

**На правах рукописи**

УДАЛОВ ОЛЕГ ГЕОРГИЕВИЧ

**ОСОБЕННОСТИ ТРАНСПОРТНЫХ СВОЙСТВ  
МАГНИТНЫХ СИСТЕМ С НЕКОМПЛАНАРНЫМ  
РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ НАМАГНИЧЕННОСТИ**

Специальность 01.04.07 – Физика конденсированного состояния

**А В Т О Р Е Ф Е Р А Т**  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

**Нижний Новгород - 2008**

Работа выполнена в Институте физики микроструктур РАН.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук  
Фраерман Андрей Александрович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук  
Демиховский Валерий Яковлевич  
ННГУ им. Н.И. Лобачевского

доктор физико-математических наук  
Марченко Владимир Иванович  
Институт физических проблем  
им. П.Л. Капицы

Ведущая организация: Физико-технический институт  
им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Защита состоится “25” сентября 2008 г. в 16 часов на заседании  
диссертационного совета Д 002.098.01 Института физики  
микроструктур РАН (603950, Нижний Новгород, ГСП-105, комната).

С диссертацией можно ознакомиться в научно-технической  
библиотеке института.

Автореферат разослан “25” августа 2008 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
доктор физико-математических наук  
Гайкович

К.П.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность темы

Исследование транспортных свойств систем с магнитной структурой в настоящее время является одним из бурно развивающихся направлений физики твердого тела. Это обусловлено перспективами использования магнитных систем для создания новых приборов электроники с более высоким быстродействием, надежностью и меньшим энергопотреблением. Значительным достижением в этой области стало открытие эффекта гигантского магнитосопротивления многослойных структур ферромагнетик/немагнитный металл [1]. Активно ведутся исследования явления перемагничивания таких многослойных структур посредством пропускания через них спин-поляризованного электрического тока [2]. Эффекты гигантского магнитосопротивления и перемагничивания током предполагается использовать для создания систем записи и хранения информации, а также для создания датчиков магнитного поля [3]. С точки зрения транспортных свойств наиболее исследованными в настоящее время являются системы, в которых распределение намагниченности коллинеарно или неколлинеарно, но компланарно. Исследования транспортных свойств материалов и структур с некомпланарным распределением намагниченности начаты сравнительно недавно. Интерес к таким материалам и структурам обусловлен тем, что в них возникают качественно новые явления. В частности, в ряде веществ, которые обладают некомпланарной магнитной структурой, экспериментально обнаружен и описан теоретически “топологический” эффект Холла, не возникающий в компланарных системах [4].

Другим фактором, стимулирующим развитие теории транспортных явлений в системах с магнитным упорядочением, является значительный прогресс в области создания искусственных структур со сложным (в том числе и некомпланарным) пространственным распределением намагниченности.

### Цель работы

Целью данной работы является исследование особенностей транспортных свойств магнитных систем с некомпланарным распределением намагниченности.

### Научная новизна

1. Впервые проведен расчет угловых зависимостей коэффициентов отражения нейтронов от среды с некомпланарным геликоидальным распределением намагниченности за рамками борновского приближения. Показано, что в угловых зависимостях коэффициента отражения возникает дополнительная особенность при переходе от компланарного распределения намагниченности к некомпланарному.
2. Построена феноменологическая теория, описывающая поправки к линейной и нелинейной проводимости магнитных сред, возникающие, если распределение намагниченности некомпланарно. Показано, что среды с некомпланарным распределением намагниченности обладают оптической активностью, в них возникает “топологический” эффект Холла и эффект выпрямления электрического тока.
3. Рассчитаны вольт-амперные характеристики среды с геликоидальным распределением намагниченности. Показано, что в такой среде существует эффект выпрямления переменного тока.

### Научная и практическая значимость.

Результаты диссертации позволяют продвинуться в понимании особенностей транспортных явлений в системах с магнитным упорядочением и могут быть использованы при создании новых приборов спиновой электроники. Теоретически предсказанный в диссертации эффект выпрямления переменного электрического тока в среде с некомпланарной магнитной структурой расширяет список эффектов, которые возникают в магнито-упорядоченных материалах. Построенная в работе феноменологическая теория позволяет на основе знания магнитной структуры какой-либо системы предсказать возможные особенности проводимости этой системы, такие как “топологический” эффект Холла, оптическая активность и эффект выпрямления переменного тока. На основе феноменологической теории можно качественно предсказать зависимость указанных эффектов от внешнего магнитного поля, что является важным с экспериментальной точки зрения. Развитая в данной работе микроскопическая теория проводимости среды с

геликоидальной магнитной структурой раскрывает механизмы возникновения диодного эффекта в ней и позволяет сделать оценки его величины для конкретного материала.

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

1. По угловым зависимостям коэффициентов отражения нейтронов от среды с геликоидальной некомпланарной магнитной структурой можно обнаружить снятие краммеровского вырождения спектра нейтронов в такой среде.
2. Анализ симметрии показывает, что в среде с некомпланарным распределением намагниченности могут существовать “топологический” эффект Холла, оптическая активность и эффект выпрямления электрического тока.
3. Микроскопическими механизмами возникновения диодного эффекта в среде с геликоидальной некомпланарной магнитной структурой являются асимметрия групповой скорости, упругого рассеяния и переходов между спиновыми подзонами электронов проводимости.

#### **Личный вклад автора в полученных результатах**

Вклад автора в совместных с научным руководителем исследованиях следующий:

- основной в расчете отражения нейтронов от поверхности геликоидальной магнитной структуры [A1].
- равнозначный в расчет вольт-амперной характеристики среды с геликоидальной магнитной структурой. [A2].
- равнозначный в расчет фотогальванического эффекта в среде с геликоидальной магнитной структурой [A3].

#### **Апробация полученных результатов работы**

Результаты данной работы опубликованы в отечественных и зарубежных журналах, а также докладывались на всероссийских и международных конференциях: Симпозиум “Нанофизика и нанoeлектроника” (Н.Новгород, 2006, 2007, 2008 года), Конференция “Новые Магнитные Материалы 2006” (Москва, 2006 год), “International Conference on Nanoscale Magnetism 2007” (Турция, Стамбул, 2007 год), INTAS Workshop 2006 “Hierarchy of scales in magnetic nanostructures” (Н. Новгород, 2006 год), Advanced research

workshop “Meso-06” (Черноголовка, 2006 год). Кроме того, результаты данной работы были доложены на семинарах в Институте физики микроструктур РАН, Институте физических проблем им. П.Л. Капицы, Нижегородском государственном университете им. Н.И. Лобачевского и Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе.

#### **Публикации**

По теме диссертации опубликовано 11 печатных работ, в том числе 4 статьи в реферируемых журналах и 7 в сборниках материалов международных и всероссийских конференций.

#### **Структура и объём диссертации**

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения. Общий объем диссертации составляет 111 страниц, включая 29 рисунков. Список цитируемой литературы включает 98 наименований, список публикаций автора по теме диссертации – 11 наименований.

#### **Основное содержание диссертации**

Во **Введении** обоснована актуальность темы исследований, показана ее научная новизна и практическая значимость, сформулированы цели работы, а также представлены сведения о структуре и содержании работы; приводятся положения, выносимые на защиту.

**Глава 1** представляет собой обзор литературы по теме диссертации. Рассмотрены работы, посвященные исследованию проявления обменного и спин-орбитального взаимодействия в транспортных свойствах различных материалов и структур. Приведен обзор существующих некомпланарных структур. С точки зрения симметрии проанализированы особенности поведения электронов в таких структурах в рамках s-d модели. Показано, что для электронов проводимости в среде с некомпланарным распределением намагниченности за счет обменного взаимодействия может быть снято краммеровское вырождение энергетического спектра. Приведен обзор работ, посвященных теоретическим и экспериментальным исследованиям “топологического” эффекта Холла в средах с некомпланарным распределением

намагниченности. Кроме того, кратко рассмотрены работы, посвященные магнитной нейтронографии геликоидальных магнитных структур.

**Глава 2** посвящена исследованию особенностей отражения нейтронов от среды с геликоидальной некомпланарной магнитной структурой. Теоретически показано, что в эксперименте по магнитной нейтронографии можно наблюдать снятие крамерсовского вырождения спектра нейтронов в среде с некомпланарной магнитной структурой на примере магнитной спирали.

Рассмотрена задача об отражении поляризованных нейтронов от полубесконечной среды с геликоидальной магнитной структурой.

Распределение индукции магнитного поля в среде описывалось выражением:

$$\vec{B} = (b \cos(qz), b \sin(qz), B_z). \quad (1)$$

Данное распределение может быть как компланарным, если  $qB_z b = 0$ , так и некомпланарным, если  $qB_z b \neq 0$ . Ось геликоида – ось  $z$  – направлена перпендикулярно границе раздела. Предполагается, что период магнитной структуры много больше периода кристаллической решетки. Подобная магнитная структура реализуется в кристаллах редкоземельных элементов, таких как гольмий, диспрозий, эрбий, а также в таких соединениях как MnSi или FeGe.

Для описания нейтронов в рассматриваемой системе использовано уравнение Шредингера в виде:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_n} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \chi(z) U_0 \Psi - \vec{B} \hat{\mu} \Psi = \varepsilon \Psi, \quad (2)$$

$$\vec{B}(\vec{r}) = (b \cos(qz) \chi(z), b \sin(qz) \chi(z), B_z),$$

$$\chi(z) = \begin{cases} 1, & z \geq 0 \\ 0, & z < 0 \end{cases} \quad (3)$$

где  $m_n$  – масса нейтрона,  $\hat{\mu} = \frac{\gamma_n e \hbar}{2m_n c} \hat{\sigma}$  – оператор магнитного момента

нейтрона ( $\gamma_n = -1,91$ ,  $\hat{\sigma}$  – вектор матриц Паули,  $c$  – скорость света,  $e$  – величина заряда электрона),  $U_0$  – средняя по кристаллу энергия взаимодействия нейтронов с ядрами.

Найдены волновые функции и энергетический спектр нейтронов и в вакууме и в веществе. Спектр нейтронов в вакууме имеет параболический вид. Спектр нейтронов в среде с геликоидальной магнитной структурой  $\varepsilon_{sp}^{\pm}(\vec{k})$  определяется формулой:

$$\varepsilon_{sp}^{\pm}(\vec{k}) = U_0 + \frac{\hbar^2}{2m_n} \left[ k_z^2 + k_x^2 + k_y^2 + \frac{q^2}{4} \pm \sqrt{q^2 k_z^2 + |\vec{B}|^2 - 2\vec{B}_z q k_z} \right]. \quad (4)$$

Здесь  $\vec{B} = \gamma_n e \vec{B} / \hbar c$ .

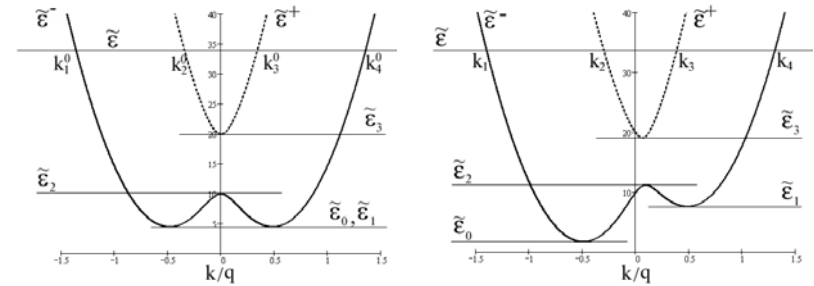


Рис. 1. Спектр нейтронов в магнитной спирали. (а) -  $B_z = 0$ ; (б) -  $B_z \neq 0$ .

Угловые зависимости коэффициента отражения нейтронов содержат информацию об особенностях спектра нейтронов в ферромагнитной спирали. Изменяя угол падения нейтронов на образец, мы проходим все экстремумы спектра (рис. 1). Наиболее интересной особенностью спектра нейтронов в магнитной спирали является снятие крамерсовского вырождения при переходе от компланарного (рис. 1а) распределения намагниченности к некомпланарному (рис. 1б). Снятие крамерсовского вырождения проявляется в расщеплении по энергии двух экстремумов  $\tilde{\varepsilon}_0$  и  $\tilde{\varepsilon}_1$ .

В работе рассчитаны угловые зависимости коэффициентов отражения нейтронов от ферромагнитной спирали (рис. 2). Параметры  $b = 38,9 \cdot 10^3$  Гс,  $q = 1,24 \text{ нм}^{-1}$  (при температуре  $70^\circ \text{ К}$ ),  $U_0 = 6,9 \cdot 10^{-8}$  эВ взяты для гольмия, длина волны нейтронов  $\lambda = 1 \text{ нм}$ , величина внешнего поля  $B_z = 2 \text{ кГс}$ . Углы, обозначенные  $\theta_{0,1,2,3}$  на рисунке 2, соответствуют энергиям нейтронов  $\tilde{\varepsilon}_{0,1,2,3}$  (рис. 1).

Угловая зависимость коэффициента отражения с изменением поляризации нейтрона существенно зависит от наличия или отсутствия внешнего магнитного поля  $B_z$ . В отсутствие z-компоненты магнитного поля зависимости  $R_{\uparrow\downarrow}$  и  $R_{\downarrow\uparrow}$  имеют лишь один критический угол, соответствующий минимально возможной энергии нейтронов в среде, тогда как в присутствии внешнего поля на кривых  $R_{\uparrow\downarrow}$  и  $R_{\downarrow\uparrow}$  появляется еще один критический угол  $\theta_1$ . Такое поведение является следствием асимметрии энергетического спектра нейтронов в ферромагнитной спирали (неравенства энергий  $\tilde{\varepsilon}_0 \neq \tilde{\varepsilon}_1$ ).

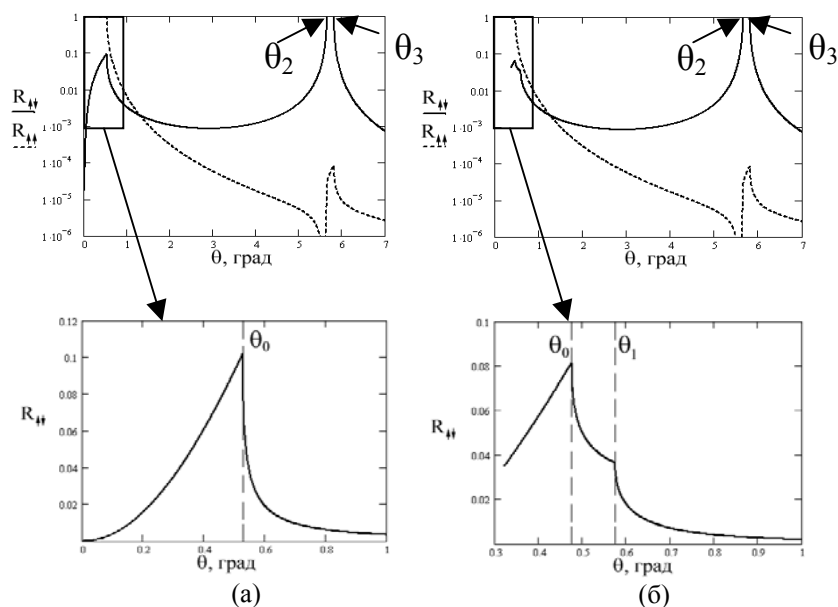


Рис. 2. Угловые зависимости коэффициента отражения нейтронов.  $\theta$  - угол скольжения нейтронов. Падающие нейтроны поляризованы по внешнему полю. (а) -  $B_z = 0$  кГс; (б) -  $B_z = 2$  кГс.

В Главе 3 изложена феноменологическая теория особенностей проводимости сред с неоднородным распределением намагниченности. Показано, что в среде некомпланарным распределением намагниченности могут возникать новые по

сравнению с “компланарными средами” транспортные явления, а также на основе анализа симметрии определен вид тензоров проводимости, описывающих эти явления.

В работе сделан ряд предположений относительно среды, транспортные свойства которой исследуются. Считается, что амплитуда намагниченности  $|\vec{M}(\vec{r})|$  одинакова во всех точках этой среды, и  $\vec{M}(\vec{r})$  может только поворачиваться при переходе из одной точки в другую. При этом намагниченность вращается в пространстве медленно, т.е. поворот на угол порядка  $\pi$  происходит на расстояниях существенно больших, чем постоянная решетки и длина свободного пробега электрона. Основное предположение относительно исследуемой среды состоит в том, что обменное взаимодействие является в ней доминирующим и всеми релятивистскими взаимодействиями можно пренебречь. Задача состоит в нахождении возможного вида поправок к проводимости, возникающих из-за неоднородности распределения намагниченности.

Так как намагниченность вращается в среде медленно, то проводимость можно представить в виде суммы проводимости однородной среды и поправок, связанных с неоднородностью и зависящих, соответственно, от пространственных производных намагниченности. Таким образом, плотность тока в среде, помещенной во внешнее электрическое поле  $\vec{E}$ , имеет вид:

$$j = \sigma_0(\vec{E}, |\vec{M}|)\vec{E} + \sigma_M(\vec{M}, \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \vec{M}, \dots, \vec{E})\vec{E} + \sigma_{ME}(\vec{M}, \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \vec{M}, \dots, \nabla \vec{E}) \quad (5)$$

Зависимость проводимости от электрического поля означает возможность существования нелинейных эффектов. Первое слагаемое правой части (5) описывает проводимость однородной среды. Второе слагаемое связано с неоднородностью намагниченности, а третье слагаемое зависит еще и от производной по электрическому полю и описывает пространственную дисперсию.

На возможный вид тензоров проводимости  $\sigma_M$  и  $\sigma_{ME}$  накладывается два ограничения. Первое связано с тем, что при инверсии пространства знак тока должен меняться на противоположный. Второе ограничение связано с отсутствием в системе релятивистских взаимодействий. Это подразумевает, что 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, тензоры  $\sigma_M$  и  $\sigma_{ME}$  должны быть инвариантны относительно вращения намагниченности. Из этого ограничения следует, что линейных по намагниченности эффектов в такой среде не может быть.

В диссертации построены тензоры  $\sigma_M$  и  $\sigma_{ME}$ , удовлетворяющие двум указанным требованиям. В параграфе 3.1 представлен единственно возможный тензор, описывающий линейный по электрическому полю вклад в ток и содержащий два вектора намагниченности:

$$\sigma_{i,j}^{MR} = K_1 \delta_{ij} \sum_k \left( \frac{\partial \vec{M}}{\partial x_k} \right)^2 + K_2 \left( \frac{\partial \vec{M}}{\partial x_i}, \frac{\partial \vec{M}}{\partial x_j} \right). \quad (6)$$

Данный тензор описывает эффект гигантского магнитосопротивления [1]. Из выражения (6) следует, что магнитосопротивление может существовать в системах с компланарным распределением намагниченности.

Единственный тензор, который содержит три вектора намагниченности и описывает линейный по электрическому полю эффект, имеет вид (3.2):

$$\sigma_{i,j}^H = K_H \left( \vec{M}, \left[ \frac{\partial \vec{M}}{\partial x_i}, \frac{\partial \vec{M}}{\partial x_j} \right] \right). \quad (7)$$

Из свойств векторного произведения следует, что тензор  $\sigma^H$  является антисимметричным. Таким образом, он описывает эффект типа эффекта Холла. Его называют “топологическим” эффектом Холла. Нетрудно видеть, что тензор (7) отличен от нуля только в системе с некомпланарным распределением намагниченности, изменяющейся при этом, как минимум, по двум направлениям. Примером такой системы является частица с вихревым распределением намагниченности. В работе сделана оценка величины этого эффекта на основе полуклассической микроскопической модели, предложенной в работе [5], для круглых “вихревых частиц” из кобальта. При комнатной температуре в отсутствие внешнего магнитного поля в частице диаметром 100 нм отношение поперечного сопротивления, возникающего из-за “топологического” эффекта Холла, к продольному составляет  $10^{-5}$ .

При этом величина аномального эффекта Холла в такой частице составляет, по оценкам,  $10^{-6}$ .

Кроме “топологического” эффекта Холла в некомпланарных магнитных системах может также существовать линейный эффект другого рода. Если электрическое поле неоднородно в пространстве, то возможна добавка к проводимости, пропорциональная линейной пространственной производной электрического поля. В оптике данный эффект называется оптической активностью. Тензор, описывающий этот эффект, представлен в параграфе 3.3:

$$\sigma_{i,j}^{OA} = \hat{\alpha}_{ijklmn}^{OA} \left( \vec{M}, \left[ \frac{\partial \vec{M}}{\partial x_i}, \frac{\partial^2 \vec{M}}{\partial x_m \partial x_n} \right] \right) \frac{\partial}{\partial x_k}. \quad (8)$$

Симметрия тензора шестого ранга, стоящего перед смешанным произведением, определяется кристаллической симметрией. Тензор (8) отличен от нуля только в случае некомпланарного распределения намагниченности. Отметим, что тензор  $\sigma_{i,j}^{OA}$  может быть отличен от нуля и в одномерной системе. В качестве примера распределения намагниченности, для которого данный тензор не равен нулю, можно привести магнитную спираль, в которой “топологического” эффекта Холла не может существовать. Оценки показывают, что относительная поправка к проводимости для среды с параметрами, близкими к параметрам гольмия, в области плазменного резонанса составляет  $10^{-6}$ .

В 3.4 построен тензор квадратичной проводимости:

$$\sigma_{ijk}^O = \alpha_{ijklmn}^O \left( \vec{M}, \left[ \frac{\partial \vec{M}}{\partial x_i}, \frac{\partial^2 \vec{M}}{\partial x_m \partial x_n} \right] \right). \quad (9)$$

Диодный эффект, как видно из (9), также может существовать только в среде с некомпланарным распределением намагниченности. Примером такого распределения является геликоид.

В **Главе 4** данной диссертации определены микроскопические механизмы возникновения диодного эффекта в среде с некомпланарной геликоидальной магнитной структурой.

Рассмотрена следующая задача. Бесконечная среда с магнитной структурой в виде спирали находится во внешнем однородном (вообще говоря, переменном) поле  $\vec{E}$ , направленном вдоль оси геликоида – оси  $z$ . Предполагается, что среда является металлом. Электроны в среде рассеиваются на немагнитных примесях, а также

на фононах. Необходимо вычислить квадратичную по электрическому полю компоненту тока.

Описание электронов проводимости осуществлено на основе s-d модели Вонсовского, в рамках которой магнитные свойства вещества определяются локализованными d-электронами, а транспортные свойства – делокализованными s-электронами. s и d электроны взаимодействуют друг с другом обменным образом. Электроны проводимости описываются в этом случае уравнением Шредингера вида:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e}\Delta\Psi - J\hat{\sigma}\vec{M}\Psi = \varepsilon\Psi, \quad (10)$$

где  $m_e$  - масса электрона. Под  $J$  понимается эффективная обменная константа (она имеет размерность энергии), а под  $\vec{M}$  - единичный вектор, направленный вдоль магнитного момента. Для среды с геликоидальной магнитной структурой имеем:

$$\vec{M} = (\sqrt{1-m_z^2}\cos(qz), \sqrt{1-m_z^2}\sin(qz), m_z). \quad (11)$$

При решении использовалось квазиadiaбатическое приближение, в рамках которого предполагается, что период прецессии спина электрона проводимости вокруг намагниченности мал по сравнению с периодом вращения магнитного поля в системе координат, связанной с электроном. Это соответствует выполнению условия  $\beta = \hbar^2 q k_z / 2m_e J \ll 1$ .

В первом параграфе рассматривается случай постоянного электрического поля, которое приводит только к перераспределению электронов по состояниям в каждой из спиновых подзон по отдельности и не вызывает переходы электронов из одной спиновой подзоны в другую. Выпрямление электрического тока в этом случае возникает из-за асимметрии спектра электронов и из-за асимметрии упругого рассеяния электронов на примесях и фононах. Под асимметрией спектра здесь понимается наличие в спектре кубических по квазиимпульсу слагаемых. Асимметрия рассеяния означает, что выполняется неравенство  $W^{ij}(k_1, k_2) \neq W^{ij}(-k_1, -k_2)$  (здесь  $W^{ij}$  - вероятность перехода при рассеянии из состояния с квазиимпульсом  $k_1$  в спиновой подзоне  $i$  в состояние с  $k_2$  в спиновой подзоне  $j$ ). Асимметрия спектра и асимметрия рассеяния возникают в кубическом по параметру квазиadiaбатичности приближении.

Описание поведения электронного газа в работе проведено на основе кинетического уравнения Больцмана:

$$-eE \frac{\partial f^\pm(\vec{k})}{\partial \hbar k_z} = I_{\text{scat}}[f^+(\vec{k}), f^-(\vec{k})], \quad (12)$$

в котором  $f^\pm(\vec{k})$  - функция распределения по состояниям,  $E$  - z-компонента электрического поля. Интеграл столкновений, стоящий в правой части уравнения, включает рассеяние на немагнитных примесях и на фононах.

Нелинейный ток, возникающий в среде, определяется выражением:

$$j_Q = e(\epsilon E \tau)^2 \frac{\epsilon_f}{\hbar^3} m_z \beta_f^3 (\tilde{c}_1 + \tilde{c}_2 \frac{J^2}{\epsilon_f^2}), \quad (13)$$

где  $\tau$  - время релаксации электронов по импульсу,  $\epsilon_f$  - энергия Ферми,  $\beta_f = \hbar^2 q k_f / 2m_e J$ ,  $k_f$  - квазиимпульс Ферми,  $\tilde{c}_{1,2}$  - константы.

Из выражения (13) следует, что квадратичная компонента электрического тока отлична от нуля только в случае некомпланарной магнитной спирали. Величина квадратичного тока пропорциональна кубу параметра адиабатичности  $\beta$ . Выражение для тока состоит из двух слагаемых. Первое слагаемое возникает из-за асимметрии рассеяния, а второе из-за асимметрии спектра.

В работе сделана оценка диодного эффекта для редкоземельных металлов типа Ho, Dy, Er, в которых при достаточно низких температурах возникает геликоидальная магнитная структура. При приложении к образцу электрического поля 100 В/см, квадратичная компонента электрического тока составит величину порядка  $j_Q \approx 10^3$  А/м<sup>2</sup>. При этом линейная по электрическому полю компонента тока - порядка  $j_L \approx 10^{11}$  А/м<sup>2</sup>.

В параграфе 4.2 рассмотрен случай высокочастотного электрического поля, которое может приводить к переходам электронов проводимости между различными спиновыми подзонами. В этом случае эффект выпрямления возникает уже в первом порядке по параметру квазиadiaбатичности. Он обусловлен асимметрией переходов электронов проводимости из одной спиновой подзоны в другую. Под асимметрией переходов подразумевается то, что относительное изменение групповой скорости электрона при переходе из одной спиновой подзоны в

другую неодинаково для электронов, движущихся в противоположных направлениях, что и приводит к возникновению постоянного тока.

Вероятность переходов в работе вычислена в электро-дипольном приближении. Для описания электронного газа используется кинетическое уравнение Больцмана вида:

$$-\frac{f^{(1)\pm}(\vec{k})}{\tau} = \int d^3k' W_{\vec{k}\vec{k}'}^{\pm} (f^{(0)\pm}(\vec{k}) - f^{(0)\mp}(\vec{k}')), \quad (14)$$

где  $W_{\vec{k}\vec{k}'}^{\pm}$  - вероятность перехода электрона из нижней спиновой подзоны в верхнюю,  $f^{(0)\pm}$  - равновесная функция распределения,  $f^{(1)\pm}$  - поправка к функции распределения, возникающая под действием переменного электрического поля.

Плотность постоянного тока, текущего в системе вдоль оси геликоида, определяется выражением:

$$j_z^{\text{инт}} \approx -e^3 \frac{\tau}{\hbar m_e} \frac{1}{32\pi^2} q^2 m_z \beta_f E_{\omega}^2. \quad (15)$$

При получении данной формулы предполагалось, что спектральная плотность интенсивности падающего излучения одинакова во всем интервале частот, где возможны переходы, и равна  $E_{\omega}^2$ . Из выражения (15) видно, что постоянный ток отличен от нуля, только если распределение намагниченности некомпланарно.

В работе сделаны оценки величины постоянного тока для редкоземельных металлов (Ho, Dy, Er). Если на такой металл с геликоидальной магнитной структурой падает электромагнитное излучение интенсивностью  $I = 10^{11}$  эрг / (с · см<sup>2</sup>), частотой  $\omega_j \approx J / \hbar \approx 10^{13}$  с<sup>-1</sup> и шириной спектра  $\Delta\omega \approx m q \sqrt{\epsilon_F / m_e} \approx 10^{12}$  с<sup>-1</sup>, то плотность тока, который потечет в образце, составит  $j \approx 10^{14}$  ед.СГС  $\approx 10^3$  А / м<sup>2</sup>.

Отметим в заключение, что, несмотря на малость, эффект выпрямления переменного электрического тока в среде с геликоидальной магнитной структурой является наблюдаемым и в области низких и в области высоких частот.

**В Заключении** представлены основные результаты работы:

1. Рассчитаны угловые зависимости коэффициентов отражения поляризованных нейтронов от среды с геликоидальной магнитной структурой. Показано, что в области углов, близких к углу полного

внешнего отражения, при переходе от компланарного распределения магнитного поля в среде к некомпланарному на угловой зависимости коэффициента отражения нейтронов с переворотом спина появляется дополнительный критический угол.

2. Развита феноменологическая теория, описывающая поправки к проводимости магнитных сред, обусловленные неоднородностью распределения намагниченности. Показано, что среды с некомпланарным распределением намагниченности могут быть оптически активными; также в них могут наблюдаться “топологический” эффект Холла и эффект выпрямления электрического тока.

3. В рамках микроскопической модели показано, что вольт-амперная характеристика среды с геликоидальной некомпланарной магнитной структурой в случае постоянного внешнего поля содержит члены квадратичные по электрическому полю. Причина возникновения диодного эффекта в такой среде – асимметрия спектра и асимметрия упругого рассеяния электронов проводимости.

4. Построена микроскопическая теория эффекта выпрямления переменного электрического тока, возникающего в среде с геликоидальной некомпланарной магнитной структурой, для случая переменного внешнего поля с частотой, близкой к частоте переходов электронов проводимости между спиновыми подзонами. Показано, что возникновение этого эффекта обусловлено асимметрией фотовозбуждения электронов проводимости.

### Список цитированной литературы

- [1] Baibich, M.N. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices / M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, et al. // Physical Review Letters .- 1988 .- V. 61 .- N. 21 .- P. 2472
- [2] Myers, E. B. Current-Induced Switching of Domains in Magnetic Multilayer Devices / E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine, R. N. Louie, R. A. Buhrman // Science .- 1999 .- V. 285 .- P. 867–870
- [3] Hirota, E. Giant magneto-resistance devices / E. Hirota, H. Sakakima, K. Inomata // Berlin, Springer .- 2002
- [4] Taguchi, Y. Spin chirality, Berry phase, and anomalous Hall effect in a frustrated ferromagnet / Y. Taguchi, Y. Oohara, H. Yoshizawa, et. al // Science .- 2001 .- V. 291 .- P. 2573



[5] Aharonov, Ya. Origin of the geometric forces accompanying Berry's geometric potentials / Ya. Aharonov, A. Stern // Physical Review Letters .- 1992 .- V. 69 .- N. 25 .- P. 3593

#### **Список публикаций автора по теме диссертации**

[A1] Фраерман, А.А. Особенности распространения нейтронов в среде с геликоидальной магнитной структурой / А.А. Фраерман, О.Г. Удалов // ЖЭТФ .- 2007 .- т. 131 .- вып. 2, с. 71-76.

[A2] Фраерман, А.А. Фотогальванический эффект в ферромагнетиках с некомпланарным распределением намагниченности / А.А. Фраерман, О.Г. Удалов // Письма в ЖЭТФ – 2008. – т.87. – вып. 3, с.187-191.

[A3] Fraerman, A.A. Diode effect in the medium with a helical magnetic structure / A.A. Fraerman, O.G. Udalov // Physical Review B .- 2008 .- Vol. 77 .- №9, p. 094401-094404.

[A4] Фраерман, А.А. Особенности распространения нейтронов в среде с геликоидальной магнитной структурой / А.А. Фраерман, О.Г. Удалов // Известия РАН. Серия Физическая .- 2007 .- т. 71 .- №1, с.32-36.

[A5] Фраерман, А.А. Особенности распространения нейтронов в среде с геликоидальной магнитной структурой / Фраерман А.А., Удалов О.Г. // Материалы всероссийского симпозиума “Нанопизика и нанопэлектроника” (Н.Новгород, 13-17 марта 2006 г) .- 2006 .- т.1, с.25-29.

[A6] Удалов, О.Г. Особенности движения электронов в мезоскопических системах с ферромагнитной спиралью / О.Г. Удалов, А.А. Фраерман // Сборник трудов XX международной школы-семинара “Новые магнитные материалы микроэлектроники” (Москва, 12-16 июня 2006 г) .- 2006, с. ВП-17.

[A7] Фраерман, А.А. Диодный эффект в среде с геликоидальной магнитной структурой / А.А. Фраерман, О.Г. Удалов // XI международный симпозиум “Нанопизика и нанопэлектроника” (Н.Новгород, 10-14 марта 2007 г) .- 2007 .- т.1, с.239-240.

[A8] Фраерман, А.А. Фотогальванический эффект в некомпланарных магнитных системах / А.А. Фраерман, О.Г. Удалов // XI международный симпозиум “Нанопизика и нанопэлектроника” (Н.Новгород, 10-14 марта 2007 г) .- 2007 .- т.1, с.241-242.

[A9] Udalov, O.G. Diode effect in the medium with a helical magnetic structure / O.G. Udalov, A.A. Fraerman // Book of abstracts of International Conference on Nanoscale Magnetism 2007 (June 25-29, 2007, Istanbul, Turkey) .- 2007, p.117.

[A10] Фраерман, А.А. Теория диодного и фотогальванического эффектов в среде с геликоидальной магнитной структурой / А.А. Фраерман, О.Г. Удалов // XII международный симпозиум “Нанопизика и нанопэлектроника” (Н.Новгород, 10-14 марта 2008 г) .- 2008 .- т.2 , с.279-280.

[A11] Фраерман, А.А. Естественная оптическая активность и "топологический эффект Холла" в средах с некомпланарным распределением намагниченности / А.А. Фраерман, О.Г. Удалов // XII международный симпозиум “Нанопизика и нанопэлектроника” (Н.Новгород, 10-14 марта 2008 г) .- 2008 .- т.2, с.291-292

Автореферат

Подписано к печати 26.06.2008г. Тираж 100 экз.  
Отпечатано на ризографе в Институте физики микроструктур РАН  
603950, Нижний Новгород, ГСП-105

УДАЛОВ ОЛЕГ ГЕОРГИЕВИЧ

**ОСОБЕННОСТИ ТРАНСПОРТНЫХ СВОЙСТВ  
МАГНИТНЫХ СИСТЕМ С НЕКОМПЛАНАРНЫМ  
РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ НАМАГНИЧЕННОСТИ**