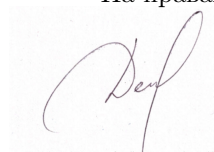


На правах рукописи



ДЕНИСОВ КОНСТАНТИН СЕРГЕЕВИЧ

**ТЕОРИЯ ТРАНСПОРТНЫХ ЯВЛЕНИЙ
В СИСТЕМАХ С КИРАЛЬНЫМ СПИНОВЫМ ПОРЯДКОМ**

Специальность 01.04.02 – теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург
2019

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном
учреждении науки Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе Российской
академии наук

Научный руководитель:

Аверкиев Никита Сергеевич, доктор физико-математических наук, профессор, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, заведующий сектором теории оптических и электрических явлений в полупроводниках

Официальные оппоненты:

Арсеев Петр Иварович, член корреспондент РАН, доктор физико-математических наук, профессор, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им.П.Н. Лебедева Российской академии наук, главный научный сотрудник лаборатории теоретических проблем микроэлектроники

Фраерман Андрей Александрович, доктор физико-математических наук, Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», заведующий отделом магнитных наноструктур

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»

Защита состоится «30» января 2020 г. в 10 часов 00 минут на заседании диссертационного совета ФТИ 34.01.02 по адресу: 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФТИ им. А.Ф. Иоффе и на сайте www.ioffe.ru.

Отзывы об автореферате в двух экземплярах, заверенные печатью, просьба высылать по вышеуказанному адресу на имя ученого секретаря диссертационного совета.

Автореферат разослан «числа» месяца 2020 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук



Сорокин Л. М.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Спин-зависимые явления составляют одно из наиболее значительных направлений физики конденсированного состояния. Изучение фундаментальных физических принципов и механизмов, которые лежат в основе влияния спиновых процессов на электрические, оптические и магнитные свойства вещества, является важнейшей задачей современных исследований. Особенно ярко спиновые эффекты проявляются в низкоразмерных системах, когда движение носителей заряда ограничено вдоль одного или нескольких пространственных направлений [1, 2, 3]. Понижение симметрии системы, которое имеет место в этом случае, благоприятствует эффектам спин-орбитального взаимодействия при которых развивается корреляция между направлением спина носителя заряда и его импульсом, тем самым различные фундаментальные явления в наноструктурах приобретают спин-зависимый характер. Понимание физики спин-зависимых процессов открывает возможность манипулирования спиновыми степенями свободы, что представляется интересным для задач прикладного характера, которые рассматривают спин в качестве физического носителя информации. В частности, базовые методы детектирования и создания спиновой поляризации в наноструктурах основаны на спиновом [4, 5] и обратном спиновом [6, 7] эффектах Холла. Эффективное управление спином электронного газа электрическими методами было продемонстрировано в спиновом транзисторе Datta-Das [8].

Особую роль спиновые процессы играют в *магнитных* низкоразмерных системах, например в гетероструктурах на основе магнитных полупроводников или атомарно-тонких пленок ферромагнетиков. Установление магнитного порядка в системе сопровождается появлением равновесной спиновой поляризации носителей заряда. В данных условиях спиновая динамика обязательно согласована с движением заряда, что открывает широкие возможности по управлению спином электрическими методами. Ярким примером подобных явлений является аномальный эффект Холла [9, 10], который имеет прямое отношение к спиновому эффекту Холла и возникает в результате конверсии спинового поперечного тока в зарядовый за счет конечной спиновой поляризации носителей заряда. Значительный интерес в исследовании фундаментальных спиновых эффектов в магнитных наноструктурах связан, в том числе, с успешным опытом разработки твердотельных устройств на их основе. В настоящий момент реализованы различные приборы металлической спинтроники, принцип действия которых основан на особенностях поведения спина в условиях протекания электрического тока [11, 12]. Известным примером являются считывающие элементы в жестком магнитном диске, функционирование которых обусловлено эффектом гигантского магнетосопротивления [13].

Важное место в фундаментальных и прикладных исследованиях занимает поиск *новых* физических процессов, связанных со спиновыми степенями свободы носителей заряда в низкоразмерных системах. Среди наиболее ярких направлений последнего десятилетия стоит отметить изучение систем, в которых спин-орбитальное взаимодействие приводит к формированию пространственно-упорядоченного распределения спиновой плотности, характеризующегося киральным порядком [14, 15, 16]. Термин киральность говорит о том, что некоторый объект (в данном случае спиновая конфигурация) при отражении в зеркале не переходит сам в себя. Возникновение в среде спиновых текстур с таким свойством не только сопровождается рядом специфических явлений (особый интерес представляет топологический эффект Холла [17, 18, 19]), но и предлагает качественно новые концепции прикладного характера. Важнейший пример исследований в этом направлении связан с изучением физики магнитных скирмионов в ферромагнитных пленках и гетероструктурах [14, 16, 20]. Магнитный скирмион представляет собой киральное солитонное состояние намагниченности, характеризующееся нетривиальной топологией и компактным размером. Перемещение скирмионов по ферромагнитной ленте путем приложения электрического тока рассматривается в качестве новой схемы манипулирования информацией [21, 22]. Стремительное развитие экспериментальных исследований киральных спиновых систем привело к накоплению большого числа теоретических проблем, решение которых необходимо как для фундаментального понимания совокупности спин-зависимых явлений, связанных с киральным спиновым порядком, так и для формирования теоретической базы прикладных вопросов детектирования киральных спиновых текстур.

Целью работы является теоретическое исследование кинетики электронного газа в системах с киральным спиновым порядком, а также описание механизмов кирального спинового упорядочения, актуальных для полупроводниковых наноструктур.

Научная новизна работы состоит в решении актуальных теоретических проблем, связанных с описанием транспортных явлений в системах с киральным спиновым порядком. В диссертации впервые построена теория асимметричного рассеяния носителей заряда на киральных спиновых текстурах, например магнитных скирмионах. Развита теоретическая техника позволила установить существование различных режимов топологического эффекта Холла, а также впервые исследовать это явление в зависимости от специфики материальных систем и особенностей спиновых текстур. В работе впервые дается описание электросопротивления неупорядоченных систем с киральным спиновыми текстурами, а также исследуются новые механизмы кирального спинового упорядочения, обусловленные электростатическим беспорядком в двумерных системах со спин-орбитальным взаимодействием.

Практическая значимость работы состоит в разработке теории транспортных явлений и, в частности, топологического эффекта Холла в системах с киральными спиновыми текстурами, например магнитными скирмионами. Полученные результаты являются основополагающими для вопросов детектирования кирального спинового порядка электрическими методами и поэтому могут быть положены в основу новых экспериментальных техник исследования спин-зависимых явлений, а также устройств спинтроники нового поколения, основанных на трэковой системе хранения информации в виде индивидуальных магнитных скирмионов.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Пространственные корреляции между процессами переворота спина электрона в области кирального спинового порядка приводят к спин-независимому асимметричному рассеянию, при котором во внешнем электрическом поле происходит генерация поперечного электрического тока в отсутствие спиновой поляризации электронного газа.
2. В зависимости от силы связи между спином электрона проводимости и магнитными центрами, формирующими киральную спиновую текстуру, топологический эффект Холла носит либо спиновый (режим сильной связи), либо зарядовый (режим слабой связи) характер. Поперечное сопротивление, связанное с топологическим эффектом Холла, демонстрирует немонотонную зависимость от размера спиновых текстур и энергии Ферми, обусловленную переключением между зарядовым и спиновым режимами явления.
3. При квазиклассическом рассеянии электронов на киральных спиновых текстурах возникает спиновый поперечный ток, амплитуда которого определяется топологией текстуры и не зависит от ее размера. Данный режим характерен для ферромагнитных пленок с магнитными скирмионами, размер которых лежит в области десяти нанометров.
4. Формирование киральных спиновых текстур в двумерных системах со спин-орбитальным взаимодействием носит универсальный характер и возникает за счет электростатического беспорядка, например при локализации носителей заряда с образованием магнитных поляронов, или непосредственно в спиновой плотности вырожденного электронного газа вблизи неоднородности электростатического потенциала.

Апробация работы. Результаты исследований, вошедших в диссертацию, докладывались автором на следующих конференциях: International Conference and School Single Dopants (Санкт-Петербург, 2014), 11-th International School on theoretical physics

"Symmetry and structural properties of condensed matter"(Жешув, Польша, 2014), 17-я Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, опто-и нано-электронике (Санкт-Петербург, 2015), 21-я уральская международная зимняя школа по физике полупроводников (Алапаевск, 2016), IEEE international magnetism conference INTERMAG Europe 2017 (Дублин, Ирландия, 2017), XIII-я Российская конференция по физике полупроводников (Екатеринбург, 2017), MISIM-2017 (Москва, 2017), Зимняя школа по физике полупроводников (Зеленогорск, 2018), Spin Waves 2018 (Санкт-Петербург, 2018), 23-th international conference on High Magnetic Fields in Semiconductors (Тулуза, Франция, 2018), ICPS-2018 (Монпелье, Франция, 2018), Frontiers of 21-th century and Ioffe Institute (Санкт-Петербург, 2018), Совещание по теории твердого тела (Санкт-Петербург, 2019), 48th International School and Conference on the Physics of Semiconductors "Jaszowiec 2019"(Щирк, Польша, 2019), SPIE Spintronics XII (Сан-Диего, США, 2019), Российская конференция по физике полупроводников (Новосибирск, 2019). Результаты исследований также обсуждались на семинарах ФТИ им. А.Ф. Иоффе (Санкт-Петербург), ФИАН, МГУ (Москва).

Публикации. По материалам диссертации опубликованы 8 статей в рецензируемых научных журналах. Список работ представлен в Заключении.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из Введения, 4 глав, Заключения, Списка сокращений и условных обозначений, а также Списка литературы. Общий объем диссертации 136 страниц текста, которые включают 40 рисунков, 1 таблицу, список сокращений и условных обозначений на 5-ти страницах, список цитируемой литературы, включающий 218 наименований, на 15-ти страницах.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Введение содержит актуальность работы, ее цели, научную новизну и практическую значимость, а также описание структуры диссертации.

В первой главе диссертации дается обзор явлений, связанных с киральным спиновым порядком в веществе. В зависимости от специфики материальной системы и внешних условий киральное упорядочение магнитных центров может иметь место как на межатомных расстояниях, так и носить крупномасштабный характер, когда спиновая киральность сохраняется на пространственной длине, существенно превышающей постоянную решетки. В разделе §1.1 приводится классификация различных киральных спиновых текстур, а также обсуждаются различные материальные системы, в которых развивается киральный спиновый порядок. Важным частным случаем киральных спиновых текстур являются магнитные скирмионы, которые представляют собой метастабильное солитонное состояние ферромагнетика, характеризующееся нетривиальной

топологией. Использование магнитных скирмионов в трэковой архитектуре хранения и считывания информации считается крайне перспективным направлением при разработке устройств памяти нового поколения [21, 22].

Транспорт носителей заряда в системах с киральным спиновым порядком существенно модифицируется в результате обменного взаимодействия между носителями заряда и неколлинеарно-ориентированными магнитными центрами. В частности, в киральных спиновых системах наблюдается дополнительное напряжение на контактах, ориентированных перпендикулярно линии протекания электрического тока [23, 24, 25] - топологический эффект Холла (ТЭХ). Раздел §1.2 посвящен обзору экспериментальных и теоретических исследований этого явления. Микроскопическое происхождение топологического эффекта Холла связано с пространственными корреляциями спиновой динамики носителя заряда при его движении в области киральной намагниченности. Существующие подходы [19, 18, 26] к описанию данных процессов испытывают значительные затруднения в ряде наиболее принципиальных вопросов теории. В частности, полностью отсутствует понимание закономерностей поведения электронного транспорта при переходе между режимами сильной и слабой связи; также имеется неопределенность в понимании того, какую роль играет топология спиновых текстур: связан ли топологический эффект Холла только с топологически заряженными структурами (скирмионы и антискирмионы), или же текстуры с нулевым топологическим зарядом при нескоррелированном упорядочении в пространстве также дают вклад в холловское сопротивление остается открытым вопросом. Решение данного круга проблем теории особенно важно для корректного описания явления в наиболее распространенном классе систем, т.е. в случае когда киральный спиновый порядок обусловлен индивидуальными спиновыми текстурами, например неупорядоченными массивами магнитных скирмионов [25, 27, 28] или киральными флуктуациями намагниченности.

Вторая глава диссертации посвящена теоретическому исследованию процессов рассеяния носителей заряда на киральных спиновых текстурах. Теоретическая модель, описание которой приводится в разделе §2.2, представляет собой двумерную электронную систему с параболическим спектром (рис.1 левая панель) и обменным взаимодействием Гейзенберговского типа между носителями заряда и статическим спиновым полем $\mathbf{S}(\mathbf{r})$. Гамильтониан электрона такой модели имеет вид:

$$\mathcal{H} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_0} - \alpha_0 \mathbf{S}(\mathbf{r}) \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}, \quad (1)$$

здесь m_0 - эффективная масса электрона в плоскости движения, $\mathbf{p}$ - оператор импульса

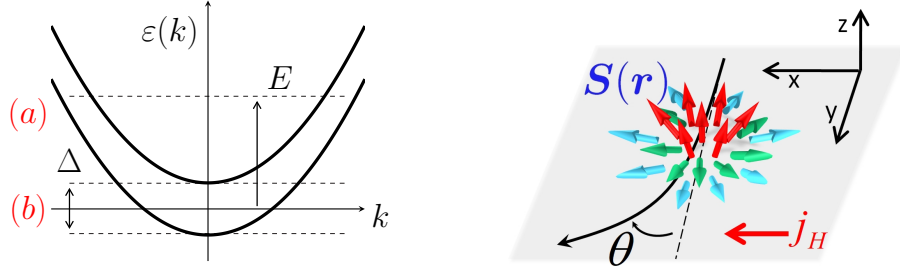


Рис. 1: Спектр системы (Левый рисунок) и картина рассеяния электрона на киральной спиновой текстуре $\mathbf{S}(\mathbf{r})$ (Правый рисунок). Спиновое расщепление спектра Δ .

в плоскости, α_0 - константа обменного взаимодействия, $\hat{\sigma}$ - оператор вектора матриц Паули. Поле $\mathbf{S}(\mathbf{r})$ киральной спиновой текстуры наиболее общего характера можно представить в виде (рис.1 правая панель):

$$\mathbf{S}(r, \phi) = (S_{\parallel}(r) \cos(\chi\phi + \gamma), S_{\parallel}(r) \sin(\chi\phi + \gamma), S_z(r)), \quad (2)$$

закрученность $\chi = \pm 1, \pm 2, \dots$ принимает целые значения, спиральность γ является начальной фазой вращения и может принимать произвольные значения; функции $S_{z,\parallel}(r)$ зависят только от расстояния до центра и определяются конкретными механизмами кирального упорядочения. Спиновая текстура может носить делокализованный характер, т.е. иметь постоянную компоненту $\mathbf{S}(r \rightarrow \infty) = S_0 \mathbf{e}_z$ при $r > a/2$ (здесь a - диаметр текстуры). В этом случае величина $S_0 \mathbf{e}_z$ обуславливает обменное расщепление спиновых подзон $\Delta = 2\alpha_0 S_0$, не приводящее к рассеянию электрона (рис.1 левая панель).

Киральное упорядочение спинов $\mathbf{S}(\mathbf{r})$ в пространстве приводит к *асимметричному* рассеянию электронов (рис.1 правая панель), так что при протекании электрического тока дополнительно формируется поток частиц в поперечном направлении. Особенности и свойства асимметричного рассеяния определяются характером спиновой динамики электрона в поле киральной спиновой текстуры. В случае, когда обе спиновые подзоны доступны для свободного движения (энергия электрона $E > \Delta/2$), поведение электронного спина существенно зависит от величины адиабатического параметра

$$\lambda_a = \omega_{ex} \tau, \quad (3)$$

здесь $\omega_{ex} = (2\alpha_0 S_0 / \hbar)$, $\tau = a/v$ - время пролета через ядро структуры, $v = \sqrt{2E/m_0}$. Величина λ_a показывает успевае ли спин электрона при пролете через текстуру подстроиться под локальную ориентацию $\mathbf{S}(\mathbf{r})$ (адиабатический режим $\lambda_a \gg 1$, при этом

рассеяние в каналах с переворотом спина оказывается подавленным), или же влияние намагниченности сводится к небольшому повороту электронного спина после быстрого взаимодействия с $\mathbf{S}(\mathbf{r})$ ($\lambda_a \lesssim 1$) и, как следствие, интенсивным спин-флип процессам. Оказывается, что свойства ТЭХ существенно различны в противоположных режимах слабой и сильной связи между электронным спином и $\mathbf{S}(\mathbf{r})$.

В разделе §2.3 рассматривается асимметричное рассеяние в режиме слабой связи, когда $\lambda_a \lesssim 1$ и для вычисления сечения рассеяния применима теория возмущений. В работе [A2] показано, что пространственные корреляции магнитных моментов киральной спиновой текстуры, приводящие к поперечному отклику, проявляются при двукратном спин-флип рассеянии электрона на различных спиновых центрах с виртуальным распространением между ними, т.е. во втором порядке теории возмущений. Для безразмерного темпа асимметричного рассеяния $\mathcal{J}_{ss'}(\theta)$ в четырех каналах рассеяния (2 канала без переворота спина и 2 спин-флип канала) в пределе малого радиуса ($ka \lesssim 1$) спиновой текстуры получены следующие выражения (θ - угол рассеяния):

$$\mathcal{J}_{\uparrow\uparrow}(\theta) = \mathcal{J}_{\downarrow\downarrow} = \text{sgn}(\chi) \frac{\pi}{2} \left(\frac{\alpha_0}{2E} \right)^3 (ka/2)^8 \left(\mathcal{I}_z \mathcal{I}_{\parallel}^2 \right) \times \sin \theta; \quad \mathcal{J}_{\uparrow\downarrow} = \mathcal{J}_{\downarrow\uparrow} = 2\mathcal{J}_{\uparrow\uparrow}, \quad (4)$$

здесь безразмерные параметры $\mathcal{I}_{z,\parallel}$ определяются конкретным профилем $S_{z,\parallel}(r)$, параметр $k = \sqrt{2m_0 E/\hbar^2}$. Данный результат показывает, что топологический эффект Холла в режиме слабой связи ($\lambda_a \lesssim 1$) обусловлен процессами *спин-независимого* асимметричного рассеяния электронов (*независимо* от спинового состояния электрон предпочтительно рассеивается в *уникальном* перпендикулярном направлении), при которых имеет место появление поперечного отклика даже в отсутствии спиновой поляризации электронного газа. Это свойство позволяет экспериментально разделить вклады от аномального и топологического эффектов Холла; при инжекции спин-неполяризованных носителей в систему дополнительное поперечное напряжение может возникнуть *только* в меру спин-независимого асимметричного рассеяния, обусловленного спиновой киральностью.

Для исследования топологического эффекта Холла в случае произвольной величины адиабатического параметра λ_a в работе [A3] предложено точное решение задачи рассеяния. Высокая симметрия потенциала рассеяния обусловленная структурой $\mathbf{S}(\mathbf{r})$ (см. форм. 2) допускает введение специального набора угловых гармоник и использование фазовой теории рассеяния для определения T -матрицы. В разделе §2.4 для численного нахождения T -матрицы в рамках фазовой теории рассеяния развита оригинальная техника, основанная на методе фазовых функций.

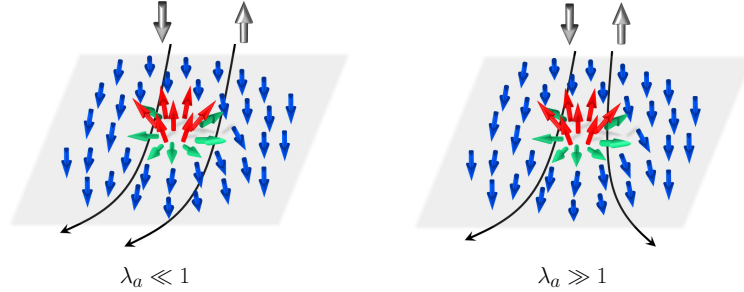


Рис. 2: Рассеяние электрона на киральной спиновой текстуре. (Левый рисунок) В режиме слабой связи и малого значения λ_a имеет место зарядовый поперечный отклик. (Правый рисунок) В режиме сильной связи и большого значения λ_a имеет место спиновый поперечный отклик.

В разделе §2.5 обсуждаются результаты численного расчета асимметричной части сечения рассеяния в зависимости от параметров киральной спиновой текстуры. Оказывается, что в зависимости от величины λ_a реализуются качественно различные режимы асимметричного рассеяния: зарядовый поперечный отклик при $\lambda_a \lesssim 1$ сменяется чисто спиновым поперечным током в области $\lambda_a \gg 1$, когда спиновая динамика электронов носит медленный характер и спин-флип рассеяние подавлено (см. рис.2). Для спин-неполяризованного пучка налетающих электронов можно ввести соответственно зарядовый j_H и спиновый j_{SH} полные поперечные токи следующим образом:

$$j_H = \mathcal{J}_{\uparrow\uparrow} + \mathcal{J}_{\downarrow\downarrow} + \mathcal{J}_{\uparrow\downarrow} + \mathcal{J}_{\downarrow\uparrow}, \quad j_{SH} = \mathcal{J}_{\uparrow\uparrow} - \mathcal{J}_{\downarrow\downarrow} + \mathcal{J}_{\uparrow\downarrow} - \mathcal{J}_{\downarrow\uparrow}, \quad (5)$$

здесь $\mathcal{J}_{ss'} = \int_0^{2\pi} \mathcal{J}_{ss'}(\theta) \sin \theta d\theta$. Поведение поперечных токов j_H, j_{SH} при прохождении кроссовера между режимами сильной и слабой связи за счет изменения размера текстуры a показано на рис.3.

В области малых значений $\lambda_a \lesssim 1$ тип асимметрии рассеяния не зависит от спинового состояния электрона и одинаков во всех четырех каналах рассеяния. В этом случае (рис.3 левая панель) зарядовый поперечный ток j_H существенно превышает спиновый ток j_{SH} . В области $\lambda_a \gtrsim 5$ асимметричное рассеяние в каналах с переворотом спина подавлено, электроны с различной проекцией спина рассеиваются в противоположных направлениях. В этой ситуации (рис.3 правая панель) спиновый ток j_{SH} существенно доминирует над зарядовым j_H . Поведение j_H, j_{SH} в режиме кроссовера, представленное на рис.3 (средняя панель), носит нетривиальный характер, симметричная перестройка системы сопровождается осцилляционной зависимостью поперечных токов от размера текстуры. Данный расчет показывает, что в физике топологического

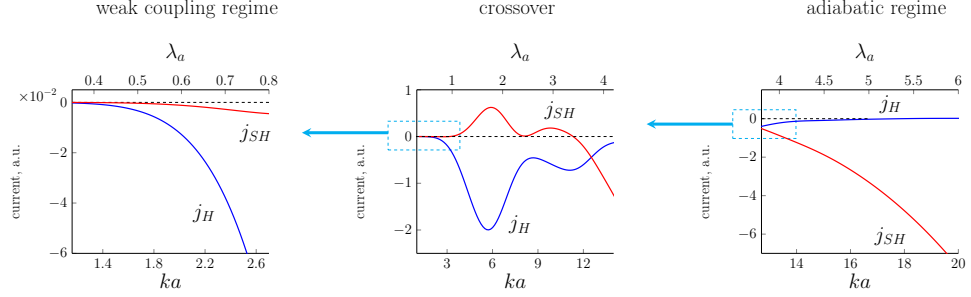


Рис. 3: Переключение между поперечным зарядовым током j_H при $\lambda_a \lesssim 1$ (Левый рисунок) и спиновым током j_{SH} при $\lambda_a \gg 1$ (Правый рисунок), обусловленное изменением размера спиновой текстуры a . Обменное расщепление фиксировано $\Delta/2E = 0.3$, размер приведен в единицах ka .

эффекта Холла реализуется крайне нетривиальная ситуация - характер движения спина электрона в поле киральной намагниченности влияет не только на количественную величину эффекта, но, что гораздо важнее, определяет симметричные свойства эффекта. Внутри одного явления можно произвести симметричное переключение поперечного отклика путем соответствующего выбора параметров, влияющих на спиновую динамику электрона и величину λ_a .

Топологический эффект Холла наблюдается в широком спектре систем, где киральный спиновый порядок существует в форме неупорядоченного массива киральных спиновых текстур нанометрового масштаба, например в виде магнитных скирмионов или термических флуктуаций намагниченности. В отсутствие геометрически регулярного пространственного расположения спиновых текстур взаимодействие электронов проводимости с областями кирального спинового упорядочения происходит случайным образом, а значит носит характер рассеяния. В третьей главе диссертации построено теоретическое описание кинетических явлений и, в частности, топологического эффекта Холла в *неупорядоченных* системах с киральными спиновыми текстурами.

Раздел §3.2 посвящен расчету кинетических коэффициентов двумерного вырожденного электронного газа (2DEG) в условиях кирального спинового беспорядка. Предполагается, что помимо случайно расположенных спиновых текстур в системе также присутствует беспорядок, обусловленный немагнитными примесями. В работе [A5] получен общий вид интеграла столкновений, обусловленный процессами асимметричного рассеяния электронов на киральных спиновых текстурах, а также получена система кинетических уравнений для неравновесной части функции распределения в произвольном предположении относительно скорости переходов при рассеянии на примесях и спиновых текстурах.

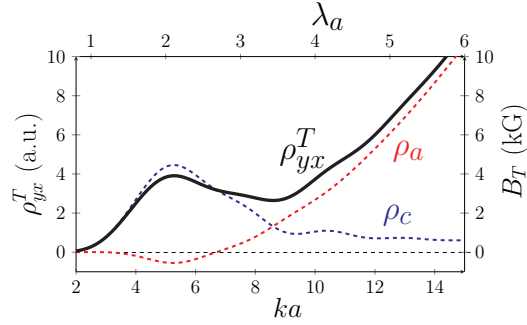


Рис. 4: Зависимость ρ_{yx}^T от размера магнитного скирмиона и кроссовер между зарядовым и спиновым механизмами ТЭХ. Параметры $P_s = 0.4$, $n_{sk} = 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Наибольший интерес, однако, представляет случай разреженного массива спиновых текстур, когда темп рассеяния на спиновых текстурах существенно меньше, чем темп рассеяния на немагнитных примесях. В разделе §3.3 исследуется поведение холловского сопротивления ρ_{yx}^T разреженной киральной спиновой системы в зависимости от вида спиновых текстур и положения уровня Ферми. При описании различных симметричных режимов ТЭХ можно ввести разложение $\mathcal{J}_{ss'}(\theta)$ по функциям $\Gamma_{1,2}(\theta)$ и $\Pi(\theta)$:

$$\mathcal{J}_{\uparrow\uparrow}(\theta) = \eta\Gamma_1(\theta) + \Pi(\theta), \quad \mathcal{J}_{\downarrow\downarrow}(\theta) = \eta\Gamma_1(\theta) - \Pi(\theta), \quad \mathcal{J}_{\downarrow\uparrow}(\theta) = \mathcal{J}_{\uparrow\downarrow}(\theta) = \eta\Gamma_2(\theta),$$

где $\Gamma_{1,2}, \Pi$ связаны со спин-независимым и спин-зависимым асимметричным рассеянием электрона соответственно (параметр $\eta = \text{sgn}[S_z(r \rightarrow \infty)]$ - ориентация текстур). Используя функции $\Gamma_{1,2}$ и Π , поперечное сопротивление ρ_{yx}^T удастся представить в виде суммы двух слагаемых $\rho_{yx}^T = \rho_c + \rho_a$:

$$\rho_c = R_0 (\phi_0 n_{sk}) \int_0^{2\pi} (\Gamma_1(\theta) + \Gamma_2(\theta)) \sin \theta d\theta, \quad \rho_a = R_0 P_s (\phi_0 n_{sk}) \int_0^{2\pi} \Pi(\theta) \sin \theta d\theta, \quad (6)$$

здесь $R_0 = 1/nec$ - постоянной Холла, $\phi_0 = hc/|e|$ - квант магнитного потока, n_{sk} - концентрация текстур, $n = n_{\uparrow} + n_{\downarrow}$ обозначает полную плотность электронного газа, n_s - плотность в s -й спиновой подзоне, фактор $P_s = (n_{\uparrow} - n_{\downarrow})/(n_{\uparrow} + n_{\downarrow}) = \Delta/2E_F$ соответствует спиновой поляризации электронного газа. Слагаемое ρ_c описывает холловский отклик, обусловленный зарядовым поперечным током, этот вклад не чувствителен к спиновой поляризации P_s . Слагаемое ρ_a описывает холловский отклик, обусловленный спиновым поперечным током, этот вклад возникает в меру конечной спиновой поля-

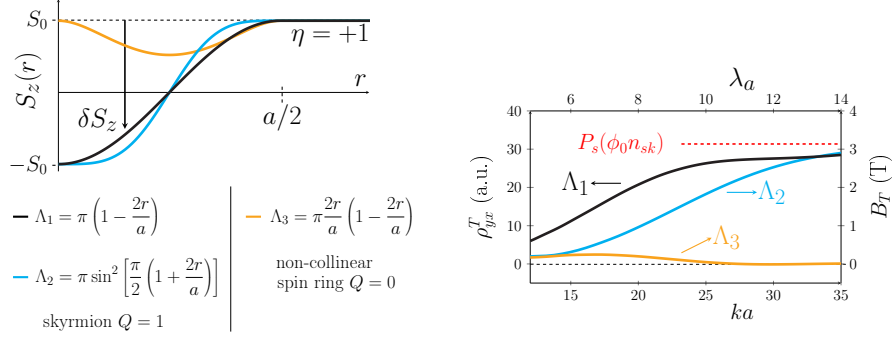


Рис. 5: (Левый рисунок) Профиль $S_z = S_0 \cos \Lambda(r)$ различных спиновых текстур. (Правый рисунок) Зависимость ρ_{yx}^T от размера спиновой текстуры в адиабатическом режиме для различных конфигураций $\Lambda(r)$. Параметры $P_s = 0.4$, $n_{sk} = 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

ризации электронного газа $\rho_a \propto P_s$ при конверсии спинового тока в зарядовый. На рис.4 представлена зависимость зарядового ρ_c , адиабатического ρ_a и полного ρ_{yx}^T поперечных сопротивлений от диаметра магнитного скирмиона. Из рис. 4 следует, что по мере затухания асимметричного спин-флип рассеяния сперва имеет место уменьшение зарядового вклада ρ_c , и лишь чуть позже, когда процессы с переворотом спина в достаточной мере подавлены, начинается рост адиабатического вклада ρ_a . Этот эффект приводит к тому, что зависимость ρ_{yx}^T от размера спиновой текстуры в режиме кроссовера обязательно содержит локальный минимум.

Другая обнаруженная особенность ТЭХ связана с поведением ρ_{yx}^T в области $(\lambda_a, ka) \gg 1$, когда имеет место малоугловое квазиклассическое рассеяние в адиабатическом пределе. На рис.5 (правая панель) представлена зависимость ρ_{yx}^T от размера текстур (в единицах ka) различных конфигураций (здесь используется параметризация $S_z = \cos \Lambda(r)$, $S_{\parallel} = \sin \Lambda(r)$). Текстуры $\Lambda_{1,2}$ соответствуют магнитным скирмионам и характеризуются нетривиальным значением топологического индекса "winding number":

$$Q = \frac{1}{4\pi} \int d\mathbf{r} \mathbf{S}(\mathbf{r}) \cdot [\partial_x \mathbf{S}(\mathbf{r}) \times \partial_y \mathbf{S}(\mathbf{r})] = \eta \frac{\chi}{2} [\cos \Lambda|_{\infty} - \cos \Lambda|_0] \quad (7)$$

Конфигурация Λ_3 также является киральной, но ее топологический заряд $Q = 0$. Рис.5 (правая панель) демонстрирует, что в области $(\lambda_a, ka) \gg 1$ происходит насыщение сопротивления; предельное значение $\rho_{yx}^T \approx P_s(\phi_0 n_{sk})Q$ определяется *топологией* текстуры и не зависит от ее внутренней структуры.

В работе [A7] приводится объяснение данному явлению. В работе [19] было установлено, что в условиях адиабатического движения электронного спина действие ки-

ральной намагниченности сводится к появлению геометрической фазы у его волной функции, что неотличимо от действия орбитального магнитного поля (данное фиктивное поле оказывается спин-зависимым, что приводит к спиновому эффекту Холла). В разделе §3.5 демонстрируется, что при квазиклассическом движении в условиях малоуглового рассеяния $ka \gg 1$ условие квантовия $\mathcal{J}_{ss'} = \pm Q\delta_{ss'}$ непосредственно следует из решения классического уравнения Ньютона с учетом спин-зависимого эффективного магнитного поля. Данное рассмотрение позволило установить, что топология спиновых текстур играет первостепенную роль в ферромагнитных системах с магнитными скирмионами, размер которых лежит в области десятков нм. В работе [A6] эта картина, в частности, подробно исследуется на примере двухслойной системы PdFe/Ir(111). Отметим, однако, что в общем случае ТЭХ не имеет топологического характера, тем самым киральные флуктуации намагниченности компактного размера также *должны* приводить к поперечному отклику 2DEG, что обсуждается в разделах §2.5.3, §3.3.2.

В период работы над диссертацией (весна 2014г. - весна 2019г.) различными группами был опубликован ряд новых теоретических работ, посвященных исследованию топологического эффекта Холла. Обсуждение некоторых из них в контексте оригинальных результатов данной диссертации приводится в разделе §3.5.

В четвертой главе диссертации рассмотрены микроскопические механизмы формирования киральных спиновых текстур в магнитных полупроводниках. В данной главе показывается, что киральный спиновый порядок в магнитных системах универсальным образом возникает в результате электростатического беспорядка, присущего любой реальной структуре. В частности, различные дефекты кристалла, такие как примесные центры, вакансии или флуктуации поверхности, оказываются источниками киральных спиновых текстур.

В разделе §4.2 приводится описание механизма кирального упорядочения магнитных примесей, обусловленного *локализацией* носителей заряда в неупорядоченных парамагнитных системах, например в разбавленных магнитных полупроводниках, таких как CdMnTe. Показано, что спин-орбитальное взаимодействие приводит к киральной внутренней структуре связанного магнитного полярона (СМП), который представляет собой скоррелированное состояние локализованного носителя и магнитных примесей, находящихся в области его локализации. Известно, что в коллективном режиме СМП спины магнитных центров выстраиваются вдоль локального обменного поля носителя:

$$\mathbf{B}_{ex}(\mathbf{r}) = \frac{\alpha_{ex}}{g_0\mu_B} \Psi^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\mathbf{J}} \Psi(\mathbf{r}), \quad (8)$$

здесь α_{ex} - константа обменного взаимодействия, g_0 - g -фактор Мн, μ_B - магнетон Бора,

Ψ - волновая функция локализованного состояния, $\hat{J}$ - оператор спина носителя. В работах [A1,A4] получены аналитические выражения для волновых функций Крамерсова дублета состояний $\Psi_\nu(\mathbf{r})$ (индекс $\nu = 1, 2$) вблизи короткодействующего потенциала в квантовой яме со спиновым расщеплением Рашбы $\beta_{so}(k_x\sigma_y - k_y\sigma_x)$ или Дрессельхауза $\beta_{so}(k_x\sigma_x - k_y\sigma_y)$; здесь β_{so} - параметр спин-орбитального взаимодействия. Предполагая, что d_{QW} (толщина КЯ) много меньше боровского радиуса и движение носителя является квазидвумерным, выражение для обменного поля $\mathbf{B}_{ex}$ принимает вид:

$$\mathbf{B}_{ex}^\nu(\mathbf{r}) = \frac{\alpha_{ex}}{g_0\mu_B d_{QW}} \begin{pmatrix} g_{\parallel} a(\rho) b(\rho) \cos(\chi\phi + \gamma') \\ g_{\parallel} a(\rho) b(\rho) \sin(\chi\phi + \gamma') \\ g_z (-1)^\nu (b^2(\rho) - a^2(\rho))/2 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

здесь $g_{z,\parallel}$ - перпендикулярная и продольная компоненты тензора псевдоспина КЯ, (ρ, ϕ) - полярные координаты $\mathbf{r}$ в плоскости КЯ, $a(\rho) = c_0 \text{Re}[qK_0(q\rho)]$, $b(\rho) = c_0 \text{Im}[qK_1(q\rho)]$, $q = q_0(\sqrt{1 - \delta_{so}^2} + i\delta_{so})$, $q_0 = \sqrt{2m|E_0|/\hbar^2}$, $q_{so} = m\beta_{so}/\hbar^2$, $\delta_{so} = q_{so}/q_0$; E_0 - энергия связанного состояния, c_0 - нормировочная константа, K_0, K_1 - функции Макдональда нулевого и первого порядка соответственно. Из полученного выражения для $\mathbf{B}_{ex}$ следует, что киральная структура магнитных поляронов возникает в меру $\beta_{so} \neq 0$, при этом характер упорядочения магнитных центров внутри полярона зависит от симметрии КЯ, параметры $\chi = \pm 1$ и γ' определяются типом спин-орбитального взаимодействия. В диссертации также исследуются вопросы подавления кирального порядка магнитных поляронов при приложении внешнего магнитного поля и температуры. Оценки для типичных полупроводниковых систем показывают, что сохранение кирального порядка СМП может иметь место вплоть до $B_* \approx 0.5\text{Т}$ и $T_* \approx 4\text{ К}$.

В разделе §4.3 предложен механизм образования термодинамически равновесных киральных спиновых текстур *делокализованными* носителями заряда в условиях электростатического беспорядка. Пространственное распределение равновесной спиновой плотности двумерного электронного газа (2DEG) в магнитных системах чувствительно к неоднородной структуре потенциальной энергии $V(\mathbf{r})$. Действительно, в магнитных средах 2DEG приобретает конечную спиновую поляризацию, будем считать, что она направлена перпендикулярно плоскости движения (ось z). Локальный сдвиг $V(\mathbf{r})$ приводит к перераспределению электронов и, тем самым, к изменению равновесной спиновой плотности $\delta S_z(\mathbf{r})$. При наличии спин-орбитального взаимодействия, дополнительно, в области неоднородного потенциала возникает спиновая плотность $\delta S_{x,y}(\mathbf{r})$, компоненты которой лежат в плоскости движения электронов. Особенностью данного механизма является то, что отклик (x, y) компонент спиновой плотности 2DEG возникает в меру *градиента* потенциальной энергии. В результате вокруг аксиально сим-

метричных возмущений $V(r)$ формируется киральное пространственное распределение электронного спина $\delta\mathbf{S}(\mathbf{r})$, которое описывается выражением 2.

В работе [A8] дается теоретическое описание данного явления. В рамках теории линейного отклика возмущение спиновой плотности $\delta\mathbf{S}(\mathbf{r})$ при приложении потенциала $V(\mathbf{r})$ можно представить в виде:

$$\delta\mathbf{S}_\alpha(\mathbf{r}) = \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^2} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} \mathcal{F}_\alpha(\mathbf{q}) V(\mathbf{q}), \quad (10)$$

где $\mathcal{F}_\alpha(\mathbf{q})$ - соответствующие корреляционные функции. Свойства $\mathcal{F}_\alpha(\mathbf{q})$ существенным образом зависят от особенностей спектра электронов. В разделах §4.3.1, §4.3.2 анализируются свойства спинового отклика на примере двух модельных систем различной симметрии:

$$\mathcal{H}_1 = \frac{k^2}{2m_0} + \lambda(k_x\hat{\sigma}_y - k_y\hat{\sigma}_x) - h\hat{\sigma}_z, \quad \mathcal{H}_2 = \lambda(k_x\hat{\sigma}_x + k_y\hat{\sigma}_y) - h\hat{\sigma}_z. \quad (11)$$

В первом случае Гамильтониан $\mathcal{H}_1$ описывает состояния электронов в квантовой яме со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы и Зеемановским расщеплением спиновых подзон. Последнее слагаемое $h\hat{\sigma}_z$ в магнитных полупроводниках обусловлено обменным взаимодействием носителей с магнитными примесями. Во втором случае Гамильтониан $\mathcal{H}_2$ описывает топологически защищенные киральные состояния на поверхности трехмерного топологического изолятора с магнитными примесями. Фундаментальное отличие этой системы от случая квазипараболического спектра состоит в дополнительной электрон-дырочной симметрии, наличие которой существенным образом модифицирует отклик электронного газа на внешние возмущения.

В диссертации получены *аналитические* выражения для корреляционных функций $\mathcal{F}_\alpha(\mathbf{q})$ в рамках данных моделей. В случае квазипараболического спектра спиновый отклик демонстрирует ряд стандартных особенностей, в частности имеет место осцилляционное поведение $\delta\mathbf{S}(\mathbf{r})$ в нелокальном режиме (Фриделевские осцилляции), а также подавление амплитуды $\delta\mathbf{S}(\mathbf{r}) \propto h/\mu$ с увеличением энергии Ферми $\mu \gg h$. Отклик поверхностных состояний топологического изолятора, напротив, характеризуется рядом нетривиальных особенностей. В частности, подавление спинового отклика в области $\mu/h \gg 1$ *не происходит*; этот эффект связан с увеличением плотности состояний квазилинейного спектра. Помимо этого, теория предсказывает аномальную нелокальную чувствительность (x, y) компонент $\delta S_{x,y}$ вблизи короткодействующего возмущения.

В Заключении обобщены основные результаты работы:

- Установлено, что в режиме слабой связи электронного спина с полем намагниченности асимметрия рассеяния электрона в области кирального порядка не зависит от спинового состояния частицы. Приложение внешнего электрического поля приводит к поперечному электрическому току даже при нулевой спиновой поляризации электронного газа. В рамках теории возмущений получены аналитические выражения для асимметричной части сечения рассеяния на спиновых текстурах малого радиуса.
- Развита техника точного решения задачи рассеяния электрона на киральных спиновых текстурах. Разработанная схема основывается на методе фазовых функций и позволяет численно рассчитать сечение рассеяния и исследовать его асимметричную часть в случае произвольного профиля спиновых текстур. Показано, что асимметрия рассеяния имеет место вне зависимости от топологии киральной спиновой текстуры.
- Продемонстрировано существование различных режимов топологического эффекта Холла. В зависимости от силы связи между электронным спином и киральной спиновой текстурой асимметричное рассеяние носит либо зарядовый (режим слабой связи), либо спиновый характер (режим сильной связи). Переключение между этими режимами, обусловленное изменением размера спиновых текстур, сопровождается осцилляционными особенностями поперечных спинового и зарядового токов.
- Развито теоретическое описание кинетических явлений в неупорядоченных системах с киральными спиновыми текстурами. Получено выражение для тензора электропроводности металлической системы с разреженным массивом спиновых текстур. Поперечное сопротивление этой системы немонотонно зависит как от энергии Ферми, так и размера спиновых текстур.
- Продемонстрировано, что в ферромагнитных системах с магнитными скирмионами, размер которых значительно превышает фермиевскую длину волны, поперечное сопротивление, обусловленное топологическим эффектом Холла, не зависит от размера скирмионов. В рамках классической физики предложена интерпретация этой особенности и, в частности, показано, что амплитуда насыщения поперечного спинового тока в квазиклассическом режиме рассеяния определяется лишь топологией спинового поля.
- Построена теория, описывающая формирование равновесных киральных спиновых текстур за счет электростатического беспорядка в двумерных системах со спин-

орбитальным взаимодействием и нарушением симметрии по отношению к инверсии времени. Получены аналитические выражения для корреляционных функций типа спин-плотность в случае квазипараболического и дираковского спектров с обменным расщеплением.

- Предложен механизм кирального спинового упорядочения в системах на основе магнитных полупроводников, основанный на локализации носителей заряда и формировании магнитных поляронов в условиях спин-орбитального взаимодействия.

Основные результаты работы изложены в публикациях:

- [A1] Денисов К.С. и Аверкиев Н.С. Особенности намагниченности двумерного разбавленного магнитного полупроводника с сильным спин-орбитальным взаимодействием // Письма в ЖЭТФ **99**(7), 467 (2014)
- [A2] Denisov K.S., Rozhansky I.V., Averkiev N.S. and Lahderanta E. Electron scattering on a magnetic skyrmion in the nonadiabatic approximation // Phys. Rev. Lett. **117**, 027202 (2016)
- [A3] Denisov K.S., Rozhansky I.V., Averkiev N.S. and Lahderanta E. A nontrivial crossover in topological Hall effect regimes// Scientific Reports **7**, 17204 (2017)
- [A4] Denisov K.S., and Averkiev N.S. Hall effect driven by non-collinear magnetic polarons in diluted magnetic semiconductors// Appl. Phys. Lett. **112**(16), 162409 (2018)
- [A5] Denisov K.S., Rozhansky I.V., Averkiev N.S. and Lahderanta E. General theory of the topological Hall effect in systems with chiral spin textures// Phys. Rev. B **98**(19), 195439 (2018)
- [A6] Denisov K.S., Rozhansky I.V., Potkina M.N. et al. Topological Hall effect for electron scattering on nanoscale skyrmions in external magnetic field// Phys. Rev. B **98**(19), 214407 (2018)
- [A7] Rozhansky I.V., Denisov K.S., Lifshits M.B. et al. Topological and chiral spin Hall effects// Physica Status Solidi **20**, 1900033 (2019)
- [A8] Denisov K.S., Rozhansky I.V., Averkiev N.S. and Lahderanta E. Chiral spin ordering of electron gas in solids with broken time reversal symmetry// Scientific Reports **9**, 10817 (2019)

Список литературы

- [1] *Dyakonov M. I.* // Spin Physics in Semiconductors. — Springer, 2008.
- [2] *Ivchenko E. L., Pikus G. E.* Superlattices and other heterostructures: symmetry and optical phenomena. — Springer Science & Business Media, 2012. — Vol. 110.

- [3] Semiconductor spintronics / J. Fabian, A. Matos-Abiague, C. Ertler et al. // *Acta Physica Slovaca. Reviews and Tutorials*. — 2007. — Vol. 57, no. 4-5. — Pp. 565–907.
- [4] Дьяконов М. И., Перель В. И. О возможности ориентации электронных спинов током // *Письма в ЖЭТФ*. — 1971. — Т. 13. — С. 657.
- [5] Observation of the spin Hall effect in semiconductors / Y. Kato, R. Myers, A. Gossard, D. Awschalom // *Science*. — 2004. — Vol. 306, no. 5703. — P. 1910.
- [6] Detection and quantification of inverse spin Hall effect from spin pumping in permalloy/normal metal bilayers / O. Mosendz, V. Vlamincik, J. E. Pearson et al. // *Phys. Rev. B*. — 2010. — Vol. 82. — P. 214403.
- [7] Аверкиев Н. С., Дьяконов М. И. Ток, обусловленный неоднородностью спиновой ориентации электронов в полупроводнике // *ФТП*. — 1983. — Т. 17, № 4. — С. 629.
- [8] Datta S., Das B. Electronic analog of the electro-optic modulator // *Appl. Phys. Lett.* — 1990. — Vol. 56, no. 7. — Pp. 665–667.
- [9] Anomalous Hall effect / N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda et al. // *Rev. Mod. Phys.* — 2010. — Vol. 82. — Pp. 1539–1592.
- [10] Abakumov V. N., Yassievich I. N. Anomalous Hall effect for polarized electrons in semiconductors // *Soviet JETP*. — 1972. — Vol. 34. — P. 1375.
- [11] Ферт А. Происхождение, развитие и перспективы спинтроники // *Успехи физических наук*. — 2008. — Т. 178, № 12. — С. 1336–1348.
- [12] Грюнберг П. А. От спиновых волн к гигантскому магнетосопротивлению и далее // *Успехи физических наук*. — 2008. — Т. 178, № 12. — С. 1349.
- [13] Thompson S. M. The discovery, development and future of GMR: The Nobel prize 2007 // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2008. — Vol. 41, no. 9. — P. 093001.
- [14] Nagaosa N., Tokura Y. Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions // *Nature Nanotechnology*. — 2013. — Vol. 8. — P. 899.
- [15] Skyrmion lattice in a chiral magnet / S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz et al. // *Science*. — 2009. — Vol. 323, no. 5916. — P. 915.
- [16] Wiesendanger R. Nanoscale magnetic skyrmions in metallic films and multilayers: a new twist for spintronics // *Nature Reviews Materials*. — 2016. — Vol. 1, no. 7. — P. 16044.
- [17] Berry phase theory of the anomalous Hall effect: Application to colossal magnetoresistance manganites / J. Ye, Y. Kim, A. J. Millis et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Vol. 83. — Pp. 3737–3740.

- [18] Magnetotransport in manganites and the role of quantal phases: Theory and experiment / S. H. Chun, M. B. Salamon, Y. Lyanda-Geller et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — Vol. 84. — Pp. 757–760.
- [19] Bruno P., Dugaev V. K., Taillefumier M. Topological Hall effect and Berry phase in magnetic nanostructures // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 93. — P. 096806.
- [20] Fert A., Reyren N., Cros V. Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications // *Nature Reviews Materials.* — 2017. — Vol. 2, no. 7. — P. 17031.
- [21] Magnetic skyrmion transistor: skyrmion motion in a voltage-gated nanotrack / X. Zhang, Y. Zhou, M. Ezawa et al. // *Scientific reports.* — 2015. — Vol. 5. — P. 11369.
- [22] Direct observation of the skyrmion Hall effect / W. Jiang, X. Zhang, G. Yu et al. // *Nature Physics.* — 2017. — Vol. 13, no. 2. — P. 162.
- [23] Spin chirality, Berry phase, and anomalous Hall effect in a frustrated ferromagnet / Y. Taguchi, Y. Oohara, H. Yoshizawa et al. // *Science.* — 2001. — Vol. 291, no. 5513. — Pp. 2573–2576.
- [24] Topological Hall effect in the A phase of MnSi / A. Neubauer, C. Pfleiderer, B. Binz et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 102. — P. 186602.
- [25] The evolution of skyrmions in Ir/Fe/Co/Pt multilayers and their topological Hall signature / M. Raju, A. Yagil, A. Soumyanarayanan et al. // *Nature Communications.* — 2019. — Vol. 10, no. 1. — P. 696.
- [26] Tatara G., Kawamura H. Chirality driven anomalous Hall effect in weak coupling regime // *J. Phys. Soc. of Japan.* — 2002. — Vol. 71. — P. 2613.
- [27] Tunable room-temperature magnetic skyrmions in Ir/Fe/Co/Pt multilayers / A. Soumyanarayanan, M. Raju, A. Oyarce et al. // *Nature materials.* — 2017. — Vol. 16, no. 9. — P. 898.
- [28] Writing and deleting single magnetic skyrmions / N. Romming, C. Hanneken, M. Menzel et al. // *Science.* — 2013. — Vol. 341, no. 6146. — Pp. 636–639.