Kerr effect in multilayers [Text] / Carlos Dehesa-Martinez, L. Blanco-Gutierrez, M. Velez [et al.] // Phys. Rev. B. — 2001. — Vol. 64. — P. 024417.
- [130] Zharov, Alexander A. Giant resonant magneto-optic Kerr effect in nanostructured ferromagnetic metamaterials [Text] / Alexander A. Zharov, Vladislav V. Kurin // J. Appl. Phys. — 2007. — Vol. 102. — P. 123514.

Список публикаций автора по теме диссертации

- [A1] Караштин, Е. А. Поглощение электромагнитного излучения системами с неколлинеарным распределением намагниченности [Текст] / Е. А. Караштин, О. Г. Удалов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2011. — Т. 140, № 6. — С. 1134.
- [A2] Караштин, Е. А. Оптическая активности в средах с некомпланарным распределением намагниченности [Текст] / Е. А. Караштин, О. Г. Удалов, А. А. Фраерман // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2009. — Т. 136, № 6. — С. 1127.
- [A3] Nonreciprocal light diffraction by a lattice of magnetic vortices [Text] / O. G. Udakov, M. V. Sapozhnikov, E. A. Karashtin [et al.] // Phys. Rev. B. — 2012. — Vol. 86. — P. 094416.
- [A4] Karashtin, E. A. Nonreciprocal light diffraction by a vortex magnetic particle of spherical shape [Text] / E. A. Karashtin // Phys. Rev. B. — 2013. — Vol. 87. — P. 094418.
- [A5] Удалов, О. Г. «Топологический» эффект Холла в средах с некомпланарным распределением намагниченности [Текст] / О. Г. Удалов, А. А. Фраерман, Е. А. Караштин // XIII международный симпозиум «Нанопизика и нанозлектроника» (Н. Новгород, 16-20 марта 2009 г). — Т. 1. — Н. Новгород : Институт физики микроструктур РАН, 2009. — С. 54–55.
- [A6] Караштин, Е. А. Особенности поглощения электромагнитных волн в системах с неколлинеарным распределением намагниченности [Текст] / Е. А. Караштин,

- О. Г. Удалов, А. А. Фраерман // XIV международный симпозиум «Нанопизика и наноэлектроника» (Н. Новгород, 15-19 марта 2010 г). — Т. 2. — Н. Новгород : Институт физики микроструктур РАН, 2010. — С. 388–389.
- [A7] Караштин, Е. А. Особенности высокочастотной проводимости в ГМС структурах [Текст] / Е. А. Караштин, О. Г. Удалов // XV международный симпозиум «Нанопизика и наноэлектроника» (Н. Новгород, 14-18 марта 2011 г). — Т. 2. — Н. Новгород : Институт физики микроструктур РАН, 2011. — С. 344–345.
- [A8] Особенности поглощения электромагнитных волн в системах с неколлинеарным распределением намагниченности [Текст] / М. В. Сапожников, А. А. Фраерман, О. Г. Удалов [и др.] // XVI международный симпозиум «Нанопизика и наноэлектроника» (Н. Новгород, 12-16 марта 2012 г). — Т. 1. — Н. Новгород : Институт физики микроструктур РАН, 2012. — С. 156–157.
- [A9] Караштин, Е. А. Особенности рассеяния электромагнитных волн системами с вихревой намагниченностью [Текст] / Е. А. Караштин, О. Г. Удалов, А. А. Фраерман // XVI международный симпозиум «Нанопизика и наноэлектроника» (Н. Новгород, 12-16 марта 2012 г). — Т. 1. — Н. Новгород : Институт физики микроструктур РАН, 2012. — С. 121–122.
- [A10] Караштин, Е. А. Ферромагнитные наноструктуры с тороидным моментом: невзаимные оптические эффекты [Текст] / Е. А. Караштин, О. Г. Удалов, А. А. Фраерман // XVII международный симпозиум «Нанопизика и наноэлектроника» (Н. Новгород, 11-15 марта 2013 г). — Т. 1. — Н. Новгород : Институт физики микроструктур РАН, 2013. — С. 124–125.
- [A11] Караштин, Е. А. Невзаимные эффекты в рассеянии неполяризованного рентгеновского излучения многослойной магнитной структурой вблизи края линии поглощения ферромагнетика [Текст] / Е. А. Караштин, Д. А. Татарский // XVII международный симпозиум «Нанопизика и наноэлектроника» (Н. Новгород, 11-15 марта 2013 г). — Т. 1. — Н. Новгород : Институт физики микроструктур РАН, 2013. — С. 126–127.

- [A12] Невзаимные и нелинейные эффекты при прохождении и отражении света от двухслойных магнитных пленок [Текст] / М. В. Сапожников, Е. А. Караштин, А. А. Фраерман [и др.] // XVII международный симпозиум «Нанопизика и наноэлектроника» (Н. Новгород, 11-15 марта 2013 г). — Т. 1. — Н. Новгород : Институт физики микроструктур РАН, 2013. — С. 159–160.
- [A13] Караштин, Е. А. Особенности транспортных свойств магнетиков с некомпланарной магнитной структурой [Текст] / Е. А. Караштин, О. Г. Удалов, А. А. Фраерман // Сборник трудов XXI Международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (Москва, 28 мая – 4 июня 2009 г.). — Москва : Физический факультет МГУ имени М. В. Ломоносова, 2009. — С. 1010–1012.
- [A14] Karashtin, E. Properties of High Frequency Conductivity in Noncollinear Ferromagnets [Text] / E. Karashtin, O. Udalov // International Symposium Spin Waves 2011 (St. Petersburg, June 5-11, 2011). — St. Petersburg : Ioffe Physical-Technical Institute, 2011. — P. 102.
- [A15] Udalov, O. G. Electromagnetic wave absorption in the system with non-collinear magnetic structure [Text] / O. G. Udalov, E. A. Karashtin // Book of Abstracts, Moscow international symposium on magnetism, august 21-25 2011. — Moscow : Faculty of Physics M. V. Lomonosov MSU, 2011. — P. 707.