

## ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Хиральная спинтроника гелимагнетиков

В.В. Устинов, И.А. Ясюлевич

Хиральная спинтроника — новейшая перспективная ветвь квантовой электроники, в основе которой лежат спиновые транспортные явления в материальных объектах, обладающих хиральной симметрией. Данный обзор посвящён становлению и развитию хиральной спинтроники гелимагнетиков — материалов, характеризующихся спиральной магнитной структурой. В работе рассматриваются общие принципы описания электрического и спинового транспорта в проводящих кристаллах при наличии неоднородностей внешнего магнитного поля и/или внутренних магнитных полей обменного происхождения. Демонстрируется, что взаимодействие спинов электронов проводимости с пространственно-неоднородным полем обменного происхождения в гелимагнетиках даёт естественное объяснение двум экспериментально наблюдаемым спин-транспортным эффектам: электрическому магнитохиральному эффекту и кинетическому магнитоэлектрическому эффекту. Представлена оригинальная методика, позволяющая определять магнитную хиральность проводящих гелимагнетиков на основе экспериментальных исследований вышеупомянутых гальваномагнитных эффектов. Описывается построение теории эффекта передачи спинового момента в проводящих хиральных гелимагнетиках, включающей исследование влияния данного эффекта на намагниченность и электросопротивление гелимагнетиков. Продемонстрировано, что эффект передачи спинового момента в гелимагнетиках приводит к вращению спирали намагниченности под действием электрического тока. Это может быть использовано для создания новых устройств спиновой электроники, в которых проводящие гелимагнетики будут выступать в качестве основных функциональных компонентов.

**Ключевые слова:** хиральность, гелимагнетик, спиновый ток, спинтроника, невзаимный транспорт, электрический магнитохиральный эффект, магнитохиральная анизотропия, кинетический магнитоэлектрический эффект, эффект передачи спинового момента

PACS numbers: 52.25.Dg, **72.15. – v**, 72.15.Gd, 72.25.Ba, 72.25.Dc, **75.30. – m**, 75.40.Gb, **75.76. + j**, **85.75. – d**, 85.75.Bb, 85.75.Dd

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.07.039974>

## Содержание

## 1. Введение (1063).

1.1. Спинтроника: этимология и хронология терминологии. 1.2. Хиральная спинтроника: истоки и новейшая история. 1.3. Гелимагнетики и хиральность: элементарные сведения и классификация. 1.4. О неоднородных спиновых состояниях хиральных гелимагнетиков. 1.5. Электронный транспорт в гелимагнетиках: известные магнито-хиральные эффекты и механические аналоги спин-транспортных явлений.

## 2. Геликондальный магнетизм и обменные спиновые токи в хиральных гелимагнетиках (1069).

## 3. Спиновые волны в хиральных гелимагнетиках (1072).

3.1. Спектр спиновых волн в хиральных гелимагнетиках. 3.2. Возбуждение гелимагнонов электрическим током.

## 4. Базовые уравнения для описания зарядового и спинового транспорта электронов проводимости в неоднородных проводящих магнетиках (1074).

## 5. Влияние геликондального магнетизма на зарядовый и спиновый транспорт (1077).

5.1. Продольное магнитосопротивление и индуцированная электрическим током электронная намагниченность гелимагнетиков. 5.2. Определение магнитной хиральности гелимагнетиков с помощью электрического магнитохирального или кинетического магнитоэлектрического эффектов. 5.3. Численные оценки влияния геликондального магнитного порядка на электросопротивление и намагниченность.

## 6. Влияние зарядового и спинового транспорта на геликондальный магнетизм (1082).

6.1. Базовые уравнения магнитной динамики проводящих гелимагнетиков. 6.2. Эффект передачи спинового момента и вращение спирали намагниченности гелимагнетика при протекании электрического тока. 6.3. Динамика магнитной спирали в отсутствие внешнего магнитного поля. 6.4. Электросопротивление хирального гелимагнетика в условиях передачи спинового момента. 6.5. Численные оценки влияния эффекта передачи спинового момента на динамику намагниченности гелимагнетиков. 6.6. Спиновые устройства, использующие вращение спирали намагниченности гелимагнетика.

## 7. Заключение (1089).

## Список литературы (1089).

В.В. Устинов<sup>(а)</sup>, И.А. Ясюлевич<sup>(б)</sup>

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева  
Уральского отделения Российской академии наук,  
ул. С. Ковалевской 18, 620137 Екатеринбург, Российская Федерация  
E-mail: <sup>(а)</sup> [ustinov@imp.uran.ru](mailto:ustinov@imp.uran.ru), <sup>(б)</sup> [yasyulevich@imp.uran.ru](mailto:yasyulevich@imp.uran.ru)

Статья поступила 17 января 2025 г.,  
после доработки 14 июля 2025 г.

## 1. Введение

### 1.1. Спинтроника:

#### этимология и хронология терминологии

Прежде чем освещать предмет настоящего обзора — хиральную спинтронику гелимагнетиков — новейшую ветвь спинтроники, мы хотим напомнить читателю основные временные вехи зарождения, становления и развития спинтроники в целом, а также спиновых явлений и эффектов, составивших её физическую основу.

Спинтроника — это раздел квантовой электроники, изучающий транспортные свойства проводящих материалов и наноструктур на их основе, определяемые наличием у электронов электрического заряда и спинового момента [1–6]. Термин "спинтроника" произошёл от аббревиатуры "SPINTRONICS", введённой в 1996 г. Вольфом [7] как название исследовательской программы, инициированной Агентством перспективных оборонных исследовательских проектов (англ. "Defense Advanced Research Projects Agency" (DARPA)) Министерства обороны США. Аббревиатура "SPINTRONICS" является сокращением от "SPIN TRansport electrONICS". Вышеназванная программа была направлена на изучение магнитных наноструктур с целью создания новых датчиков магнитного поля и устройств магнитной памяти. Для ознакомления с достижениями в области спинтроники читатель может обратиться к обзорам, опубликованным в *УФН* [8–10], а также к следующим книгам: "Spin current" под редакцией Маекавы, Валенсуэлы, Сайто и Кимуры [11], "Spin physics in semiconductors" под редакцией Дьяконова [12] и "Физика магнитных материалов и наноструктур" под редакцией Устинова, Мушников и Ирхина [13].

Первые работы и открытия в области спинтроники были сделаны применительно к немагнитным металлам и полупроводникам. Среди них следует особо отметить: спиновый резонанс электронов проводимости (англ. "Conduction-Electron Spin Resonance" (CESR)) [14–21] и спиновый эффект Холла (англ. "Spin Hall Effect" (SHE)) [12, 22–31].

Спиновый резонанс электронов проводимости — это явление резонансного поглощения энергии электромагнитного излучения подвижными носителями заряда и спина в металлах или полупроводниках, помещённых в постоянное внешнее магнитное поле.

Термин "Conduction electron spin resonance" был введён в 1955 г. в работе Пайнса и Сликтера [32]. Первая регистрация спинового резонанса электронов проводимости была осуществлена Грисволдом, Кипом и Киттелем [33]. Позднее Феер и Кип экспериментально обнаружили спиновый резонанс электронов проводимости в Li, K и Be [14]. Дайсон в работе [15] теоретически описал влияние спин-диффузионного характера движения электронов проводимости металла в поле электромагнитной волны, затухающей в скин-слое металла, на резонансное поглощение энергии электромагнитного излучения. Им было показано, что спиновая диффузия радикально влияет на форму линии спинового резонанса электронов проводимости. Влияние поверхностных и размерных эффектов на характер резонансного поведения спиновой системы электронов проводимости в условиях спинового резонанса было теоретически изучено в работах Устинова [19, 20].

Спиновый эффект Холла — физическое явление, при котором протекание электрического тока в немагнитном проводнике в отсутствие внешнего магнитного поля вызывает появление поперечного чисто спинового тока, не сопровождающегося переносом электрического заряда. Причиной этого явления служит спин-орбитальное взаимодействие электронов проводимости с кристаллической решёткой и её дефектами.

Индукцированный электрическим током поперечный чисто спиновый ток в ограниченных образцах будет вызывать накопление неравновесной спиновой плотности на противоположных гранях образца. При обратном спиновом эффекте Холла протекание спинового тока в проводнике вызывает возникновение поперечного тока электрического заряда. Накопление неравновесной спиновой плотности на гранях проводника при протекании по нему электрического тока было предсказано в 1971 г. Дьяконовым и Перелем [22, 23]. Название "спиновый эффект Холла" было дано Хиршем [25], который повторно предсказал это явление в 1999 г. Спиновый эффект Холла экспериментально был обнаружен в 2004 г. Като с соавторами [27]; обратный спиновый эффект Холла наблюдался в 1984 г. Бакуном с соавторами [34].

Работы Грюнберга с соавторами [35, 36] и работа Ферта с соавторами [37], выполненные в конце 1980-х годов, положили начало бурному развитию исследований спинового и зарядового транспорта в наноструктурах на основе ферромагнитных металлов. Ветвь спинтроники, в которой исследуется спиновый и зарядовый транспорт в наноструктурах, содержащих ферромагнитные слои, иногда обозначается термином "ферромагнитная спинтроника" [38, 39]. В работах [36, 37] было показано, что в сверхрешётках Fe/Cr и наноструктурах Fe/Cr/Fe под действием внешнего магнитного поля наблюдается значительное уменьшение их электросопротивления. Было отмечено, что наблюдаемое уменьшение электросопротивления многослойных магнитных наноструктур обусловлено зависимостью спинового транспорта электронов от взаимной ориентации намагниченностей соседних ферромагнитных слоёв, изменяющейся под действием магнитного поля. Данный тип магнитосопротивления получил специальное название — "гигантское магнитосопротивление" (англ. "Giant MagnetoResistance" (GMR)). Термин "Giant MagnetoResistance" впервые был использован в 1988 г. Фертом с соавторами [37].

Позднее гигантское магнитосопротивление было обнаружено в планарных наногетероструктурах специальной композиции, содержащих два слоя ферромагнитного металла, разделённых прослойкой немагнитного проводящего материала, и слой антиферромагнетика. В таких наногетероструктурах, получивших в 1991 г. в работе Дини с соавторами [40] название "спиновый клапан" (англ. "spin valve"), направление намагниченности одного из ферромагнитных слоёв фиксируется тем или иным способом, например, соседствующим с ним слоем антиферромагнетика, тогда как намагниченность другого ферромагнитного слоя может менять своё направление под действием внешнего магнитного поля относительно свободно. Магнитосопротивление такого спинового клапана существенно зависит от взаимной ориентации намагниченности ферромагнитных слоёв. Спиновые клапаны с гигантским магнитосопротивлением нашли практическое применение при создании считывающих головок в жёстких магнитных дисках [41].

Открытие в 1996 г. Слончевским [42] и, независимо, Бергером [43–45] эффекта передачи спинового момента (PCM) (англ. "Spin-Transfer Torque" (STT)) привело к созданию принципиально новых спиновых устройств для записи информации на магнитных носителях, в которых управление магнитным состоянием отдельных ферромагнитных слоёв наноструктуры осуществляется не внешним магнитным полем, но непосредственно электрическим током, протекающим через её слои [46]. Термин "Spin-Transfer Torque" был введён в 2002 г. в работах Стайлза и Зангвилла [47, 48]. В работах [49–53] было экспериментально показано, что в спиновых устройствах, состоящих из "закреплённого" ферромагнитного слоя, немагнитного слоя и "свободного" ферромагнитного слоя, поток спин-поляризованных электронов проводимости, сформированный в закреплённом слое, благодаря эффекту PCM может вызывать либо переключение намагниченности свободного слоя из одной статической ориентации в другую, либо стационарную прецессию намагниченности свободного слоя. Влияние протекающего электрического тока на намагниченность свободного ферромагнитного слоя возникает из-за того, что спиновый момент электронов проводимости, индуцированный обменным взаимодействием с электронами, локализованными на узлах кристаллической решётки в закреплённом слое, благодаря выполнению закона сохранения спина может передаваться током в магнитную систему свободного ферромагнитного слоя.

Возможность переключения намагниченности свободного ферромагнитного слоя спиновым клапаном между различными статическими ориентациями протекающим электрическим током была использована при создании устройств, получивших название "магнитный туннельный переход" (англ. "Magnetic Tunnel Junction" (MTJ)) [54, 55]. Термин "Magnetic Tunnel Junction" был впервые введён в 1996 г. Лу с соавторами в работе [56]. В простейшем варианте такое устройство представляет собой спиновый клапан, состоящий из "закреплённого" ферромагнитного слоя, непроводящего немагнитного слоя и "свободного" ферромагнитного слоя. Пропускание электрического тока через магнитный туннельный переход благодаря эффекту PCM приводит к изменению взаимной ориентации ферромагнитных слоёв и, соответственно, к гигантскому изменению величины туннельного магнитосопротивления (англ. "Tunnel MagnetoResistance" (TMR)). Термин "Tunnel MagnetoResistance" был впервые введён в 1997 г. Чжаном [57] и, независимо, Братковским [58]. Конструкции на основе магнитных туннельных переходов были использованы для создания элементов магнитной оперативной памяти с произвольным доступом (англ. "Magnetic Random Access Memory" (MRAM)) [41, 59]. Термин "Magnetic Random Access Memory" употребляется в литературе с 1996 г.

Устройство, использующее возможность создания прецессии намагниченности свободного ферромагнитного слоя спиновым клапаном при протекании электрического тока за счёт эффекта передачи спинового момента, получило название спин-трансферный наноосциллятор (англ. "Spin-Transfer Nano-Oscillator" (STNO)) [46, 60–69]. Часто аббревиатура STNO используется как сокращённое обозначение для термина "Spin-Torque Nano-Oscillator", который тождествен термину "Spin-Transfer Nano-Oscillator". Этот термин был впервые введён в 2005 г. в работе [60]. В простейшем варианте STNO со-

стоит из закреплённого ферромагнитного слоя, немагнитного слоя и свободного ферромагнитного слоя. Принцип работы STNO следующий: если намагниченность закреплённого ферромагнитного слоя лежит в плоскости слоя, то для работы такого генератора намагниченность свободного ферромагнитного слоя отклоняют на несколько градусов от плоскости слоя с помощью сильного внешнего магнитного поля. Постоянный электрический ток, приобретающий спиновую поляризацию при протекании через закреплённый ферромагнитный слой, стремится вернуть намагниченность свободного ферромагнитного слоя в плоскость слоя из-за эффекта PCM, что вызывает прецессию намагниченности свободного ферромагнитного слоя. Такая прецессия может быть преобразована в высокочастотные колебания сопротивления/напряжения посредством эффектов гигантского магнитосопротивления или туннельного магнитосопротивления. Однако из-за малой амплитуды прецессии величина возникающей микроволновой составляющей в электрическом токе мала. Для повышения микроволновой мощности было предложено синхронизировать несколько STNO [60, 70–72]. В работе [73] сообщалось о реализации синхронизации восьми STNO, что, однако, не позволяет достичь микроволновой мощности, необходимой для реальных электронных устройств.

В связи с необходимостью создания спиновых устройств, обладающих более широкой функциональностью и более высокими значениями соответствующих магнитотранспортных характеристик, а также демонстрирующих сверхбыструю динамику и устойчивость к внешним воздействиям, было предложено использовать в качестве функциональных компонентов спиновых устройств материалы с магнитным порядком, отличным от ферромагнитного. Это привело к появлению новых перспективных ветвей спинтроники, которые получили названия "антиферромагнитная спинтроника" [74–80] и "ферримагнитная спинтроника" [81–83]. Эти термины были введены в научный обиход в 2005 г. [84] и 2017 г. [81] соответственно.

## 1.2. Хиральная спинтроника: истоки и новейшая история

В 2001 г. Риккен в работе [85] исходя из общих принципов Онсагера показал, что при одновременном учёте нарушения симметрии обращения времени магнитным полем и чётности хиральностью в проводящих хиральных материалах могут возникать невязимые транспортные явления. Указанная невязимость выражается в том, что электрическое сопротивление проводников будет зависеть от их хиральности и от относительной ориентации электрического тока и внешнего магнитного поля. Новейшая перспективная ветвь спинтроники, в которой было предложено использовать в работе спиновых устройств влияние хиральности на спиновый и/или зарядовый транспорт, получила название "хиральная спинтроника".

Термин "хиральная спинтроника" был впервые введён в 2016 г. в статье Пола "Stiffness in vortex-like structures due to chirality-domains within a coupled helical rare-earth superlattice" [86], опубликованной в журнале *Scientific Reports*.

В 2019 году в пленарном докладе Янга "Rise of chiral spintronics" [87], представленном на конференции "American Physical Society March Meeting", обсуждалась воз-

возможность применения в спинтронике хиральных доменных стенок и хиральных молекул.

В 2021 г. в обзорной статье Янга, Наамана, Палтиэля и Паркина "Chiral spintronics" [88], опубликованной в журнале *Nature Reviews Physics*, было представлено современное состояние ветви хиральной спинтроники, изучающей особенности спинового и зарядового транспорта в хиральных молекулах [89, 90] и хиральных доменных стенках [89, 91]. В этом же году в пленарном докладе Устинова "Chiral spintronics of helimagnets" [92], представленном на международной конференции "Functional Materials", обсуждался потенциал использования гелимагнетиков в будущих спиновых устройствах хиральной спинтроники.

В 2023 г. в приглашённом докладе Велеса "Chiral spintronics with magnetic insulators" [93], представленном на конференции "Materials for Sustainable Development Conference", рассматривалась роль хиральных взаимодействий в возникновении невзаимных явлений как в транспорте магнонов, так и в динамике магнитных текстур в хиральных магнитных изоляторах на основе редкоземельных гранатов.

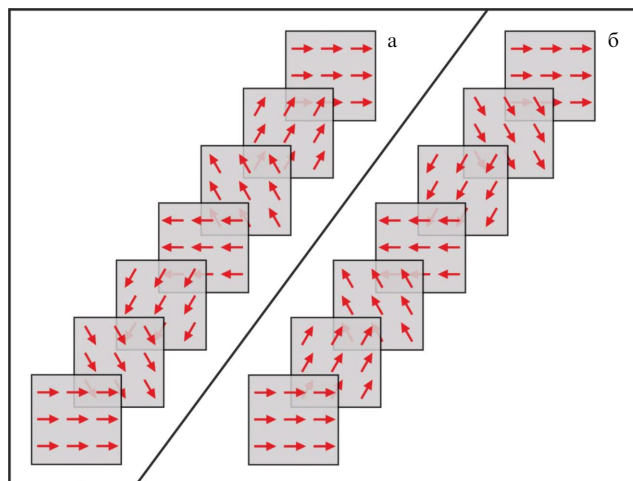
Наконец, в 2023 г. на Самаркандском международном симпозиуме по магнетизму в пленарных докладах Паркина "Chiral spintronics" [94] и Устинова "Toward helimagnet based spintronics" [95] были представлены самые последние достижения в области хиральной спинтроники. В докладе Паркина обсуждалось современное состояние разработок трековой памяти (англ. "Magnetic Racetrack Memory" (MRM)) [96]. В памяти такого типа данные кодируются в подвижных хиральных доменных стенках, которые перемещаются под действием электрического тока вдоль магнитных нанопроводов. В докладе Устинова обсуждалось современное состояние теоретического описания спинового и зарядового транспорта в хиральных гелимагнетиках, а также влияние этого транспорта на гелимагнетизм.

Настоящий обзор и посвящён описанию достижений в области хиральной спинтроники гелимагнетиков. Основное внимание уделено тем направлениям хиральной спинтроники, в развитие которых существенный вклад внесли авторы настоящего обзора в ходе собственных исследований [97–100].

### 1.3. Гелимагнетики и хиральность: элементарные сведения и классификация

Гелимагнетики представляют собой особый класс антиферромагнетиков. Их можно представить себе как магнитно-слоистые магнетики, в которых магнитные моменты электронов, локализованных на атомах, в отдельных магнитных слоях сонаправлены, а направления магнитных моментов этих слоёв при переходе от одного слоя к другому меняются на постоянный угол по правилу винта (рис. 1). Магнитные структуры такого типа получили название магнитных спиралей.

Геликоидальный магнетизм был обнаружен в тяжёлых редкоземельных металлах (Eu, Dy, Ho, Tb), в большом классе проводящих кубических магнетиков без центра инверсии ( $\text{MnSi}$ ,  $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ ,  $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ,  $\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ ,  $\text{FeGe}$ ,  $\text{MnGe}$ ,  $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Ge}$ ,  $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Ge}$ ) и ряде других соединений (см., например, обзоры Изюмова [101]; Кимуры [102]; Кишинэ в соавторстве с Овчинниковым [103], и в соавторстве с Тогавой, Коусакой и Иноуэ [104]; Григорьева с соавторами [105]). В работах

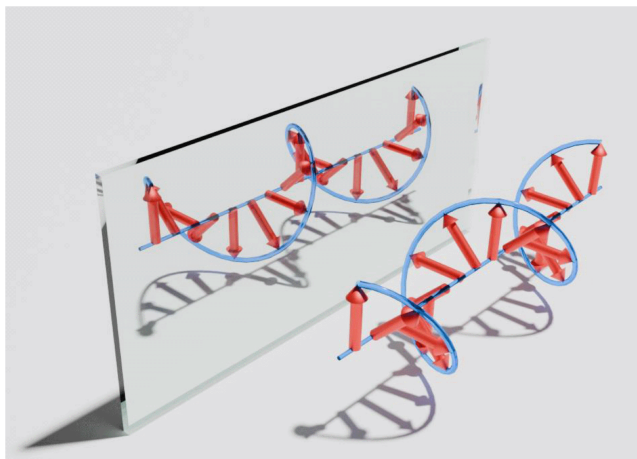


**Рис. 1.** Схематическое изображение гелимагнетиков с правозакрученной (а) и левозакрученной (б) спиралями. Направления стрелок соответствуют направлениям магнитных моментов электронов внутренних оболочек атомов.

[106–122] было продемонстрировано, что магнитные спирали могут также формироваться в различных сверхрешётках на основе редкоземельных металлов, в которых ось спиновой спирали перпендикулярна слоям сверхрешётки. Исследования многослойных магнитных наноструктур типа "спиновый клапан" на основе редкоземельных металлов Dy и Ho [123–130], проведённые в Институте физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения РАН, показали, что спиральная структура намагниченности может существовать и в отдельных нанослоях диспрозия или гольмия в составе спинового клапана. Поворот этой спирали под воздействием внешнего магнитного поля ведёт к изменению магнито-транспортных свойств таких "хиральных спиновых клапанов".

В кристаллах с центром симметрии спиральное упорядочение возникает из-за наличия косвенного обменного взаимодействия через электроны проводимости — взаимодействия Рудермана–Киттеля–Касуя–Иосиды. Это взаимодействие является дальнедействующим и сложным образом зависит от расстояния между атомами. В случае, если обменное взаимодействие между ближайшими атомами имеет положительный знак, а обменное взаимодействие между следующими за ближайшими соседями отрицательное, в кристаллах могут возникать спиральные спиновые структуры [131–135]. Гелимагнетики, в которых спиновая спираль образуется из-за наличия взаимодействия Рудермана–Киттеля–Касуя–Иосиды, получили название "симметричные гелимагнетики" [103] или "гелимагнетики типа Ёсимори" (англ. "Yoshimori-type") — по имени автора работы [136].

В кристаллах без центра симметрии спиральное магнитное упорядочение возникает как результат конкуренции трёх взаимодействий [137, 138]. Сильное симметричное изотропное обменное взаимодействие Гейзенберга стремится упорядочить соседние спины параллельно друг к другу. Изотропное антисимметричное взаимодействие Дзялошинского–Мории [139–143] стремится повернуть взаимодействующие спины перпендикулярно друг к другу, но в силу своей относительной малости способно лишь развернуть спины на малый угол. Ещё



**Рис. 2.** Демонстрация отражения спиновой спирали в зеркале. Направления стрелок красного цвета соответствуют направлениям магнитных моментов локализованных электронов гелимагнетика. Тени (серого цвета) изображены для удобства восприятия. Зеркальное отражение правозакрученной спирали соответствует левозакрученной. Левозакрученная спираль не может быть совмещена с правозакрученной ни при каких сдвигах и поворотах. Такая симметрия спирали называется хиральной.

более слабое анизотропное обменное взаимодействие фиксирует направление оси спирали. Гелимагнетики, в которых спиновая спираль образуется из-за наличия взаимодействия Дзялошинского – Морри, получили название "хиральные гелимагнетики" [103].

Спираль намагниченности может быть как левозакрученной, так и правозакрученной (рис. 2). Для характеристики направления закручивания спиралей вводят магнитную хиральность спирали  $K$ . Положительное значение магнитной хиральности  $K = +1$  отвечает правозакрученной спирали, тогда как отрицательная магнитная хиральность  $K = -1$  характеризует левозакрученную спираль.

Обнаружение спирального упорядочения намагниченности в кристаллах представляет собой довольно сложную задачу, для решения которой обычно применяются методы дифракции нейтронов [117, 144–153] или просвечивающей электронной микроскопии Лоренца [154–161]. Однако ещё более трудной задачей является экспериментальное определение типа реализующейся в гелимагнетике спирали намагниченности (либо левозакрученной, либо правозакрученной). Для этой цели в настоящее время используются методы рассеяния поляризованных нейтронов [105, 162–181] и поляризованного синхротронного рентгеновского излучения [182–188]. Следует отметить, что развитие метода рассеяния поляризованных нейтронов, который стал сегодня главным для изучения магнитной хиральности, в значительной степени связано с основополагающими работами Малеева [162–167, 169, 170, 172–176] и Григорьева [105, 162, 165, 169–178, 181].

Определение магнитной хиральности кристаллов с помощью методов рассеяния поляризованных нейтронов или поляризованного синхротронного рентгеновского излучения подразумевает использование установок типа "мегасайенс", что значительно усложняет создание спиновых устройств на основе проводящих гелимагнетиков. В связи с этим становятся актуальными работы по созданию способов определения магнитной хираль-

ности гелимагнитных структур с использованием стандартных лабораторных методов исследования гальваномагнитных свойств кристаллов. О результатах работы в данном направлении речь пойдёт в разделе 5 настоящего обзора.

#### 1.4. О неоднородных спиновых состояниях хиральных гелимагнетиков

В настоящем обзоре мы ограничимся анализом взаимного влияния геликоидального магнетизма и транспорта в простейшей одномерной модели неограниченного ("бесконечного") проводящего хирального магнетика. Заметим, что подобный "одномерный" подход к решению вышеуказанной задачи может стать некорректным в ряде практически важных случаев, к числу которых относится возможная неустойчивость одномерного основного спинового состояния хирального гелимагнетика. Следует отметить, что реальные образцы гелимагнетиков всегда являются ограниченными объектами, в которых экспериментально может наблюдаться "многодоменное" состояние, когда в разных частях образца направления осей спиралей намагниченности отличаются и/или спирали имеют разную магнитную хиральность.

Направления осей образующихся в кристалле хирального гелимагнетика спиралей фиксируются слабым анизотропным обменным взаимодействием. Например, в гексагональных кристаллах анизотропное обменное взаимодействие фиксирует ось спиновой спирали вдоль  $c$ -оси (см., например, [189]). Магнитные кристаллы, в которых спиновая спираль может выстраиваться только вдоль одного кристаллографического направления, называются одноосными гелимагнетиками (англ. "topoaxial helimagnets"). Возможны также ситуации, когда слабое анизотропное обменное взаимодействие фиксирует несколько кристаллографических направлений, в которых возможно выстраивание спиралей. Такая ситуация наблюдается в кубических магнетиках без центра инверсии, в которых слабое анизотропное обменное взаимодействие стремится зафиксировать направления осей спиралей вдоль главных направлений кубической решётки [105, 162, 165, 169–178, 181].

В работах [170, 172, 177, 181] было экспериментально показано, что в кубических магнетиках без центра инверсии спирали намагниченности во всём образце можно выстроить в одном направлении с помощью приложения внешнего магнитного поля. В работах [190, 191] с помощью численного моделирования было установлено, что электрический ток в кристаллах без центра симметрии может индуцировать переход многодоменного состояния, при котором направления осей спиралей намагниченности различаются в разных частях образца, в однодоменное. Также в литературе имеется ряд работ [192–195], где как теоретически, так и экспериментально показано, что в кристаллах с центром симметрии многодоменное состояние, характеризующееся различной магнитной хиральностью спиралей в разных частях образца, может быть преобразовано в однодоменное путём одновременного действия электрического тока высокой плотности и магнитного поля, направленных вдоль оси спирали.

Отдельно следует также отметить, что при определённых условиях (например, при приложении внешнего магнитного поля поперёк оси спирали намагниченности

или в случае ограниченных образцов) в кристаллах без центра симметрии помимо спирального магнитного упорядочения могут возникать: хиральная солитонная решётка (последовательность ферромагнитных доменов, разделённых  $360^\circ$  доменными границами блоховского типа) [103, 156, 196]; двумерная решётка магнитных скирмионов или А-фаза (намагниченность в этой фазе можно аппроксимировать суперпозицией намагниченностей трёх геликоидальных структур, оси которых перпендикулярны внешнему магнитному полю и повернуты относительно друг друга на  $120^\circ$ ) [197, 198]; "хиральные поплавки" (англ. "chiral bobbers") — трёхмерно локализованные солитоны с конечной энергией, описываемые гладким векторным полем намагниченности с топологической особенностью типа "ежа" [197, 198].

Последовательное описание спин-транспортных эффектов в неоднородных гелимагнетиках — это самостоятельная задача, выходящая за рамки данной работы.

### 1.5. Электронный транспорт в гелимагнетиках: известные магнито-хиральные эффекты и механические аналоги спин-транспортных явлений

Исследования влияния спирали намагниченности гелимагнетика на электрический ток начались в середине XX в. Эллиотт и Веджвуд в работе [199] теоретически продемонстрировали, что спиральная магнитная структура способна вызывать искажение поверхности Ферми, что, в свою очередь, может привести к изменению электросопротивления. Затем влияние гелимагнетизма на электросопротивление было обнаружено экспериментально (см., например, [200]). Из экспериментальных данных следовало, что при протекании электрического тока вдоль оси магнитной спирали электросопротивление отличается от такового при протекании тока перпендикулярно оси спирали или при отсутствии спирального магнитного упорядочения. Позднее было проведено множество исследований, посвящённых изучению влияния магнитной спирали на свойства зарядового транспорта в гелимагнетиках (см., например, [131, 132, 134, 201–211]).

В 2008 г. в работе [212] Фраерманом и Удаловым была предсказана возможность существования в гелимагнетиках с конической спиралью диодного эффекта — эффекта, выражающегося в появлении в электрическом токе вклада, пропорционального квадрату электрического поля. В качестве микроскопических механизмов, вызывающих диодный эффект, рассматривались хиральная асимметрия энергетического спектра электронов и асимметрия рассеяния электронов проводимости во внутренних спиральных обменных полях. В 2017 г. в работе [213] невзаимный транспорт был обнаружен экспериментально в металлическом гелимагнетике MnSi. Было показано, что электросопротивление вдоль оси спирали зависит от магнитной хиральности гелимагнетика и взаимной ориентации магнитного поля и электрического тока. Этот эффект получил название "электрический магнитохиральный эффект". Авторы настоящего обзора в работе [98] разработали теорию, описывающую возникновение электрического магнитохирального эффекта в гелимагнетиках как проявление спин-транспортных свойств электронов проводимости в присутствии внешнего магнитного поля. Было показано, что учёт квантового характера спина электронов проводимости, движущихся в неоднородном поле обменного происхождения, создаваемом спирально упорядоченными магнит-

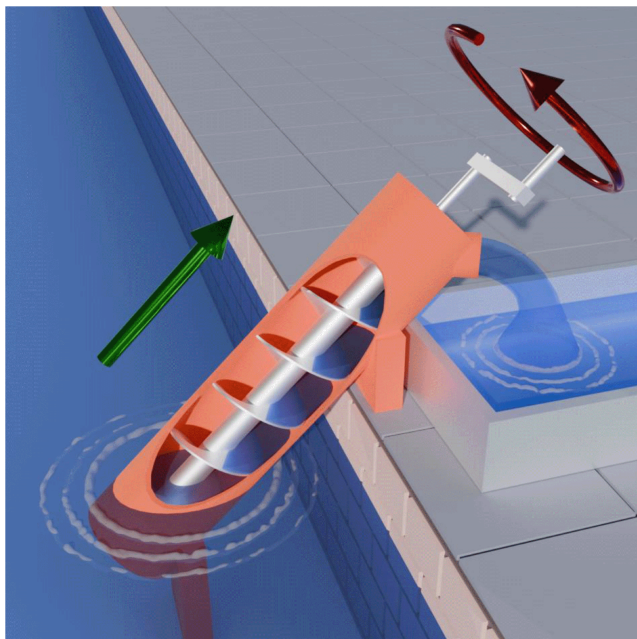
ными моментами локализованных электронов, приводит к возникновению квантовой добавки к классической силе Лоренца, действующей на электроны проводимости и предопределяющей существование новых квантовых эффектов в зарядовом транспорте в гелимагнетиках. Электрический магнитохиральный эффект был также обнаружен в других металлических гелимагнетиках, таких как  $\text{CrNb}_3\text{S}_6$  [214],  $\text{MnP}$  [192, 193] и  $\text{MnAu}_2$  [195].

В 1985 г. проявления эффектов хиральности в формировании магнитотранспортных свойств проводников с симметрией зеркальных изомеров были обнаружены в работе [215]. Авторами этой работы из симметричных соображений был предсказан "кинетический магнитоэлектрический эффект" — возникновение намагниченности у текущих через изомер носителей заряда, которая пропорциональна действующему в проводнике электрическому полю. Для кубических кристаллов или изотропных стереоизометрических материалов коэффициент пропорциональности между вектором намагниченности и вектором электрического поля согласно [215] является псевдоскаляром, имеющим разный знак для двух изомерных модификаций. Горьков и Сокол в исследованиях [216, 217] продемонстрировали, что кинетический магнитоэлектрический эффект может возникать в металлических антиферромагнетиках с геликоидальной волной спиновой плотности. Численное моделирование, проведённое в работе [208], подтвердило наличие данного эффекта в гелимагнетиках. В исследовании [218] было описано возникновение кинетического магнитоэлектрического эффекта при протекании электрического тока через хиральную доменную стенку. Авторами настоящего обзора в работах [97, 98] была построена микроскопическая теория кинетического магнитоэлектрического эффекта, обусловленного обменным взаимодействием электронов проводимости с локализованными электронами, ответственными за формирование гелимагнетизма. Аналитически было показано, что кинетический магнитоэлектрический эффект приводит к возникновению у электронов проводимости намагниченности, пропорциональной электрическому току, и направленной вдоль этого тока. Такая намагниченность имеет противоположные направления для спиралей с разной магнитной хиральностью. В работе [219] было экспериментально обнаружено возникновение кинетического магнитоэлектрического эффекта при протекании электрического тока в проводящем гелимагнетике  $\text{CrNb}_3\text{S}_6$ .

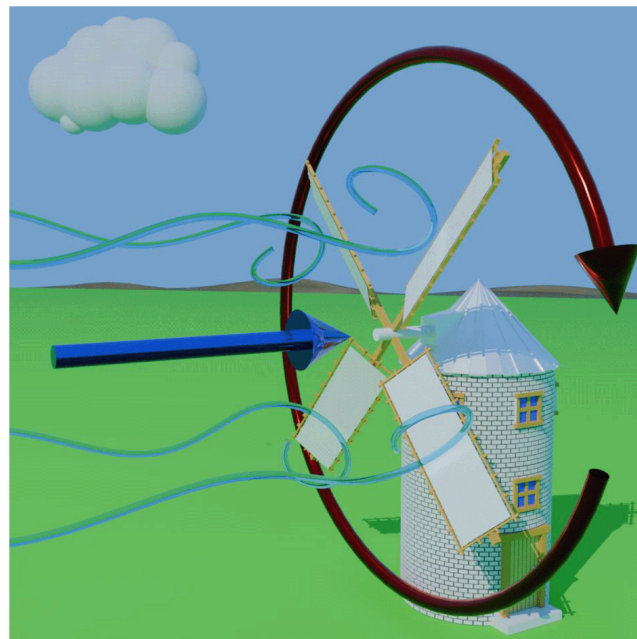
В 2024 г. была опубликована работа [195], в которой успешно продемонстрирована возможность экспериментальной реализации спинового устройства, использующего и электрический магнитохиральный, и кинетический магнитоэлектрический эффекты, возникающие в гелимагнетике.

Известно, что протекающий электрический ток из-за наличия эффекта передачи спинового момента может вызывать движение неоднородно намагниченных объектов, таких как доменные стенки [220, 221], магнитные вихри [222] или скирмионы [223–227]. Для облегчения понимания того, как электрический ток может влиять на состояние спирали намагниченности гелимагнетиков, мы хотели бы освежить в памяти читателя некоторые сведения об известных механических аналогах рассматриваемых нами магнетиков и протекающих в них явлений.

Первый из них — винт Архимеда, изобретённое Архимедом в III в. до н.э. механическое устройство для



**Рис. 3.** Схематическое изображение винта Архимеда. Принцип работы винта Архимеда состоит в том, что вращение винта геликоидальной формы вызывает движение воды вдоль оси геликоида.



**Рис. 4.** Схематическое изображение ветряной мельницы. Принцип работы ветряной мельницы состоит в том, что поток ветра, обтекающий винт геликоидальной формы, приводит к вращению этого винта.

перемещения воды с помощью вращающегося спиралевидного винта (рис. 3). Детальное техническое описание этого шедевра древнегреческой инженерной науки впервые дал Витрувий. В последнем, десятом, томе своего фундаментального труда "Десять книг об архитектуре" (лат. "De architectura libri decem"), изданного в 13 г. до н.э., он детально описывает устройство Архимедова винта. Справедливости ради следует, правда, указать, что в своём описании Витрувий не упомянул автора изобретения по имени (по нынешним меркам — плагиат). Вполне очевидно, что если вращение винта Архимеда приводит к перемещению воды вдоль его оси, то и течение потока воды через такой винт вызовет его вращение.

Второй аналог — ветряной двигатель. Это устройство для преобразования кинетической энергии ветрового потока в механическую энергию вращения ротора специальной геометрии. Ветряные мельницы — исторически первая реализация идеи преобразования линейного движения воздуха во вращательное движение лопастей и ротора мельницы (рис. 4). Первые письменные упоминания о ветряной мельнице как о техническом устройстве, принадлежащие греку Герону, относятся к первому столетию нашей эры.

Как для водяного винта Архимеда, так и для ветряного двигателя Герона ключевым фактором является взаимодействие потока частиц с телом особой геликоидальной формы, обладающим хиральной симметрией.

Возвращаясь к задаче о спиновом транспорте электронов проводимости в проводящем гелимагнетике, мы можем провести некую аналогию между обычным атмосферным ветром, обдувающим крылья ветряной мельницы, и потоком спинового момента электронов проводимости, передающих свой вращательный момент в систему магнитных моментов электронов гелимагнетика, локализованных в узлах кристаллической решётки. Имея в виду такую аналогию, мы будем в этом разделе использовать термин "спиновый ветер" как поэтиче-

ский образ известного и более прозаического термина "спиновый ток".

Основываясь на вышеописанных механических аналогиях, мы можем ожидать, что спиновый ветер, "дующий" в хиральном гелимагнетике, будет при определённых условиях приводить к вращению всей магнитной системы гелимагнетика, так же как обычный ветер вращает лопасти воздушного винта.

В 2006 г. в работе [228] на основе объединения расчётов из первых принципов и полуклассической теории линейного отклика была изучена динамика спиральной волны спиновой плотности при протекании тока в гелимагнетике с анизотропией типа "лёгкая плоскость". Было показано, что крутящий момент, индуцированный током, вызывает вращение спиновой спирали как целого. В работах [190, 229–232] исследование влияния тока на движение намагниченности гелимагнетика выполнялось с помощью численного моделирования решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта, дополненного феноменологическими "адиабатическим" и "неадиабатическим" членами, описывающими эффект ПСМ. Было установлено, что при протекании электрического тока через гелимагнетик спиновая спираль смещается как целое, что эквивалентно гармоническому вращению спирали вокруг своей оси. Показано, что скорость смещения геликоида линейно зависит от величины протекающего электрического тока. Обнаружено также, что при пропускании тока через гелимагнетик происходит переход от спинового упорядочения типа "простая спираль" к упорядочению "коническая спираль", причём с ростом тока угол отклонения от простой спирали увеличивается. Авторы настоящего обзора в работе [99] рассмотрели возникновение эффекта передачи спинового момента в гелимагнетиках как следствие обменного взаимодействия между спинами электронов проводимости и локализованных электронов. Проведённый в [99] анализ показал, что протекание электрического тока в гелимагне-

тике может вызвать вращение спирали намагниченности, а также изменение её формы — трансформацию простой спирали в коническую. Было показано, что вращение спирали намагниченности в гелимагнетиках под действием протекающего электрического тока приводит к генерации электромагнитного излучения.

Экспериментально факт того, что импульс тока может изменять расположение спиновых спиралей, был обнаружен в длиннопериодном металлическом хиральном гелимагнетике FeGe в работе [190]. Вращение хирально-спиновой структуры чисто спиновым током было обнаружено экспериментально в неколлинеарном антиферромагнетике  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  [233]. Отметим также, что теоретически была показана возможность возникновения когерентного вращения магнитной спирали, формирующейся в системе взаимодействующих ферромагнитных нанодисков, образующих многослойную наночастицу [234].

Авторы работы [235], используя методы квантовой кинетики, показали, что движущаяся спиральная волна спиновой плотности может вызывать генерацию электрического тока. В работе [236] было теоретически доказано, что пространственно-однородное, но гармонически изменяющееся со временем магнитное поле может вызывать вращение спирали намагниченности гелимагнетиков, что в итоге приведёт к генерации электрического тока вдоль оси спирали. Генерация электрического тока при возникновении вращения спирали в ограниченном гелимагнетике была изучена численно в работе [237].

*Цель настоящего обзора* — познакомить читателя с некоторыми достижениями в области хиральной спинтроники гелимагнетиков. В обзоре будет продемонстрировано, как хиральность гелимагнетиков влияет на спиновые и зарядовые токи в таких материалах, а также как данное обстоятельство можно использовать для определения магнитной хиральности гелимагнетиков с помощью гальваномангнитных экспериментов. Будет показано, как электрические и спиновые токи влияют на спираль намагниченности гелимагнетика и как это может быть применено в разработке новых спиновых устройств.

*Обзор построен следующим образом.* В разделе 2 мы напомним читателю, как конкуренция обменного взаимодействия Гейзенберга, взаимодействия Дзялошинского–Мории и магнито-кристаллической анизотропии приводит к возникновению спирального упорядочения намагниченности в кристаллах. В явном виде будет представлена связь эффективного магнитного поля, действующего на намагниченность электронов проводимости, и эффективного магнитного поля, действующего на намагниченность локализованных электронов хиральных гелимагнетиков, с параметрами квантового обменного гамильтониана, задающего геликоидальное магнитное упорядочение в проводящем кристалле.

В разделе 3 кратко рассмотрены особенности колебаний намагниченности около равновесного спирального состояния (спиновые волны), а также возбуждение спиновых волн протекающим через гелимагнетик электрическим током.

В разделе 4 кратко очерчено построение теории, пригодной для описания спин-транспортных эффектов в проводниках при наличии неоднородностей внешнего магнитного поля и/или внутренних полей обменного происхождения.

В разделе 5 на основе теории, изложенной в разделе 4, описано влияние геликоидального магнетизма на заряд-

овый и спиновый транспорт и показана возможность определения магнитной хиральности гелимагнетика с помощью электрического магнитохирального или кинетического магнитоэлектрического эффектов.

В разделе 6 кратко обсуждается описание влияния электрического тока на намагниченность, обусловленного передачей спинового момента, с помощью совместного решения системы уравнений для намагниченности локализованных электронов и для намагниченности электронов проводимости. С помощью построенной теории описано влияние эффекта передачи спинового момента на намагниченность и электросопротивление гелимагнетиков. Мы представляем также схемы возможных новых спиновых устройств, использующих вращение спирали намагниченности гелимагнетика под действием протекающего электрического тока.

## 2. Геликоидальный магнетизм и обменные спиновые токи в хиральных гелимагнетиках

Магнитный порядок в системе локализованных электронов хиральных гелимагнетиков можно описать, если учесть прямое обменное взаимодействие Гейзенберга и взаимодействие Дзялошинского–Мории между локализованными электронами, а также магнито-кристаллическую анизотропию. Взаимодействие электронов проводимости и локализованных электронов будем описывать в рамках  $s-d(f)$  обменной модели [131]. Весьма эффективный модельный метод описания межэлектронных спиновых взаимодействий основан на представлении о возможности описания квантового состояния электронов, локализованных на узлах кристаллической решётки с номерами  $n$ , на языке операторов спина  $\hat{S}_n$ . Оператор спина электрона проводимости будем обозначать строчной буквой  $\hat{s}$ . Спиновый гамильтониан системы, помещённой в магнитное поле  $\mathbf{B}$ , запишем в виде

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{H}} = & -\frac{1}{2} \left\{ \sum_{n,m} I_{nm} \hat{S}_n \cdot \hat{S}_m + \sum_{n,m} \mathcal{D}_{nm} \cdot [\hat{S}_n \times \hat{S}_m] - \right. \\ & - \mathcal{K} \sum_n (\hat{S}_n \cdot \mathbf{e}_z)^2 \left. \right\} + g\mu_B \left( \sum_n \hat{S}_n + \sum_i \hat{s}_i \right) \cdot \mathbf{B} - \\ & - \sum_{i,n} I(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_n) \hat{s}_i \cdot \hat{S}_n. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $I_{nm}$  — величины гейзенберговского обменного взаимодействия спинов, локализованных на узлах решётки с номерами  $n$  и  $m$ , векторные величины  $\mathcal{D}_{nm}$  характеризуют анизотропное взаимодействие Дзялошинского–Мории между спинами  $\hat{S}_n$  и  $\hat{S}_m$ ,  $I(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_n)$  — интеграл  $s-d(f)$  обменного взаимодействия электрона проводимости с координатой  $\mathbf{r}_i$  и электронов, локализованных на узле  $\mathbf{r}_n$ ,  $\mathcal{K}$  — константа одноионной анизотропии,  $g$  —  $g$ -фактор электрона,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $\mathbf{e}_z$  — единичный вектор, ориентированный вдоль предпочтительного направления в магнитно-одноосном кристалле, которое в данной работе предполагается совмещённым с осью  $OZ$ .

Перейдём от квантово-механического описания системы на языке спиновых операторов  $\hat{S}_n$  и  $\hat{s}$  к классическому путём формальной замены в спиновом гамильтониане  $\hat{\mathcal{H}}$  операторов спина на классические векторы  $\mathbf{S}_n = -(V/g\mu_B) \mathbf{M}(\mathbf{r}_n)$  и  $\mathbf{s}_i = -(V/g\mu_B) \mathbf{m}(\mathbf{r}_i)$ , где  $\mathbf{M}(\mathbf{r}_n)$  — намагниченность локализованных электронов в узлах решётки  $\mathbf{r}_n$ ,  $\mathbf{m}(\mathbf{r}_i)$  — намагниченность электронов про-

водимости в точке с координатой  $\mathbf{r}_i$ ,  $V$  — объём ячейки Вигнера–Зейтца кристалла. Обменные интегралы  $I_{nm}$  и  $\mathcal{D}_{nm}$  в (1) быстро уменьшаются с ростом длины вектора  $\delta\mathbf{r}_{nm} = \mathbf{r}_m - \mathbf{r}_n$ . Как следствие, считая в выражении для классического аналога гамильтониана (1) намагниченность  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  величиной, непрерывно меняющейся в координатном пространстве, мы можем представить вектор  $\mathbf{M}(\mathbf{r}_m) \equiv \mathbf{M}(\mathbf{r}_n + \delta\mathbf{r}_{nm})$  в виде степенного ряда, разложив  $\mathbf{M}(\mathbf{r}_n + \delta\mathbf{r}_{nm})$  в точке  $\mathbf{r}_n$  по степеням  $\delta\mathbf{r}_{nm}$ . Ограничиваясь в таком разложении членами второго порядка, из (1) получаем следующее представление для плотности магнитной энергии кристалла  $\mathcal{F}$  в терминах намагниченностей локализованных электронов  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  и электронов проводимости  $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ :

$$\mathcal{F} = -\frac{1}{2} \{ \mathbf{M} \cdot \nabla \cdot \mathcal{A} \cdot \nabla \mathbf{M} - 2\mathbf{M} \cdot [\mathcal{D} \cdot \nabla \times \mathbf{M}] - \mathcal{B}(\mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_z)^2 + \mathcal{C}\mathbf{M}^2 \} - (\mathbf{M} + \mathbf{m}) \cdot \mathbf{B} - \mathcal{A}\mathbf{M} \cdot \mathbf{m}. \quad (2)$$

В выражении (2) для плотности энергии  $\mathcal{F}$  обменное взаимодействие Гейзенберга характеризуется тензором  $\mathcal{A} = (V/2g^2\mu_B^2) \sum_m I_{0m} \delta\mathbf{r}_{m0} \otimes \delta\mathbf{r}_{m0}$  и скалярной величиной  $\mathcal{C} = (V/g^2\mu_B^2) \sum_m I_{0m}$ , взаимодействие Дзялошинского–Мории — тензором  $\mathcal{D} = (V/2g^2\mu_B^2) \sum_m \mathcal{D}_{0m} \otimes \delta\mathbf{r}_{m0}$ , одноосная магнито-кристаллическая анизотропия — константой  $\mathcal{B} = (V/g^2\mu_B^2) \mathcal{K}$ ,  $s-d(f)$  обменное взаимодействие — параметром  $\mathcal{A} = (1/g^2\mu_B^2) \int I(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}$ . Знак " $\otimes$ " используется нами для обозначения тензорного произведения векторов.

Ограничиваясь рассмотрением кристаллов кубической симметрии, представим тензоры  $\mathcal{A}$  и  $\mathcal{D}$  в виде  $\mathcal{A} = \mathcal{A}\mathcal{E}$  и  $\mathcal{D} = \mathcal{D}\mathcal{E}$ , где  $\mathcal{A}$  и  $\mathcal{D}$  — константы, а  $\mathcal{E}$  — единичный тензор второго ранга. Величина  $\mathcal{A}$ , характеризующая прямой обмен, получила название "обменная жёсткость" (англ. "exchange stiffness"). Для словесной идентификации величины  $\mathcal{D}$ , определяемой взаимодействием Дзялошинского–Мории, в англоязычной литературе [238–242] можно встретить специальный термин: "spiralisation". На русский язык он может быть переведён как "скручиваемость". Может быть использован, конечно, и простой "побуквенный" перевод этого термина — "спирализация".

Магнитные подсистемы локализованных электронов и электронов проводимости, имеющие намагниченности  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{m}$ , связаны посредством обменного взаимодействия. Это взаимодействие приводит к тому, что со стороны локализованных электронов на намагниченность электронов проводимости  $\mathbf{m}$  действует эффективное магнитное поле  $\mathbf{B}_m^{(\text{eff})}$ , а со стороны электронов проводимости на намагниченность локализованных электронов  $\mathbf{M}$  действует эффективное магнитное поле  $\mathbf{B}_M^{(\text{eff})}$ . Задавая магнитную энергию кристалла  $F = \int d^3\mathbf{r} \mathcal{F}$  и вычисляя затем вариационные производные от  $F$  по переменным  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{M}$ , находим действующие в гелимагнетике на намагниченности  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{M}$  эффективные магнитные поля  $\mathbf{B}_m^{(\text{eff})} = -\delta F/\delta\mathbf{m}$  и  $\mathbf{B}_M^{(\text{eff})} = -\delta F/\delta\mathbf{M}$ :

$$\mathbf{B}_m^{(\text{eff})} = \mathbf{B} + \mathcal{A}\mathbf{M}, \quad (3)$$

$$\mathbf{B}_M^{(\text{eff})} = \mathbf{B} + \mathcal{A}\mathbf{m} + \mathcal{A}\mathcal{D}\mathbf{M} - \mathcal{B}(\mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_z)\mathbf{e}_z + \mathcal{C}\mathbf{M} - 2\mathcal{D}[\nabla \times \mathbf{M}]. \quad (4)$$

Важно подчеркнуть, что эффективное поле  $\mathbf{B}_M^{(\text{eff})}$ , действующее на намагниченность локализованных элект-

тронов  $\mathbf{M}$ , согласно формуле (4) определяется не только внешним магнитным полем  $\mathbf{B}$  и обменным полем  $\mathcal{A}\mathbf{m}$ , действующим со стороны электронов проводимости, но и самой намагниченностью  $\mathbf{M}$ , т.е.  $\mathbf{B}_M^{(\text{eff})}$  является функционалом намагниченности  $\mathbf{M}$ :  $\mathbf{B}_M^{(\text{eff})} \equiv \mathbf{B}_M^{(\text{eff})}[\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)]$ .

Для описания динамики намагниченности рассматриваемых нами проводящих гелимагнетиков необходимо в первую очередь сформулировать уравнения, описывающие динамику намагниченности локализованных электронов  $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ . В качестве такого уравнения можно использовать хорошо известное уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} + \gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{B}_M^{(\text{eff})}] + \frac{\alpha}{M} \left[ \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \times \mathbf{M} \right] = 0, \quad (5)$$

в котором  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\alpha$  — постоянная затухания Гильберта, определяющая скорость затухания колебаний намагниченности  $\mathbf{M}$ .

В заданном постоянном магнитном поле  $\mathbf{B}$  намагниченность  $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ , удовлетворяющая уравнению (5), будет релаксировать к своему равновесному значению  $\mathbf{M}_0 \equiv \mathbf{M}_0(\mathbf{r})$ . Равновесное распределение намагниченности  $\mathbf{M}_0(\mathbf{r})$  определяется как экстремаль функционала  $F[\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)]$ , которая обеспечивает его минимальное значение  $F[\mathbf{M}_0(\mathbf{r})]$ . Далее мы ограничимся рассмотрением случая, когда модуль намагниченности гелимагнетика остаётся постоянной заданной величиной:  $|\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)| = M$ . Для нахождения экстремали функционала  $F[\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)]$  с дополнительным требованием  $M^2 - M^2 = 0$  требуется решить систему уравнений Эйлера–Пуассона, которые принимают вид  $\mathbf{B}_M^{(\text{eff})}[\mathbf{M}] = l\mathbf{M}$ , где величина  $l$  — множитель Лагранжа, подлежащий определению из этих уравнений. Очевидно, что решение уравнений Эйлера–Пуассона  $\mathbf{M}_0(\mathbf{r})$  удовлетворяет условию

$$[\mathbf{M}_0 \times \mathbf{B}_M^{(\text{eff})}[\mathbf{M}_0]] = 0. \quad (6)$$

Подставляя в уравнение (5) выражение (4) для эффективного поля  $\mathbf{B}_M^{(\text{eff})}$  и используя легко доказываемые соотношения тензорной алгебры  $[\mathbf{M} \times \mathcal{A}\mathbf{M}] = -\nabla \cdot [(\nabla \otimes \mathbf{M}) \times \mathbf{M}]$  и  $[\mathbf{M} \times [\nabla \times \mathbf{M}]] = -\nabla \cdot \mathbf{M} \otimes \mathbf{M}$ , мы можем записать уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта (5) в следующем виде:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} + \gamma[\mathbf{M} \times (\mathbf{B} + \mathbf{B}_a)] + \nabla \cdot \mathbf{J}_M + \frac{\alpha}{M} \left[ \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \times \mathbf{M} \right] + \gamma\mathcal{A}[\mathbf{M} \times \mathbf{m}] = 0, \quad (7)$$

где  $\mathbf{B}_a \equiv \mathcal{B}(\mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_z)\mathbf{e}_z$  — поле одноосной магнитной анизотропии.

При записи третьего члена левой части уравнения (7) мы ввели в рассмотрение тензор второго ранга

$$\mathbf{J}_M = -\gamma\mathcal{A}[(\nabla \otimes \mathbf{M}) \times \mathbf{M}] + 2\gamma\mathcal{D}\mathbf{M} \otimes \mathbf{M}. \quad (8)$$

Тензор  $\mathbf{J}_M$ , характеризующий влияние обменных взаимодействий внутри подсистемы локализованных моментов на движение намагниченности  $\mathbf{M}$ , может быть назван тензором плотности потока намагниченности  $\mathbf{M}$ . Для краткости мы будем называть  $\mathbf{J}_M$  "обменным спиновым током". Обменный спиновый ток  $\mathbf{J}_M$ , определяемый формулой (8), содержит две компоненты. Первая из них (первый член в правой части (8)) обусловлена гейзенберговским обменом локализованных электро-

нов, её величина определяется обменной жёсткостью  $A$ . Вторая обусловлена обменным взаимодействием Дзялошинского–Мории, её величина определяется спиральизацией  $D$ .

Изначально термин "обменный спиновый ток" применялся для описания динамики ферромагнетиков, в котором учитывалось только симметричное обменное взаимодействие. Такой обменный спиновый ток, определяемый первым членом в правой части определения (8), подробно описан в книге [11], в которой ему посвящена отдельная глава. В работе [99] мы расширили область применения понятия "обменный спиновый ток", описав вклад в  $\mathbf{J}_M$  обменного взаимодействия Дзялошинского–Мории, представленный вторым слагаемым в правой части (8).

Введение термина "обменный спиновый ток" требует специального пояснения. Тензорная операция  $\nabla \cdot \mathbf{J}_M$ , в которой векторный оператор  $\nabla \equiv \partial/\partial \mathbf{r}$  образует скалярное произведение с тензором  $\mathbf{J}_M$ , может рассматриваться как тензорный аналог известной операции вычисления дивергенции вектора  $\mathbf{j}$ , обозначаемой как  $\text{div} \mathbf{j} \equiv \nabla \cdot \mathbf{j}$ , в которой векторный оператор  $\nabla$  образует скалярное произведение с вектором  $\mathbf{j}$ . Если под вектором  $\mathbf{j}$  мы будем понимать вектор плотности электрического тока, носителями которого являются электроны проводимости, то скалярная величина  $\nabla \cdot \mathbf{j}$  в силу выполнения закона сохранения числа частиц будет характеризовать скорость изменения во времени плотности электрического заряда в данной точке пространства, обусловленного изменением плотности электрического тока  $\mathbf{j}$  в этой точке. Проводя аналогию между операциями  $\nabla \cdot \mathbf{j}$  и  $\nabla \cdot \mathbf{J}_M$ , мы можем утверждать, что величина  $\nabla \cdot \mathbf{J}_M$  будет характеризовать скорость изменения во времени плотности намагниченности  $\mathbf{M}$  локализованных электронов в данной точке пространства, которое обусловлено поведением введённой нами величины  $\mathbf{J}_M$  в этой точке. Именно поэтому сам тензор  $\mathbf{J}_M$  имеет смысл плотности некоторого тока и назван нами тензором "обменного спинового тока".

Вне всякого сомнения, проведённая выше аналогия между плотностью электрического тока  $\mathbf{j}$  и плотностью обменного спинового тока  $\mathbf{J}_M$  является далеко не полной. В отличие от электрического тока, протекание которого сопровождается физическим перемещением электронов проводимости в пространстве и соответствующим переносом электрического заряда, обменный спиновый ток  $\mathbf{J}_M$ , характеризующий систему локализованных электронов, никак не связан с макроскопическим перемещением электронов в координатном пространстве. Обменный спиновый ток характеризует специфическое свойство системы локализованных электронов, связанных между собой обменными взаимодействиями различного вида, изменять локальную намагниченность системы  $\mathbf{M}$  в данной точке кристалла  $\mathbf{r}$ , если намагниченность в соседних точках системы отличается от  $\mathbf{M}$ .

Дальнейшее рассмотрение проведём для случая, когда постоянное однородное магнитное поле  $\mathbf{B}$ , действующее в гелимагнетике, направлено вдоль оси  $OZ$ .

Равновесное распределение намагниченности локализованных электронов  $\mathbf{M}_0(z)$ , которое в рассматриваемом случае будет функцией только одной координаты  $z$ , определяется как экстремаль функционала магнитной энергии кристалла  $F$ , удовлетворяющая условию  $|\mathbf{M}_0(z)| = M$ . Для нахождения экстремали функционала  $F$  требуется

решить систему уравнений Эйлера–Пуассона. Можно показать, что решением системы уравнений Эйлера–Пуассона с плотностью энергии (2) с дополнительным требованием  $\mathbf{M}_0^2 - M^2 = 0$ , удовлетворяющим условию (6), является магнитный геликоид. Вектор  $\mathbf{M}_0$  этого геликоида может быть представлен в виде суммы двух компонент: поперечной (относительно оси спирали) компоненты  $\mathbf{M}_{0,t}$  и продольной компоненты  $\mathbf{M}_{0,\ell}$ :  $\mathbf{M}_{0,t} + \mathbf{M}_{0,\ell}$ .

Поперечная компонента  $\mathbf{M}_{0,t}$  с ростом координаты  $z$  периодически меняет своё направление в пространстве, оставаясь постоянной по величине:  $\mathbf{M}_{0,t} = M_{0,t}(\mathbf{e}_x \cos Kq_0z + \mathbf{e}_y \sin Kq_0z)$ , где  $M_{0,t} = |\mathbf{M}_{0,t}|$ ,  $q_0$  — равновесное волновое число геликоида,  $\mathbf{e}_x$  и  $\mathbf{e}_y$  — единичные векторы вдоль осей  $OX$  и  $OY$  соответственно,  $K = \pm 1$  — магнитная хиральность спирали намагниченности. Положительное значение магнитной хиральности  $K = +1$  отвечает правозакрученной спирали намагниченности, тогда как отрицательная магнитная хиральность  $K = -1$  характеризует левозакрученную спираль. Для характеристики геликоида помимо скалярной величины  $K$  мы будем использовать единичный вектор магнитной хиральности  $\mathbf{k} = K\mathbf{e}_z$ . Введём также в рассмотрение волновой вектор магнитной спирали  $\mathbf{q} = [\mathbf{M}_t \times \partial \mathbf{M}_t / \partial z] / M_t^2$ . Ясно, что  $\mathbf{q} = q\mathbf{k} = Kq\mathbf{e}_z$ ,  $q_z \equiv \mathbf{q} \cdot \mathbf{e}_z = Kq$ , где  $q = |\mathbf{q}|$ .

В равновесном гелимагнетике с волновым числом спирали  $q_0$  направление намагниченности меняется в пространстве с периодом  $L_H = 2\pi/q_0$ . Минимальное значение энергии магнитной спирали в состоянии равновесия достигается, когда волновое число  $q_0 = |D|/A$  и хиральность  $K = \text{sgn } D$ . При этом связь продольной компоненты намагниченности  $\mathbf{M}_{0,\ell}$  и поля  $\mathbf{B}$  имеет вид

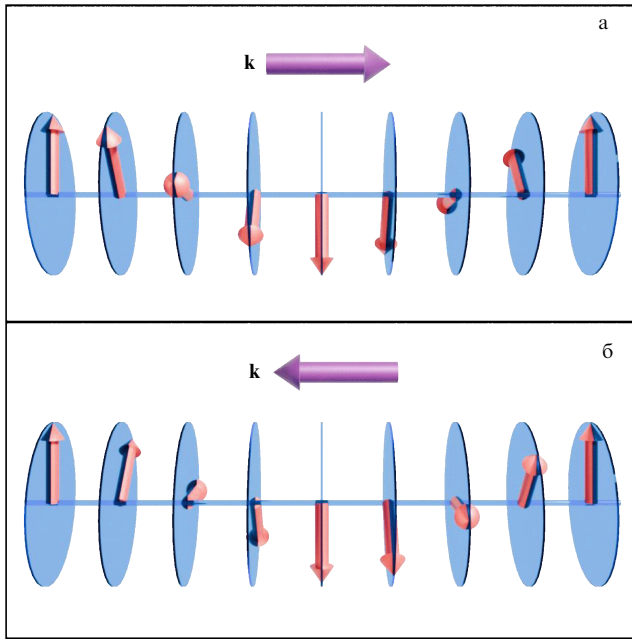
$$\mathbf{M}_{0,\ell} = \frac{1 + \chi A}{B + D^2/A} \mathbf{B}, \quad (9)$$

где  $\chi$  — магнитная восприимчивость Паули электронного газа.

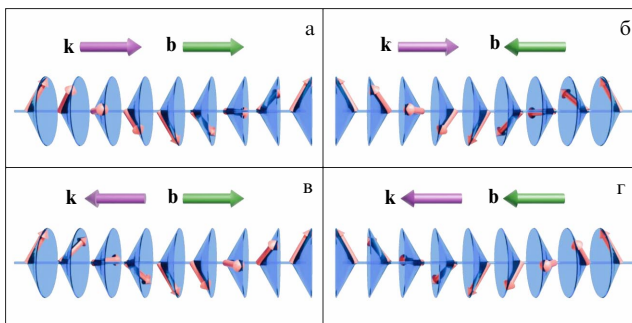
Упорядочение магнитных моментов локализованных электронов, при котором  $\mathbf{M}_{0,\ell} \equiv 0$  и намагниченность  $\mathbf{M}_0$  лежит в плоскости  $XY$ , получило название "простая спираль". Такой вид магнитного упорядочения является характерным для большинства металлических гелимагнетиков, когда отсутствует внешнее магнитное поле. Схематическое изображение магнитной структуры типа "простая спираль" приведено на рис. 5.

Согласно (9), простая спираль может трансформироваться в коническую под действием магнитного поля  $\mathbf{B}$ , направленного вдоль оси геликоида. При включении поля  $\mathbf{B}$  намагниченность  $\mathbf{M}_0$  отклоняется от плоскости  $XY$  на конечный угол  $\theta_0 = \theta_0(B)$ , величина которого зависит от величины магнитного поля  $B = |\mathbf{B}|$ . Будем считать, что величина  $\theta_0$  всегда положительна; это означает, что она определяет только абсолютную величину угла отклонения, но не содержит информации о направлении, в котором намагниченность отклоняется от плоскости, перпендикулярной оси спирали. Направление вектора продольной намагниченности геликоида  $\mathbf{M}_{0,\ell}$  совпадает при этом с направлением поля  $\mathbf{B}$ , задаваемым единичным вектором  $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$ , где  $B = |\mathbf{B}|$ . Тогда компоненты  $\mathbf{M}_{0,\ell}$  и  $\mathbf{M}_{0,t}$  вектора  $\mathbf{M}_0$  можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{0,\ell} &= \mathbf{b}M \sin \theta_0; \\ \mathbf{M}_{0,t} &= M \cos \theta_0 (\mathbf{e}_x \cos Kq_0z + \mathbf{e}_y \sin Kq_0z). \end{aligned} \quad (10)$$



**Рис. 5.** Схематическое изображение магнитной структуры типа "простая спираль" в гелимагнетике с вектором хиральности  $\mathbf{k}$  в отсутствие магнитного поля: (а) правозакрученная спираль, хиральность  $K = +1$ ; (б) левозакрученная спираль, хиральность  $K = -1$ . Направления стрелок красного цвета соответствуют направлениям магнитных моментов локализованных электронов.



**Рис. 6.** Схема конфигураций покоящейся конической магнитной спирали гелимагнетика в магнитном поле, направление которого задано единичным вектором  $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$ : (а) правозакрученная,  $\mathbf{b} \parallel \mathbf{k}$ ; (б) правозакрученная,  $\mathbf{b} \perp \mathbf{k}$ ; (в) левозакрученная,  $\mathbf{b} \perp \mathbf{k}$ ; (г) левозакрученная,  $\mathbf{b} \parallel \mathbf{k}$ . Направления стрелок красного цвета соответствуют направлениям магнитных моментов локализованных электронов.

Магнитная спираль с ненулевым значением  $\mathbf{M}_{0,\ell}$  называется конической магнитной спиралью. Схематическое изображение магнитной структуры типа "коническая спираль", образованной из простой спирали под действием магнитного поля, направленного вдоль оси магнитного геликоида, представлено на рис. 6.

При достижении магнитным полем  $B$  значения  $B_F = M(B + D^2/A)/(1 + \chi A)$  коническая спираль испытывает фазовый переход в индуцированное "ферромагнитное" состояние, в котором  $|\mathbf{M}_{0,\ell}| = M$  и  $\mathbf{M}_{0,\ell}(z) \equiv 0$ .

### 3. Спиновые волны в хиральных гелимагнетиках

В разделе 2 было показано, что конкуренция обменного взаимодействия Гейзенберга, взаимодействия Дзяло-

шинского – Мории и магнито-кристаллической анизотропии приводит к формированию в хиральных гелимагнетиках спирали намагниченности локализованных электронов. В этом разделе мы кратко рассмотрим колебания намагниченности около равновесного спирального состояния, т.е. спиновые волны в гелимагнетиках, а также возбуждение спиновых волн протекающим через гелимагнетик электрическим током.

#### 3.1 Спектр спиновых волн в хиральных гелимагнетиках

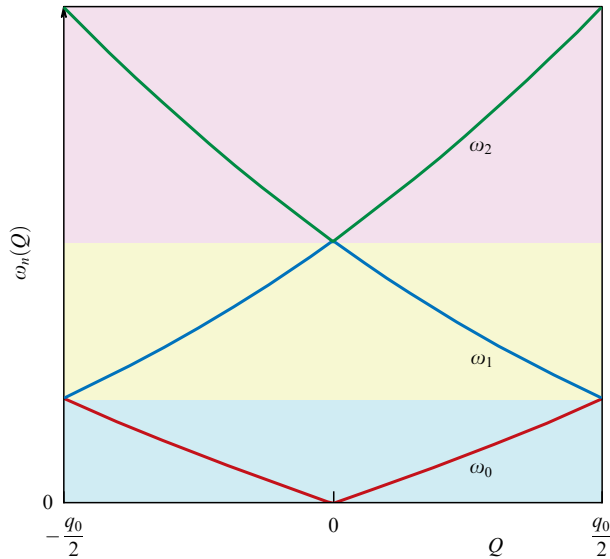
Спектр спиновых волн в хиральных гелимагнетиках был описан в работах [137, 167, 243–248], в симметричных гелимагнетиках — в работах [249–251]. Теоретические исследования спектра связанных спиновых и упругих волн в геликоидах магнетиках были проведены в [252–254]. Связанные электромагнитные и спиновые, а также связанные электромагнитные, спиновые и магнитоупругие волны в кристаллах со спиральной магнитной структурой исследовались в работах [255–260].

В работе [137] Барьяхтар и Стефановский для получения спектра магнонов в хиральных гелимагнетиках предложили использовать преобразование Хольштейна – Примакова. В монографии [244] Изюмов для описания динамики спирали намагниченности использовал линеаризованное уравнение Ландау – Лифшица. В вышеотмеченных работах было показано, что волновые свойства магнонов в гелимагнетиках в некоторых отношениях аналогичны волновым свойствам электронов в периодическом потенциале кристаллической решётки, причём роль источника эффективного периодического поля, в котором движутся магноны, играет исходная спиральная магнитная структура. Это приводит к "брэгговским" отражениям магнона от периодически повторяющихся фрагментов спирали, если волновой вектор магнона равен половине волнового вектора спирали, и к формированию зон в спектре энергии магнонов. Квантовые спиновые волны в гелимагнетиках получили название "гелимагноны" (англ. "helimagnons") — этот термин был предложен Белицем с соавторами в 2006 г. [261, 262].

Приведём выражение для спектра гелимагнонов с волновым вектором  $\mathbf{Q}$  для хирального гелимагнетика в отсутствие внешнего магнитного поля, пренебрегая вкладом электронов проводимости. Будем полагать, что магноны распространяются строго вдоль оси спирали намагниченности, задаваемой волновым вектором  $\mathbf{q}_0 = Kq_0\mathbf{e}_z$ . Для рассматриваемых магнонов  $\mathbf{Q} = Q\mathbf{e}_z$ , где  $Q$  — волновое число гелимагнона. Период спирали  $L_H$  равен величине  $2\pi/q_0$ . Соответственно, приведённая зона пространства волновых векторов  $\mathbf{Q}$  задаётся неравенством  $|Q| \leq \pi/L_H \equiv q_0/2$ . Согласно [137], в рассматриваемом случае спектр гелимагнонов имеет зонный характер, но не содержит в себе каких-либо щелей. В схеме расширенных зон спектр гелимагнонов для произвольных значений  $Q$  задаётся функцией

$$\hbar\omega(Q) = \mu_B M_0 A |Q| \sqrt{Q^2 + q_0^2 + \frac{|B|}{A}}. \quad (11)$$

Бесщелевой характер спектра гелимагнонов, распространяющихся строго вдоль оси спирали выражается в том, что функция  $\omega(Q)$  не имеет разрывов на границах приведённой зоны  $Q = \pm q_0/2$  и всех последующих зон в обратном пространстве.



**Рис. 7.** Зонный спектр гелимагнонов  $\omega_n(Q)$  в схеме приведённых зон для  $-q_0/2 \leq Q \leq q_0/2$ . Показаны три низлежащие энергетические зоны  $\omega_0(Q)$ ,  $\omega_1(Q)$  и  $\omega_2(Q)$ . Для удобства восприятия каждая зона выделена своим цветом.

В приведённой зоне пространства волновых векторов, задаваемой неравенством  $|Q| \leq q_0/2$ , зонный спектр гелимагнонов определяется многозначной функцией  $\omega_n(Q)$ , где индекс  $n$  обозначает номер зоны энергетического спектра гелимагнонов, пробегая ряд значений  $n = 0, 1, 2, \dots$ . Зонный спектр гелимагнонов  $\omega_n(Q)$  в приведённой зоне  $|Q| \leq q_0/2$  может быть представлен в следующем виде:

$$\omega_n(Q) = \begin{cases} \omega\left(|Q| + \frac{n}{2} q_0\right), & n = 0, 2, 4, \dots, \\ \omega\left(|Q| - \frac{n+1}{2} q_0\right), & n = 1, 3, 5, \dots \end{cases} \quad (12)$$

Схематическое изображение спектра гелимагнонов  $\omega_n(Q)$ , полученного с использованием (11), (12), приведено на рис. 7.

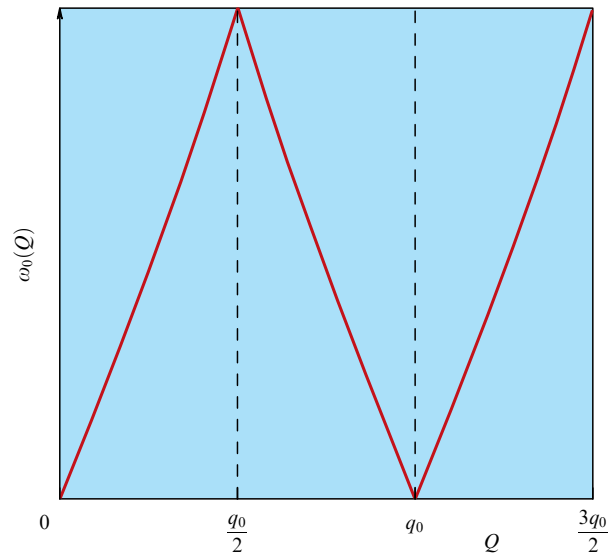
Среди ветвей многозначной функции  $\omega_n(Q)$ , описывающих различные моды колебаний магнитной спирали, особый интерес представляет мода колебаний  $\omega_n(Q)$  с  $n = 0$ :

$$\hbar\omega_0(Q) = \mu_B M_0 \mathcal{A} |Q| \sqrt{Q^2 + q_0^2 + \frac{|B|}{\mathcal{A}}}, \quad -\frac{q_0}{2} \leq Q \leq \frac{q_0}{2}. \quad (13)$$

Частота  $\omega_0(Q)$  этой моды колебаний обращается в нуль при стремлении волнового числа  $Q$  к нулю:  $\omega_0(Q=0)=0$ . Закон дисперсии  $\omega_0(Q)$  этой моды при малых  $Q$  является линейным:

$$\hbar\omega_0(Q) \simeq \mu_B M_0 \mathcal{A} \sqrt{q_0^2 + \frac{|B|}{\mathcal{A}}} |Q|, \quad |Q| \ll q_0. \quad (14)$$

Легко видеть, что ветвь  $\omega_0(Q)$ , обладающая вышеописанными свойствами, представляет собой голдстоуновскую моду собственных колебаний рассматриваемой магнитной спирали. В схеме расширенных зон



**Рис. 8.** Спектр голдстоуновской моды колебаний спирали хирально-го гелимагнетика  $\omega_0(Q)$  в области  $0 \leq Q \leq 3q_0/2$ .

голдстоуновская мода  $\omega_0(Q)$ , как и все ветви спектра  $\omega_n(Q)$ , периодична с периодом  $q_0$ :

$$\omega_0(Q + q_0) = \omega_0(Q). \quad (15)$$

Поведение моды  $\omega_0(Q)$  в схеме расширенных зон для области  $0 \leq Q \leq 3q_0/2$  показано на рис. 8.

Из определения (13) и свойства (15) следует, что частота голдстоуновской моды  $\omega_0(Q)$  обращается в нуль не только при  $Q = 0$ , но и при значениях  $Q$ , кратных  $q_0$ , в частности,  $\omega_0(q_0) = 0$ . Закон дисперсии  $\omega_0(Q)$  при малых отклонениях  $Q$  от  $q_0$  является линейным:

$$\hbar\omega_0(Q) \simeq \mu_B M_0 \mathcal{A} \sqrt{q_0^2 + \frac{|B|}{\mathcal{A}}} |Q - q_0|, \quad |Q - q_0| \ll q_0. \quad (16)$$

Поведение, описываемое формулой (16), означает, что голдстоуновская мода  $\omega_0(Q)$  при условии  $Q \rightarrow q_0$ , которое эквивалентно условию  $Q \rightarrow 0$ , описывает вращение всей магнитной спирали как целого. Именно колебания спирали такого типа и будут предметом рассмотрения в последующих разделах настоящей работы.

Следует особо отметить, что особенности спектра гелимагнонов самым существенным образом зависят от направления распространения магнонов, а также от направления и величины приложенного магнитного поля. Авторы [137] показали, что при отклонении направления вектора  $Q$  от оси спирали в зонном спектре гелимагнонов появляются щели. Спектр спиновых волн в гелимагнетиках при наличии внешнего магнитного поля рассмотрен в работах [243, 246–248]. В [247] было показано, что при приложении внешнего магнитного поля вдоль оси спирали спектр гелимагнонов вблизи точки  $Q = 0$  приобретает квадратичную зависимость от  $Q$ . В работах [243, 246] установлено, что при наличии внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно оси спирали, возникает солитонная решётка, спектр спиновых волн которой имеет двухзонный характер (спектр элементарных возбуждений состоит из акустической и оптической полос, разделённых энергетической щелью).

Нелинейная динамика спиновых волн в хиральных гелимагнетиках исследовалась в [196]. В работах [263–266] было показано, что в хиральных магнетиках магнотоны с волновыми векторами противоположных знаков обладают разными групповыми скоростями, что приводит к их невзаимному распространению.

### 3.2. Возбуждение гелимагнонов электрическим током

В настоящем разделе мы кратко рассмотрим основные закономерности двух различных механизмов возбуждения спиновых волн в хиральных гелимагнетиках электрическим током.

Первый из этих механизмов — "черенковское" излучение спиновых волн пучком заряженных частиц. В работе [267] и монографии [268] Ахиезер, Барьяхтар и Пелетминский теоретически показали, что пучок электронов, движущийся с достаточно большой скоростью через ферромагнетик, будет возбуждать в нём как электромагнитные, так и спиновые волны. Данное явление обусловлено тем, что под влиянием переменных полей, возникающих в результате совместного действия частиц пучка и атомов ферромагнетика, плотность и скорость частиц пучка будут изменяться во времени и пространстве. Дополнительные сведения о черенковском возбуждении спиновых волн в антиферромагнетиках можно найти в обзоре [269].

Условие черенковского возбуждения гелимагнонов со спектром  $\omega(\mathbf{Q})$ , задаваемым формулой (11), при протекании через гелимагнетик электрического тока, создаваемого электронами, движущимися с дрейфовой скоростью  $\mathbf{w}$ , согласно [267, 268], может быть записано в виде:

$$\omega(\mathbf{Q}) = \mathbf{Q} \cdot \mathbf{w}. \quad (17)$$

Для  $\mathbf{Q} = Q\mathbf{e}_z$  и  $\mathbf{w} = w_z\mathbf{e}_z$  условие (17) с учётом (11) для конечных значений  $Q$  можно записать в виде уравнения

$$\frac{\mu_B}{\hbar} M_0 A \sqrt{Q^2 + q_0^2 + \frac{|\mathcal{B}|}{A}} = w, \quad (18)$$

где  $w = |w_z|$ . Рассматриваемое как уравнение для волнового числа  $Q$  при заданном значении скорости  $w$ , уравнение (18) имеет решение, если только скорость электронов  $w$  превышает пороговое значение

$$w_0 = \frac{\mu_B}{\hbar} M_0 A \sqrt{q_0^2 + \frac{|\mathcal{B}|}{A}}. \quad (19)$$

Если  $w \geq w_0$ , то волновое число  $Q_w$  магнонов, генерируемых потоком электронов, движущихся со скоростью  $w$ , определится формулой

$$Q_w = \frac{\hbar}{\mu_B M_0 A} \sqrt{w^2 - w_0^2}, \quad w \geq w_0. \quad (20)$$

Соответственно, частота генерируемых магнонов

$$\omega_w = \frac{\hbar}{\mu_B M_0 A} w \sqrt{w^2 - w_0^2}, \quad w \geq w_0. \quad (21)$$

Полученный результат демонстрирует, что механизм черенковского возбуждения гелимагнонов потоком электронов имеет пороговый характер. Оценки порого-

вой дрейфовой скорости  $w_0$  для металлических хиральных гелимагнетиков по порядку величины дают  $w_0 \sim 10^4$  см  $\text{с}^{-1}$ . Необходимость достижения таких скоростей представляет собой существенное ограничение для реализации черенковского возбуждения спиновых волн в проводящих магнетиках. Дополнительно отметим, что наличие скин-эффекта в металлических проводниках существенно затрудняет возбуждение магнонов потоком заряженных частиц посредством черенковского механизма.

Второй рассматриваемый нами механизм возбуждения спиновых волн в хиральных гелимагнетиках — это механизм передачи спинового момента из неоднородной спиновой системы электронов проводимости с намагниченностью  $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ , движущихся с заданной дрейфовой скоростью  $\mathbf{w}$ , в спиновую систему локализованных магнитных моментов, упорядоченных в спираль  $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ . Движение электронов проводимости с дрейфовой скоростью  $\mathbf{w}$  приведёт к тому, что спираль  $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$  также будет двигаться с этой скоростью. Из-за эффекта передачи спинового момента, обусловленного  $s-d$  обменным взаимодействием электронов проводимости и локализованных электронов, движение  $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$  вызовет движение спирали  $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$  с той же скоростью  $\mathbf{w}$ . Спектр спиновых волн для такой движущейся спирали, который мы обозначим как  $\omega_w(\mathbf{Q})$ , можно записать в виде

$$\omega_w(\mathbf{Q}) = \omega(\mathbf{Q}) + \mathbf{Q} \cdot \mathbf{w}. \quad (22)$$

Для голдстоуновской моды  $\omega(\mathbf{Q}) = \omega_0(\mathbf{Q})$  с волновым вектором  $\mathbf{Q} = \mathbf{q}_0$  частота  $\omega_w(\mathbf{Q})$  запишется как

$$\omega_w(\mathbf{q}_0) = \mathbf{q}_0 \cdot \mathbf{w}. \quad (23)$$

В отличие от черенковского механизма возбуждения гелимагнонов, когда генерация имеет пороговый характер и реализуется при конечных значениях скорости  $w \geq w_0$ , возбуждение голдстоуновской моды спиновых волн в хиральных гелимагнетиках за счёт эффекта передачи спинового момента является, согласно (23), "беспороговым" процессом.

## 4. Базовые уравнения для описания зарядового и спинового транспорта электронов проводимости в неоднородных проводящих магнетиках

В этом разделе мы сформулируем общие базовые уравнения для описания электронного спинового транспорта в неоднородных проводящих магнетиках. Будем исходить из предположения о существовании в магнитном проводнике двух магнитных подсистем: подсистемы невзаимодействующих между собой электронов проводимости с намагниченностью  $\mathbf{m}$  и подсистемы "локализованных" электронов (электронов внутренних оболочек атомов, расположенных в узлах кристаллической решётки) с намагниченностью  $\mathbf{M}$ . Полагаем, что обменные взаимодействия в системе локализованных электронов могут приводить к возникновению в кристалле неоднородного магнитного упорядочения, характеризующего пространственно-неоднородным распределением намагниченности. Обменное взаимодействие электронов проводимости и локализованных электронов будем учитывать в простейшем приближении среднего поля.

Для описания электронного спинового транспорта в условиях действия на электроны проводимости произвольных электрического  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  и магнитного  $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$  полей, создаваемых внешними источниками, а также неоднородного внутреннего обменного поля  $\mathbf{B}_A(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$  может быть использовано квантовое кинетическое уравнение для одноэлектронной квантовой функции распределения  $\hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  [97, 98, 270]:

$$\frac{\partial \hat{f}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial \hat{f}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{1}{2} \left\{ \hat{\mathbf{F}}, \frac{\partial \hat{f}}{\partial \mathbf{p}} \right\} + \mu \frac{i}{\hbar} (\mathbf{B} + \mathbf{B}_A) \cdot [\hat{\boldsymbol{\sigma}}, \hat{f}] + \hat{\mathcal{R}} = 0. \quad (24)$$

Квантовое кинетическое уравнение в виде, аналогичном уравнению (24), было сформулировано и успешно использовано для описания спин-транспортных явлений в парамагнитных металлах в работе Силина [271] и в работах Азбея, Герасименко и Лифшица [272, 273].

В уравнении (24) оператор

$$\hat{\mathbf{F}} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] - \mu \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (\mathbf{B} + \mathbf{B}_A) \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}} \quad (25)$$

описывает недиссипативные механизмы изменения  $\hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  под действием полей  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{B}_A$ , а интеграл столкновений  $\hat{\mathcal{R}}$  описывает релаксацию  $\hat{f}$  к своему мгновенному локально-равновесному значению. В уравнениях (24) и (25)  $\mathbf{v}$  — скорость электрона,  $e = -|e|$  — заряд электрона,  $\mu = g\mu_B/2$  — магнитный момент электрона,  $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$  — спиновые матрицы Паули,  $[\hat{a}, \hat{b}] = \hat{a}\hat{b} - \hat{b}\hat{a}$  — коммутатор, а  $\{\hat{a}, \hat{b}\} = \hat{a}\hat{b} + \hat{b}\hat{a}$  — антикоммутатор операторов  $\hat{a}$  и  $\hat{b}$ .

Величины  $\hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  и  $\hat{\mathbf{F}}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  являются операторами в спиновом пространстве, матричные элементы которых рассматриваются как функции классических переменных — координаты  $\mathbf{r}$ , квазиимпульса  $\mathbf{p}$  и времени  $t$ . Квантовая функция распределения  $\hat{f}$  несёт информацию как о распределении частиц, так и о распределении спина у этих частиц. Первые два слагаемых в выражении (25) для оператора  $\hat{\mathbf{F}}$  — хорошо известная сила Лоренца, действующая на электроны проводимости со стороны полей  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$ . Третье слагаемое  $-\mu (\partial/\partial \mathbf{r})(\mathbf{B} + \mathbf{B}_A) \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}$  можно трактовать как квантовую добавку к классической силе Лоренца, возникающую в неоднородном эффективном магнитном поле  $\mathbf{B}_m^{(\text{eff})} = \mathbf{B} + \mathbf{A}\mathbf{M}$ , действующем на электроны проводимости, в силу наличия у электрона спина. Именно действие такой силы квантовой природы на обладающие спином частицы в неоднородном внешнем магнитном поле было обнаружено в экспериментах Штерна–Герлаха [274] (рис. 9). Носителями спина в экспериментах Штерна–Герлаха выступали свободно движущиеся в вакууме атомы серебра.

Далее в настоящем обзоре мы будем рассматривать электронный транспорт в условиях, когда длина свободного пробега электронов проводимости является наименьшим параметром размерности длины. В этом случае можно перейти от описания системы на языке квантовой функции распределения  $\hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  к описанию на языке "средних" величин: плотности электронов проводимости  $n(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{p}} \text{Tr} \hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ , спиновой плотности  $\mathbf{s}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{p}} \text{Tr} \hat{\boldsymbol{\sigma}} \hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ , плотности потока электронов  $\mathbf{I}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{p}} \mathbf{v} \text{Tr} \hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  и плотности спинового тока  $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{p}} \mathbf{v} \otimes \text{Tr} \hat{\boldsymbol{\sigma}} \hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ . В приведённых выше определениях  $\text{Tr} A$  — означает операцию взятия следа (шпура) матрицы  $A$  по спиновым переменным, символ  $\mathbf{J}$ , набранный жир-

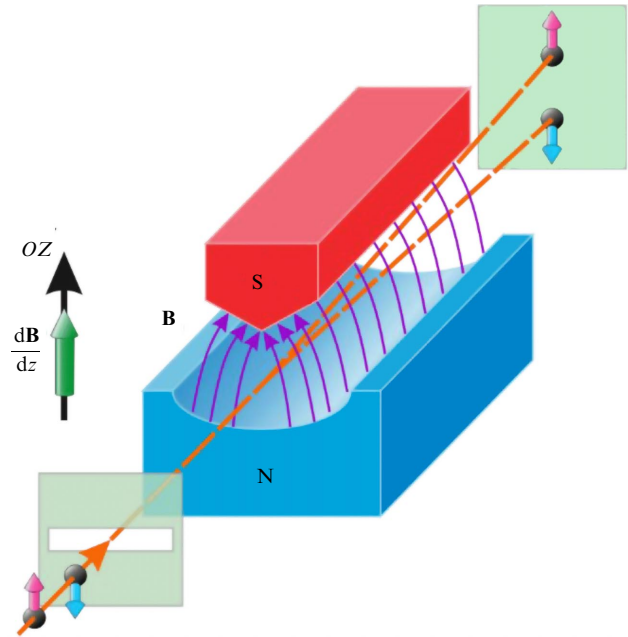


Рис. 9. Схема эксперимента Штерна и Герлаха. Стрелки голубого и розового цвета показывают направления магнитного момента  $\mu$  атомов серебра. Штерн и Герлаха экспериментально продемонстрировали, что частицы с различным магнитным моментом  $\mu$  и, следовательно, разным спином в неоднородном внешнем магнитном поле  $\mathbf{B}(\mathbf{r})$  будут отклоняться от изначальной траектории движения в разные стороны из-за действия на них силы, равной  $\nabla(\mu \cdot \mathbf{B})$ .

ным курсивом, обозначает тензор второго ранга, а знак  $\otimes$  отвечает тензорному произведению соответствующих величин. Процедура перехода от уравнения для  $\hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  к уравнениям для  $n(\mathbf{r}, t)$ ,  $\mathbf{s}(\mathbf{r}, t)$ ,  $\mathbf{I}(\mathbf{r}, t)$  и  $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$  подробно описана в работах [97, 98, 270]. Здесь и далее мы ограничимся случаем, когда  $|\mathbf{B}_m^{(\text{eff})}| = B_m^{(\text{eff})} = \text{const}$ , и когда энергия спинового расщепления  $\mu B_m^{(\text{eff})}$ , а также изменение химического потенциала под действием полей  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{B}_A$  малы по сравнению с величиной равновесного химического потенциала. Система связанных уравнений для  $n$ ,  $\mathbf{s}$ ,  $\mathbf{I}$  и  $\mathbf{J}$ , полученная из уравнения (24) в [97], может быть записана в следующем виде:

$$\frac{\partial}{\partial t} n + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \mathbf{I} = 0, \quad (26)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{s} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \mathbf{J} + [\mathbf{s} \times (\boldsymbol{\Omega}_L + \boldsymbol{\Omega}_A)] + \frac{1}{\tau_s} \delta \mathbf{s} = 0, \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{I} + \frac{v_F^2}{3} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \delta n - \frac{e}{m_e} \mathbf{E} n - [\boldsymbol{\Omega}_C \times \mathbf{I}] + \\ + \frac{\hbar}{2m_e} \left( \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes (\boldsymbol{\Omega}_L + \boldsymbol{\Omega}_A) \right) \cdot \delta \mathbf{s} + \frac{1}{\tau_O} \mathbf{I} + \frac{1}{\tau_{SO}} [\boldsymbol{\mathcal{E}} \times \mathbf{J}] = 0, \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{J} + \frac{v_F^2}{3} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes \delta \mathbf{s} - \frac{e}{m_e} \mathbf{E} \otimes \mathbf{s} - [\boldsymbol{\Omega}_C \times \mathbf{J}] + \\ + [\mathbf{J} \times (\boldsymbol{\Omega}_L + \boldsymbol{\Omega}_A)] + \frac{\hbar}{2m_e} \left( \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes (\boldsymbol{\Omega}_L + \boldsymbol{\Omega}_A) \right) \delta n + \\ + \frac{1}{\tau_O} \mathbf{J} - \frac{1}{\tau_{SO}} [\boldsymbol{\mathcal{E}} \times \mathbf{I}] = 0. \end{aligned} \quad (29)$$

Здесь  $\Omega_L = \gamma \mathbf{B}$ ,  $\Omega_A = \gamma \mathbf{B}_A$ ,  $\Omega_C = (|e|/m_e c) \mathbf{B}$ , где  $\gamma = 2\mu/\hbar$  — гиромагнитное отношение. Фигурирующая в уравнениях (27)–(29) величина  $\delta n = n - n_0$  — это отклонение электронной плотности  $n$  от своего равновесного значения  $n_0$ , тогда как  $\delta \mathbf{s} = \mathbf{s} - \mathbf{s}_L$  — отклонение спиновой плотности  $\mathbf{s}$  от своего локально-равновесного значения  $\mathbf{s}_L = -\chi(\mathbf{B} + \mathbf{B}_A)/\mu$ , где  $\chi$  — магнитная восприимчивость Паули электронного газа. В уравнениях (27)–(29) фигурируют также следующие величины:  $m_e$  — эффективная масса электронов;  $v_F$  — среднее значение модуля скорости электронов, которое в вырожденном электронном газе совпадает со скоростью Ферми;  $\tau_O$  — время релаксации импульса электронов при их "орбитальном" движении,  $\tau_S$  — время спиновой релаксации,  $\tau_{SO}$  — величина размерности времени, характеризующая "косое" (англ. "skew") спиновое рассеяние электронов, обусловленное спин-орбитальным взаимодействием. Знаки " $\otimes$ ", " $\cdot$ ", " $\times$ " и " $\times \cdot$ " используются для обозначения математических операций тензорного, скалярного, векторного и векторно-скалярного произведения векторов и тензоров (подробности см. в [270]), символ  $\mathcal{E}$  обозначает единичный тензор второго ранга.

Детали получения выражений для времён  $\tau_O$ ,  $\tau_S$  и  $\tau_{SO}$  через матричные элементы оператора амплитуды рассеяния, который определяется рассеивающим потенциалом и находится как решение уравнения Липпмана–Швингера, читатель сможет найти в работах [97, 98, 270]. Не приводя здесь конкретных выражений для  $\tau_O$ ,  $\tau_S$  и  $\tau_{SO}$ , мы отметим лишь, что эти величины в уравнениях (27)–(29) могут рассматриваться как феноменологические параметры, подлежащие определению из сравнения предсказаний теории, основанной на этих уравнениях, с экспериментом.

Уравнение (26) представляет собой уравнение непрерывности для потока электронов [275]. Наличие двух членов в левой части этого уравнения отражает выполнение закона сохранения числа частиц: скорость изменения плотности частиц в данной точке равна дивергенции вектора плотности потока частиц в этой точке, взятой с обратным знаком.

Уравнение (27) представляет собой уравнение движения для спиновой плотности. Это уравнение также можно рассматривать как уравнение непрерывности для спинового тока, однако оно учитывает возможность диссипации спина, которая описывается последним членом в левой части этого уравнения. Третий член в левой части (27) описывает прецессионное движение электронов с частотой  $|\Omega_L + \Omega_A|$ . Второй член описывает локальное изменение спиновой плотности, обусловленное переносом спина, который происходит при протекании спинового тока  $\mathbf{J}$  из одной области пространства с фиксированной спиновой плотностью в другую область, имеющую иную по величине или направлению спиновую плотность. В силу малости времени релаксации импульса  $\tau_O$  по сравнению с временем спиновой релаксации  $\tau_S$  описанное выше движение спина электрона можно описывать как диффузионный процесс. При этом значение коэффициента спиновой диффузии определяется как  $D = v_F^2 \tau_O / 3$ .

Уравнение (28) представляет собой уравнение для нахождения вектора плотности потока электронов при заданных полях  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$ . Второй член в левой части (28) описывает диффузионную компоненту потока электронов, величина которой определяется коэффициентом

диффузии  $D$ . Третий член описывает возникновение тока проводимости из-за наличия электрического поля  $\mathbf{E}$ , величина которого определяется удельной электропроводностью проводника  $\sigma_0 = n_0 e^2 \tau_O / m_e$ . Четвёртый член описывает изменение плотности электрического тока из-за действия силы Лоренца, заставляющей электроны двигаться по циклотронным орбитам с угловой скоростью  $\Omega_C$  и приводящей к появлению классического эффекта Холла [276–278]. Пятое слагаемое отвечает за изменение проводимости металла из-за зависимости эффективного магнитного поля  $\mathbf{B} + \mathbf{B}_A$ , действующего в металле, от координат. Именно этот вклад описывает новые гальваномагнитные эффекты в проводимости неоднородно-намагниченных проводников. Последнее слагаемое отвечает за учёт асимметричного спинового рассеяния электронов, интенсивность которого задаётся временем  $\tau_{SO}$ . Это слагаемое описывает специфические особенности физического явления, известного как обратный спиновый эффект Холла [12, 22, 23, 25, 26, 29–31].

Уравнение (29) представляет собой уравнение для нахождения тензора спинового тока  $\mathbf{J}$ . Второй член в левой части (29) описывает диффузионную компоненту потока спина, величина которой определяется коэффициентом диффузии спина  $D$ . Третий член описывает эффекты дрейфа спиновой плотности под действием электрического поля. Четвёртое слагаемое, векторное произведение вектора  $\Omega_C$  и тензора спинового тока  $\mathbf{J}$ , описывает влияние силы Лоренца, аналогично четвёртому члену уравнения (28). Пятый член, векторное произведение тензора спинового тока  $\mathbf{J}$  и вектора  $(\Omega_L + \Omega_A)$ , описывает спиновую прецессию движущихся электронов. Шестое слагаемое описывает влияние неоднородностей эффективного магнитного поля  $\mathbf{B} + \mathbf{B}_A$  на спиновый транспорт. Последнее слагаемое описывает специфические особенности физического явления, получившего название "спиновый эффект Холла" [12, 22–26, 29, 31].

Система связанных уравнений (26)–(29) может быть положена в основу описания широкого круга спин-транспортных явлений в неоднородных проводящих магнетиках с заданной величиной намагниченности  $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ . Следует отметить, что представленные выше уравнения (28)–(29) для потока заряда и потока спина в отсутствие неоднородных внутренних и внешних магнитных полей совпадают с феноменологическими уравнениями для потока заряда и потока спина, полученными Дьяконовым и Перелем [12, 22, 23].

Для последующего изложения вместо уравнений, в которых фигурирует спиновая плотность  $\mathbf{s}$ , будет удобно записывать уравнения, выраженные в терминах намагниченности электронов проводимости  $\mathbf{m}$ . Отметим, что спиновая плотность электронов проводимости  $\mathbf{s}$  и их намагниченность  $\mathbf{m}$  связаны простым соотношением:  $\mathbf{m} = -\mu \mathbf{s}$ . Удобно также ввести в рассмотрение следующие величины:  $\mathbf{j} = e \mathbf{J}$  — вектор плотности электрического тока и  $\mathbf{J}_m = -\mu \mathbf{J}$  — тензор плотности потока намагниченности. Величину  $\mathbf{J}_m$  для краткости мы будем называть также спиновым током электронов проводимости. Тогда уравнение (27) можно представить в следующем виде:

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{m} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \mathbf{J}_m + \gamma [\mathbf{m} \times \mathbf{B}] + \frac{1}{\tau_S} \delta \mathbf{m} + \gamma A [\mathbf{m} \times \mathbf{M}] = 0, \quad (30)$$

где величина  $\delta \mathbf{m} = \mathbf{m} - \mathbf{m}_L$ , представляет собой отклонение намагниченности электронов проводимости  $\mathbf{m}$  от своего локально-равновесного значения  $\mathbf{m}_L = \chi(\mathbf{B} + \mathbf{AM})$ . Уравнение (30) есть не что иное, как уравнение Блоха – Торри [279] с диффузионным членом  $\partial/\partial \mathbf{r} \cdot \mathbf{J}_m$ , записанное для случая, когда на электрон действует эффективное магнитное поле  $\mathbf{B}_m^{(eff)} = \mathbf{B} + \mathbf{AM}$ .

При дальнейшем рассмотрении нас будут интересовать ситуации, когда величину  $\delta n$ , характеризующую отклонение системы от состояния электронейтральности, можно считать пренебрежимо малой по сравнению с равновесным значением плотности электронов  $n_0$ . Это позволит нам формально опустить в уравнениях (26) – (29) все члены, содержащие  $\delta n$ . Ниже для упрощения записи индекс "0" у величины  $n_0$  мы будем опускать. Будем также считать, что асимметрия спин-орбитального рассеяния электронов проводимости пренебрежимо мала, что позволяет опустить последние члены в левых частях уравнений (28) – (29). Поле  $\mathbf{B}$  будем полагать однородным и постоянным во времени.

Сформулированные выше допущения позволяют записать вытекающие из (28) – (29) уравнения для вектора плотности электрического тока плотности  $\mathbf{j}$  и тензора плотности потока намагниченности  $\mathbf{J}_m$  в следующем виде:

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{j} + \frac{e}{m_e c} [\mathbf{B} \times \mathbf{j}] + \frac{1}{\tau_0} \mathbf{j} = \frac{e^2 n}{m_e} \mathbf{E} + \Lambda \frac{e}{m_e} \left( \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes \mathbf{M} \right) \cdot \delta \mathbf{m}, \quad (31)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{J}_m + \frac{e}{m_e c} [\mathbf{B} \times \mathbf{J}_m] + \gamma [\mathbf{J}_m \times (\mathbf{B} + \mathbf{AM})] + \frac{1}{\tau_0} \mathbf{J}_m = \frac{e}{m_e} \mathbf{E} \otimes \mathbf{m} - \frac{v_F^2}{3} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes \delta \mathbf{m}. \quad (32)$$

Уравнение (30) для намагниченности электронов проводимости  $\mathbf{m}$  вместе с уравнением (7) для намагниченности  $\mathbf{M}$ , а также уравнение (31) для электрического тока  $\mathbf{j}$ , уравнение (32) для спинового тока электронов проводимости  $\mathbf{J}_m$  и уравнение (8) для обменного спинового тока  $\mathbf{J}_m$  образуют базовую систему связанных уравнений для описания зарядового и спинового транспорта в проводящих хиральных гелимагнетиках.

## 5. Влияние геликоидального магнетизма на зарядовый и спиновый транспорт

В данном разделе мы опишем основные особенности транспорта заряда и спина в проводящих гелимагнетиках, обусловленные действием на электроны проводимости постоянного неоднородного обменного поля.

### 5.1. Продольное магнитосопротивление и индуцированная электрическим током электронная намагниченность гелимагнетиков

В данном разделе мы представим обзор результатов применения системы уравнений (30) – (32) для расчёта электросопротивления гелимагнетиков, а также их неравновесной электронной намагниченности, индуцированной протекающим по гелимагнетику постоянным электрическим током. Мы рассмотрим здесь только случай, когда вектор внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}$ , вектор электрического поля  $\mathbf{E}$  и вектор плотности

электрического тока  $\mathbf{j}$  ориентированы вдоль оси спирали намагниченности, которая совпадает с осью  $OZ$ . Направление последней будем задавать единичным вектором  $\mathbf{e}_z$ . В этом случае намагниченности  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{M}$  в силу симметрии задачи зависят только от координаты  $z$ . Полагаем при этом, что магнитная спираль  $\mathbf{M} = \mathbf{M}(z)$  находится в состоянии равновесия и её форма не отличается от таковой равновесной спирали  $\mathbf{M}_0(z)$ , задаваемой уравнениями (10). Ниже индекс "0" у величин  $q_0$  и  $\theta_0$ , характеризующих спираль  $\mathbf{M}_0(z)$ , будем для упрощения записи опускать. Для спиралей  $\mathbf{M}(z) = \mathbf{M}_\ell + \mathbf{M}_t(z)$  и  $\mathbf{m}(z) = \mathbf{m}_\ell + \mathbf{m}_t(z)$ , каждая из которых характеризуется волновым вектором  $\mathbf{q}$ , справедливы соотношения  $\partial \mathbf{M} / \partial z = [\mathbf{q} \times \mathbf{M}]$  и  $\partial \mathbf{m} / \partial z = [\mathbf{q} \times \mathbf{m}]$ .

Тогда решение уравнения (31) для плотности электрического тока в рассматриваемом случае можно записать в явном виде:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} - \Lambda \frac{e \tau_0}{m_e} \mathbf{e}_z (\mathbf{q} \cdot [\delta \mathbf{m} \times \mathbf{M}]), \quad (33)$$

где  $\sigma = ne^2 \tau_0 / m_e$  — удельная электропроводность газа свободных электронов плотности  $n$  с временем релаксации импульса  $\tau_0$ .

При рассмотрении уравнения (32) для спинового тока  $\mathbf{J}_m$  будем предполагать, что циклотронная частота  $\Omega_C = |e|B/m_e c$ , ларморовская частота  $\Omega_L = \gamma B$  и частота  $\Omega_A = \gamma \Lambda M$  малы по сравнению с частотой релаксации импульса  $1/\tau_0$ . Тогда решение уравнения (32) можно представить в виде:

$$\mathbf{J}_m = \frac{e \tau_0}{m_e} \mathbf{E} \otimes \mathbf{m} - D \mathbf{e}_z \otimes [\mathbf{q} \times \delta \mathbf{m}], \quad (34)$$

где  $D = v_F^2 \tau_0 / 3$  — коэффициент диффузии газа свободных электронов.

Подставляя выражение (34) в уравнение (30) для  $\mathbf{m}$ , в стационарном случае получаем следующую систему уравнений для продольной  $\mathbf{m}_\ell$  и поперечной  $\mathbf{m}_t$  компонент электронной намагниченности:

$$\delta \mathbf{m}_\ell = -\tau_S \gamma \Lambda [\delta \mathbf{m}_t \times \mathbf{M}_t], \quad (35)$$

$$\left\{ v_S + v_D + v_P \left[ \frac{(\mathbf{M}_t^2 - \mathbf{M}_t \otimes \mathbf{M}_t)}{M^2} \right] \right\} \cdot \delta \mathbf{m}_t + \gamma [\delta \mathbf{m}_t \times (\mathbf{B} + \mathbf{AM}_\ell)] + \frac{e \tau_0}{m_e} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{e}_z) [\mathbf{q} \times \mathbf{m}_t] = 0. \quad (36)$$

При записи уравнения (36) в рассмотрение введены величины  $v_S$ ,  $v_D$ , и  $v_P$ , имеющие размерность обратного времени:  $v_S = 1/\tau_S$ ,  $v_D = q^2 D$  и  $v_P = \Omega_A^2 \tau_S$ . Каждая из них характеризует скорость затухания колебаний электронной намагниченности по тому или иному механизму электронной спиновой релаксации.

Величина  $v_S = 1/\tau_S$  представляет собой частоту спин-решёточной релаксации, которая возникает в результате диссипации неравновесного спина электронов проводимости при их рассеянии на дефектах кристаллической решётки. Соответствующий механизм спиновой релаксации носит имя механизма Эллиота – Яфета.

Величина  $v_D = q^2 D$  характеризует скорость изменения спиновой плотности в данной точке пространства из-за "диффузионного ухода" спинов электронов из этой точки. Важно подчеркнуть, что спиновая диффузия в проводящем гелимагнетике — это не процесс "перетекания" электронов из области пространства, где концент-

рация электронов с заданной проекцией спина велика, в область, где таких электронов меньше. В гелимагнетике значения вектора неравновесной спиновой плотности в соседних точках оси геликоида отличаются только по направлению и поэтому диффузия в данном случае обеспечивает релаксацию спина электронов исключительно "по направлению". Этот механизм спиновой релаксации электронов проводимости в гелимагнетиках естественно называть "диффузионным".

Частота  $\nu_P = \Omega_A^2 \tau_S$  характеризует скорость изменения спиновой плотности электронов проводимости из-за специфических особенностей прецессионного движения спинов движущихся электронов в эффективном обменном поле гелимагнетика. Физической причиной появления такого вклада является ларморовская прецессия спина электрона в условиях, когда ось прецессионного движения меняет своё направление при движении электрона вдоль оси геликоида. Этот механизм спиновой релаксации электронов проводимости в гелимагнетиках естественно называть "прецессионным".

Уравнение (36) для  $\delta \mathbf{m}_i$  — существенно нелинейное. Считая плотность электрического тока  $\mathbf{j}$  заданной величиной, из уравнений (33) и (36) можно найти связь абсолютных величин электрического поля  $E$  и плотности тока  $j$  вида  $E = \rho j$ , где величина  $\rho$ , которую мы для краткости будем далее называть электросопротивлением, является, вообще говоря, нелинейной функцией  $j$ .

Для удобства введём вектор дрейфовой скорости электронов  $\mathbf{w} = \mathbf{j}/en$ . Для характеристики направления вектора дрейфовой скорости  $\mathbf{w}$  введём единичный вектор  $\mathbf{i} = \mathbf{w}/w$ , где  $w = |\mathbf{w}|$ . В работе [98] авторами настоящего обзора было показано, что из системы уравнений (33), (36) вытекает следующее выражение для электросопротивления  $\rho$  гелимагнетика:

$$\rho = \rho_F + \rho_H R_B (1 + \varepsilon A_B), \quad (37)$$

где

$$\rho_F = \frac{m_e}{ne^2 \tau_O}, \quad (38)$$

$$\rho_H = \frac{\chi}{v_H} \left( \frac{qAM}{en} \right)^2, \quad (39)$$

$$R_B = \frac{(v_B^2 + \Omega_B^2 + (qw)^2) v^2 \cos^2 \theta}{(v_B^2 + \Omega_B^2 + (qw)^2)^2 - (2qw\Omega_B)^2}, \quad (40)$$

$$A_B = \frac{2qw\Omega_B}{v_B^2 + \Omega_B^2 + (qw)^2}, \quad (41)$$

$$\varepsilon = (\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_z)(\mathbf{b} \cdot \mathbf{e}_z)(\mathbf{i} \cdot \mathbf{e}_z) \equiv K(\mathbf{b} \cdot \mathbf{i}). \quad (42)$$

В определениях (37)–(41) вновь введённые величины  $\rho_F$ ,  $\rho_H$ ,  $R_B$  и  $A_B$  имеют следующий физический смысл. Величина  $\rho_F$  характеризует электросопротивление гелимагнетика в поле перехода в индуцированное "ферромагнитное" состояние (при достижении магнитным полем  $B$  значения  $B_F = M(B + D^2/A)/(1 + \chi A)$  (см. раздел 2);  $\rho_H$  — это абсолютная величина полного магнитосопротивления гелимагнетика (разницы значений элект-

росопротивления при  $B = 0$  и  $B = B_F$ ) в пределе малых измерительных токов;  $R_B$  — относительное магнитосопротивление в поле  $B$ ;  $A_B$  — коэффициент магнитохи- ральной анизотропии.

В выражениях (39)–(41) для  $\rho_H$ ,  $R_B$  и  $A_B$  фигурирует эффективная частота прецессии  $\Omega_B$ , определяемая уравнением

$$\Omega_B = \Omega_L + \Omega_A \sin \theta, \quad (43)$$

а также частоты спиновой релаксации  $\nu_H$ ,  $\nu$  и  $\nu_B$ , которые определяются следующими соотношениями:

$$\nu_H = \nu_S + \nu_D + \nu_P, \quad (44)$$

$$\nu^2 = (\nu_S + \nu_D)(\nu_S + \nu_D + \nu_P), \quad (45)$$

$$\nu_B^2 = (\nu_S + \nu_D)(\nu_S + \nu_D + \nu_P \cos^2 \theta). \quad (46)$$

Величина  $\nu_H$  имеет смысл эффективной частоты спиновой релаксации электронов проводимости в гелимагнетике и определяется согласно (44) как сумма частот спиновой релаксации  $\nu_S$ ,  $\nu_D$  и  $\nu_P$ , характеризующих три различных механизма спиновой релаксации.

Рассматривая  $\rho$  при фиксированных значениях внешнего магнитного поля  $B = |\mathbf{B}|$  и плотности текущего через гелимагнетик тока  $j = |\mathbf{j}|$  как функцию трёх векторов  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{b}$  и  $\mathbf{i}$ , из уравнений (37)–(42) получаем следующие свойства симметрии электросопротивления  $\rho$ :

$$\rho(\mathbf{k}, -\mathbf{b}, -\mathbf{i}) = \rho(-\mathbf{k}, \mathbf{b}, -\mathbf{i}) = \rho(-\mathbf{k}, -\mathbf{b}, \mathbf{i}) = \rho(\mathbf{k}, \mathbf{b}, \mathbf{i}). \quad (47)$$

Свойство смены знака величины  $\varepsilon = (\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_z)(\mathbf{b} \cdot \mathbf{e}_z)(\mathbf{i} \cdot \mathbf{e}_z)$  при изменении направления одного из векторов  $\mathbf{b}$ ,  $\mathbf{i}$  и  $\mathbf{k}$  имеет своим следствием следующие эффекты:

1) эффекты невзаимности, проявляющиеся в изменении электросопротивления гелимагнетика с заданной хиральностью при изменении направления электрического тока относительно направления внешнего магнитного поля и при изменении направления магнитного поля относительно направления тока:

$$\rho(\mathbf{k}, \mathbf{b}, -\mathbf{i}) \neq \rho(\mathbf{k}, \mathbf{b}, \mathbf{i}), \quad \rho(\mathbf{k}, -\mathbf{b}, \mathbf{i}) \neq \rho(\mathbf{k}, \mathbf{b}, \mathbf{i}), \quad (48)$$

2) эффект магнитохи- ральной анизотропии, проявляющийся в том, что электросопротивление гелимагнетика имеет разную величину для двух образцов гелимагнетика с различной магнитной хиральностью при прочих равных условиях:

$$\rho(-\mathbf{k}, \mathbf{b}, \mathbf{i}) \neq \rho(\mathbf{k}, \mathbf{b}, \mathbf{i}). \quad (49)$$

Согласно уравнениям (33)–(36), электрический ток, протекающий вдоль оси спирали гелимагнетика, индуцирует неравновесную намагничённость электронов проводимости  $\delta \mathbf{m}$ , которая имеет компоненту  $\delta \mathbf{m}_\ell$ , направленную вдоль оси магнитного геликоида. В работе [98] авторы показали, что

$$\delta \mathbf{m}_\ell = -\chi \frac{qw\nu_P}{\gamma v_H} R_B (K\mathbf{i} + \mathbf{b}A_B). \quad (50)$$

Полная намагничённость гелимагнетика есть сумма намагничённости локализованных электронов  $\mathbf{M}$  и

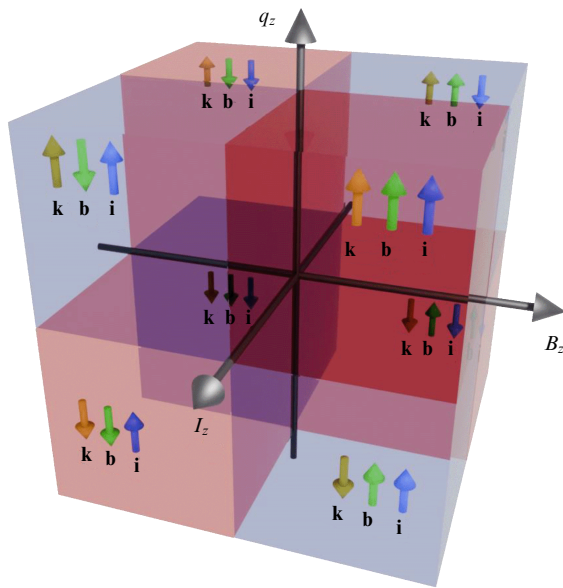


Рис. 10. Диаграмма хиральных токовых состояний гелимагнетика в магнитном поле в переменных  $q_z$ ,  $I_z$ ,  $B_z$ . Цветные стрелки указывают направления единичных векторов  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{b}$  и  $\mathbf{i}$ .

намагниченности электронов проводимости  $\mathbf{m}$ . Для продольной компоненты  $\mathbf{M}$  полной намагниченности с учётом (50) получаем [98]:

$$\mathbf{M} = M_B \mathbf{b} - \chi \frac{q_{wvp}}{\gamma v_H} R_B K \mathbf{i}, \quad (51)$$

где  $M_B = (1 + \chi A) M \sin \theta + \chi (B - q_{wvp} R_B A_B / \gamma v_H)$ .

Выражение (51) описывает эффект невзаимности, проявляющийся в том, что продольная намагниченность гелимагнетика меняет своё значение при изменении направления пропускания тока через образец,  $\mathbf{M}(\mathbf{k}, \mathbf{b}, -\mathbf{i}) \neq \mathbf{M}(\mathbf{k}, \mathbf{b}, \mathbf{i})$ , а также эффект магнитохиральной анизотропии, проявляющийся в том, что продольные намагниченности двух гелимагнетиков с разной магнитной хиральностью имеют разное значение при прочих равных условиях:  $\mathbf{M}(-\mathbf{k}, \mathbf{b}, \mathbf{i}) \neq \mathbf{M}(\mathbf{k}, \mathbf{b}, \mathbf{i})$ .

Для систематизации обнаруженных эффектов нами была построена диаграмма хиральных токовых состояний гелимагнетика (рис. 10). В качестве переменных на этой диаграмме выступают величины  $q_z \equiv \mathbf{q} \cdot \mathbf{e}_z$ ,  $B_z \equiv \mathbf{B} \cdot \mathbf{e}_z$  и  $I_z \equiv \mathbf{I} \cdot \mathbf{e}_z$ . Цветные стрелки указывают направления единичных векторов  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{b}$  и  $\mathbf{i}$ , соответствующие данной области. Состояния, для которых  $\varepsilon = +1$ , реализуются в областях, обозначенных красным цветом, области состояний  $\varepsilon = -1$  показаны синим. При переходе из области одного цвета в область другого цвета будут проявляться эффекты невзаимности (если области имеют общую вертикальную грань) или магнитохиральной анизотропии (если области имеют общую горизонтальную грань).

Напомним, что физической причиной появления электрического магнитохирального и кинетического магнитоэлектрических эффектов в нашем рассмотрении является действие на электроны проводимости, обладающие спином, неоднородного в пространстве обменного магнитного поля. Влияние внешнего неоднородного магнитного поля на движущиеся частицы, обладающие

спином, впервые было экспериментально обнаружено в знаменитых экспериментах Штерна и Герлаха [274]. Чтобы подчеркнуть физическую природу механизма электрического магнитохирального и кинетического магнитоэлектрических эффектов в гелимагнетиках, мы предложили ввести для их обозначения специальные термины "электрический магнитохиральный эффект Штерна–Герлаха" и "кинетический магнитоэлектрический эффект Штерна–Герлаха" соответственно [98]. Введение таких терминов может быть мотивировано ещё и тем обстоятельством, что имеется необходимость разграничить вышеуказанные эффекты с подобными же, возникающими из-за наличия спирального упорядочения атомов в кристалле — кристаллической хиральности. Возникновение электрического магнитохирального эффекта из-за наличия кристаллической хиральности обсуждалось в работах [85, 280–283], кинетического магнитоэлектрического эффекта (имеются работы, в которых этот эффект называют "chirality-induced spin selectivity") — в работах [215, 284–293].

## 5.2. Определение магнитной хиральности гелимагнетиков с помощью электрического магнитохирального или кинетического магнитоэлектрических эффектов

В данном разделе мы покажем, как, используя электрический магнитохиральный эффект Штерна–Герлаха или кинетический магнитоэлектрический эффект Штерна–Герлаха, можно определить магнитную хиральность изучаемого гелимагнетика.

Из выражения (37) следует, что электрический магнитохиральный эффект приводит к зависимости электросопротивления гелимагнетиков от их магнитной хиральности, а также от относительной ориентации электрического тока и внешнего магнитного поля вдоль оси геликоида. Это свойство электросопротивления гелимагнетика может быть использовано для определения магнитной хиральности спирали намагниченности. Для этого необходимо сделать следующее:

1) выполнить измерение электросопротивления гелимагнетика вдоль оси спирали намагниченности при "противонаправленной" конфигурации векторов электрического тока и внешнего магнитного поля:  $\rho_{j \parallel \mathbf{B}} = \rho_F + \rho_H R_B (1 + K A_B)$ ;

2) выполнить измерение электросопротивления гелимагнетика вдоль оси спирали намагниченности при "сонаправленной" конфигурации векторов электрического тока и внешнего магнитного поля:  $\rho_{j \parallel \mathbf{B}} = \rho_F + \rho_H R_B \times (1 - K A_B)$ ;

3) найти разность полученных электросопротивлений  $\Delta \rho = \rho_{j \parallel \mathbf{B}} - \rho_{j \parallel \mathbf{B}}$ :

$$\Delta \rho = 2 \rho_H R_B A_B K. \quad (52)$$

Знак разности полученных электросопротивлений равен знаку магнитной хиральности гелимагнетика: если  $\Delta \rho > 0$ , то  $K = +1$  и в этом гелимагнетике имеется правозакрученная спираль намагниченности; если  $\Delta \rho < 0$ , то  $K = -1$  и в этом гелимагнетике имеется левозакрученная спираль намагниченности.

Из выражения (51) следует, что кинетический магнитоэлектрический эффект вызывает зависимость намагниченности гелимагнетика вдоль оси спирали от его магнитной хиральности и от направления пропускания тока через образец. Это свойство намагниченности гелимаг-

нетика также может быть использовано для определения магнитной хиральности спирали намагниченности.

В отсутствие внешнего магнитного поля для намагниченности гелимагнетиков вдоль оси спирали из (51) получаем:

$$\mathbf{M}_0 = K \frac{\rho_H}{\rho_F} \frac{\tau_S}{\tau_O} \frac{m_e \gamma}{q|e|} \mathbf{j}. \quad (53)$$

Если определённое из эксперимента направление намагниченности гелимагнетика вдоль оси спирали  $\mathbf{M}_0$  окажется сонаправленным с направлением протекания электрического тока  $\mathbf{j}$ , то исследуемый гелимагнетик имеет магнитную хиральность  $K = +1$ , соответствующую правозакрученной спирали намагниченности. Если направление  $\mathbf{M}_0$  окажется противоположным направлению протекания электрического тока  $\mathbf{j}$ , то исследуемый гелимагнетик имеет магнитную хиральность  $K = -1$ , соответствующую левозакрученной спирали намагниченности.

Для экспериментов с использованием внешних магнитных полей, может быть применена следующая схема:

1) все измерения необходимо проводить для фиксированного направления электрического тока вдоль оси спирали, менять можно только направление внешнего магнитного поля;

2) выполнить измерение полной намагниченности гелимагнетика вдоль оси спирали при противонаправленной конфигурации векторов электрического тока и внешнего магнитного поля:  $\mathbf{M}_{j\parallel B}$ ;

3) выполнить измерение полной намагниченности гелимагнетика вдоль оси спирали при сонаправленной конфигурации векторов электрического тока и внешнего магнитного поля:  $\mathbf{M}_{j\parallel B}$ ;

4) найти векторную сумму полученных намагниченностей  $\Delta \mathbf{M} = \mathbf{M}_{j\parallel B} + \mathbf{M}_{j\parallel B}$ :

$$\Delta \mathbf{M} = K \frac{\rho_H}{\rho_F} \frac{\tau_S}{\tau_O} \frac{2m_e \gamma}{q|e|} R_B \mathbf{j}. \quad (54)$$

Направление вектора  $\Delta \mathbf{M}$  оказывается не зависящим от направления внешнего магнитного поля, в котором измеряются  $\mathbf{M}_{j\parallel B}$  и  $\mathbf{M}_{j\parallel B}$ . Если определенное из эксперимента направление суммарной намагниченности  $\Delta \mathbf{M}$  окажется сонаправленным с направлением протекания электрического тока  $\mathbf{j}$ , то исследуемый гелимагнетик имеет магнитную хиральность  $K = +1$ , соответствующую правозакрученной спирали намагниченности. Если направление суммарной намагниченности  $\Delta \mathbf{M}$  окажется противонаправленным с направлением протекания электрического тока  $\mathbf{j}$ , то исследуемый гелимагнетик имеет магнитную хиральность  $K = -1$ , соответствующую левозакрученной спирали намагниченности.

В вышеприведённом рассмотрении мы сосредоточились на изучении гелимагнетиков, в которых магнитная структура типа "коническая спираль" формируется под действием внешнего магнитного поля. Однако стоит отметить, что существуют гелимагнетики, в которых магнитное упорядочение "коническая спираль" наблюдается даже в отсутствие внешнего магнитного поля. В качестве примеров таких "конических" гелимагнетиков можно указать гольмий и эрбий. В таких гелимагнетиках следует понимать под направлением вектора  $\mathbf{b}$  направление продольной намагниченности такого гелимагнетика. Таким образом, определение магнитной хиральности в таких гелимагнетиках не требует применения внешнего магнитного поля. Однако определение магнитной хиральности в таких гелимагнетиках в отсутствие внешнего магнитного поля возможно только с помощью электрического магнитохирального эффекта Штерна–Герлаха.

### 5.3. Численные оценки влияния

#### геликоидального магнитного порядка на электросопротивление и намагниченность

В настоящем разделе мы приведём результаты численной оценки параметров теории, определяющих величину электрического магнитохирального и кинетического магнитоэлектрического эффектов Штерна–Герлаха. В основу этой оценки положены рассчитанные в работе авторов [99] значения характеристик конкретных металлических гелимагнетиков: Dy, MnSi, CrNb<sub>3</sub>S<sub>6</sub> и FeGe. В таблице 1 в столбцах 2–5 представлены результаты численной оценки для каждого из вышеназванных гелимагнетиков следующих величин: частоты спин-решёточной релаксации  $\nu_S = 1/\tau_S$ , диффузионной частоты  $\nu_D = q^2 D$ , прецессионной частоты  $\nu_P = \Omega_A^2 \tau_S$  и частоты  $\Omega_{BF} = \Omega_F + \Omega_A$ .

Оценим прежде всего величину  $\rho_H/\rho_F$ , характеризующую относительное магнитосопротивление гелимагнетика — разницу значений электросопротивления  $\rho(B)$  при  $B = 0$  и  $B = B_F$ , отнесённую к значению  $\rho_F \equiv \rho(B_F)$ . Из (38), (39) в случае, когда  $\nu_S, \nu_D \ll \nu_P$ , получаем:

$$\frac{\rho_H}{\rho_F} = \frac{3}{4} \frac{\tau_O}{\tau_S} \left( \frac{q}{k_F} \right)^2, \quad (55)$$

где  $k_F = (3\pi^2 n)^{1/3}$  — фермиевское волновое число. Расчитанные по формуле (55) значения  $\rho_H/\rho_F$  представлены в шестом столбце табл. 1. Поскольку время релаксации импульса  $\tau_O$  всегда меньше времени релаксации спина  $\tau_S$ , а волновое число магнитной спирали  $q$  всегда меньше фермиевского волнового числа электронов, отношение  $\rho_H/\rho_F$  для рассматриваемых металлических гелимагнетиков оказывается малой величиной. Поэтому экспериментальное обнаружение "гелимагнитного" вклада в

**Таблица 1.** Значения параметров теории для гелимагнетиков Dy, MnSi, CrNb<sub>3</sub>S<sub>6</sub> и FeGe (по данным работы [99])

| Гелимагнетик                     | $\nu_S, \text{с}^{-1}$ | $\nu_D, \text{с}^{-1}$ | $\nu_P, \text{с}^{-1}$ | $\Omega_{BF}, \text{с}^{-1}$ | $\rho_H/\rho_F, \%$ | $q w_{\max}, \text{с}^{-1}$ | $A_{\max}$         | $M_{\max}, \text{Гс}$ |
|----------------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------------|---------------------|-----------------------------|--------------------|-----------------------|
| 1                                | 2                      | 3                      | 4                      | 5                            | 6                   | 7                           | 8                  | 9                     |
| Dy                               | $5 \times 10^{14}$     | $3 \times 10^{15}$     | $2 \times 10^{16}$     | $3 \times 10^{15}$           | 2                   | $2 \times 10^{11}$          | $6 \times 10^{-5}$ | $1 \times 10^{-2}$    |
| MnSi                             | $3 \times 10^{13}$     | $2 \times 10^{15}$     | $3 \times 10^{15}$     | $3 \times 10^{14}$           | $6 \times 10^{-2}$  | $3 \times 10^{10}$          | $4 \times 10^{-6}$ | $2 \times 10^{-3}$    |
| CrNb <sub>3</sub> S <sub>6</sub> | $1 \times 10^{13}$     | $4 \times 10^{13}$     | $4 \times 10^{14}$     | $8 \times 10^{13}$           | $1 \times 10^{-1}$  | $9 \times 10^{11}$          | $1 \times 10^{-2}$ | $1 \times 10^{-2}$    |
| FeGe                             | $9 \times 10^{13}$     | $3 \times 10^{13}$     | $1 \times 10^{15}$     | $3 \times 10^{14}$           | $8 \times 10^{-3}$  | $2 \times 10^{10}$          | $1 \times 10^{-4}$ | $9 \times 10^{-4}$    |

электросопротивление может быть затруднительным. В связи с этим, возможным решением вопроса может быть использование техники измерения на синусоидальном токе, апробированной в работах [192, 193, 195, 213].

Другой величиной, подлежащей оценке, является коэффициент магнитохиральной анизотропии  $A_B$ , который непосредственно определяет величину электрического магнитохирального эффекта. Коэффициент магнитохиральной анизотропии  $A_B$  согласно (41) является нелинейной функцией переменной  $w$ :  $A_B = A_B(w)$ . Для определённости будем оценивать коэффициент  $A_B$  в точке фазового перехода в поле  $B = B_F$ .

Если частоты  $\nu_S$ ,  $\nu_D$  и  $\nu_P$  значительно превышают величины  $\Omega_{BF} = \Omega_F + \Omega_A$  и  $qw$ , то  $A_{BF}(w) \simeq 2qw\Omega_{BF}/\nu_{BF}^2 \ll 1$  и величина  $A_{BF}(w)$  оказывается малой по сравнению с единицей. Если же частоты спиновой релаксации  $\nu_S$  и  $\nu_D$  по своей величине значительно меньше, чем  $\Omega_{BF}$ , то коэффициент магнитохиральной анизотропии  $A_{BF}(w) \simeq 2qw\Omega_{BF}/[\Omega_{BF}^2 + (qw)^2]$ . Очевидно, что при выполнении условия  $qw = \Omega_{BF}$  такой коэффициент магнитохиральной анизотропии  $A_{BF}(w)$  асимптотически приближается к единице. Таким образом, если частоты релаксации  $\nu_S$  и  $\nu_D$  значительно меньше, чем величина  $\Omega_{BF}$ , то в окрестности точки фазового перехода  $B = B_F$  коэффициент магнитохиральной анизотропии  $A_B$  может достигать своего максимального значения, равного единице. Другими словами, теория предсказывает возможность существования гигантского электрического магнитохирального эффекта.

Из уравнения (37) следует, что для наблюдения гигантского электрического магнитохирального эффекта при  $B \rightarrow B_F$  кроме условий, описанных ранее, требуется выполнение условия  $\varepsilon = +1$ . Данное условие выполняется в случае, когда один из векторов  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{b}$  и  $\mathbf{i}$  сонаправлен вектору  $\mathbf{e}_z$ , а два других сонаправлены друг с другом. В частности,  $\varepsilon = +1$  в случае, если сонаправлены все четыре вектора:  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{b}$ ,  $\mathbf{i}$  и  $\mathbf{e}_z$ . На рисунке 10 красным цветом обозначены области, в которых существование гигантского электрического магнитохирального эффекта возможно.

Эффект увеличения электросопротивления спирали с ростом плотности тока при достижении условия  $qw = \Omega_B$  имеет прозрачный физический смысл. Чтобы наглядно проиллюстрировать этот эффект, рассмотрим ситуацию, когда векторы  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{b}$ ,  $\mathbf{i}$  и  $\mathbf{e}_z$  сонаправлены. В такой конфигурации магнитные моменты электронов, движущихся вдоль оси геликоида со скоростью дрейфа  $w$ , будут прецессировать по часовой стрелке в эффективном магнитном поле, направленном вдоль оси геликоида, с частотой прецессии  $\Omega_B$ . В системе координат, движущейся вместе с электронами со скоростью  $w$ , поперечная составляющая вектора внутреннего обменного поля, индуцированного спиралью намагниченности локализованных электронов с волновым вектором  $q$ , будет вращаться с угловой скоростью  $\omega_w = qw$  по часовой стрелке. Когда частоты  $\Omega_B$  и  $\omega_w$  совпадают, прецессия магнитных моментов электронов проводимости будет происходить синхронно с изменением направления внутреннего обменного поля, что и приведёт к росту электросопротивления спирали.

Здесь напрашивается проведение прямой аналогии с явлением спинового резонанса электронов проводимости [14–21], в котором наблюдается резонансное усиление поглощения электронами проводимости энергии

переменного внешнего магнитного поля при совпадении частоты ларморовской прецессии электронов с частотой переменного поля  $\omega$ . В гелимагнетике, в котором вдоль оси спирали с волновым вектором  $q$  течёт поток электронов со скоростью  $w$ , роль частоты  $\omega$  играет частота  $\omega_w = qw$ . Эта аналогия позволяет дать эффекту немонотонного изменения хирального магнитосопротивления гелимагнетика с ростом плотности измерительного тока название "магнитохиральный кинетический резонанс" [98].

В реальных гелимагнетиках частоты спиновой релаксации  $\nu_S$ ,  $\nu_D$  и  $\nu_P$  могут значительно отличаться друг от друга, а также от частот прецессии  $\Omega_F$  и  $\Omega_A$ . Следовательно, поведение электросопротивления гелимагнетиков не ограничивается, вообще говоря, двумя вышеописанными случаями. Мы приведём здесь результаты оценок для  $A_{BF}(w)$ , ограничиваясь рассмотрением токов плотностью  $j \leq j_{\max}$ , где  $j_{\max} = 10^8$  А см<sup>-2</sup>. Плотности тока  $j_{\max}$  соответствует дрейфовая скорость  $w_{\max} = j_{\max}/|e|n$ . Значения параметра  $qw_{\max}$  для рассматриваемых гелимагнетиков приведены в столбце 7 табл. 1.

Следует заметить, что достижение высокой плотности электрического тока величиной порядка  $10^8$  А см<sup>-2</sup> в проводящих гелимагнетиках является вполне реальной задачей. Так, в экспериментальных работах [220, 294–298] токи плотностью  $10^7$ – $10^8$  А см<sup>-2</sup> практически использовались для наблюдения движения доменных стенок в металлах, а в обзоре [299] сообщалось об использовании электрических токов такой же величины для манипуляций скирмионами.

Рассчитанные согласно (41) значения величины  $A_{\max} \equiv A_{BF}(w_{\max})$  приведены в столбце 8 табл. 1. Для всех рассмотренных гелимагнетиков оценка коэффициента магнитохиральной анизотропии даёт  $A_{\max} \ll 1$ . Из таблицы 1 видно также, что во всех рассматриваемых случаях выполняются соотношения  $\nu_S$ ,  $\nu_D$ ,  $\nu_P \gg qw_{\max}$ . Таким образом, в металлических гелимагнетиках, таких как Dy, MnSi, CrNb<sub>3</sub>S<sub>6</sub> и FeGe, ожидать обнаружения гигантского электрического магнитохирального эффекта не следует.

Выполним, наконец, оценку величины намагниченности  $M_{\max} \equiv |M_0(j_{\max})|$ , возникающей из-за кинетического магнитоэлектрического эффекта в отсутствие внешнего магнитного поля при токе  $j = j_{\max}$ . В случае, когда  $\nu_S$ ,  $\nu_D \ll \nu_P$ , получаем

$$M_{\max} \simeq \frac{3}{4} \frac{q}{ck_F^2} j_{\max}. \quad (56)$$

Из (56) ясно, что намагниченность  $M_{\max}$  при заданном токе  $j_{\max}$  будет тем больше, чем меньше период спирали гелимагнетика. Численные оценки величины  $M_{\max}$  в конкретных гелимагнетиках, выполненные с использованием (56), представлены в табл. 1. Во всех случаях  $M_{\max}$  не превышает крайне малой величины порядка  $10^{-2}$  Гс.

Однако следует отметить, что в работе [219] были получены косвенные доказательства возможности обнаружения изменения намагниченности под действием протекающего электрического тока методами SQUID-магнитометрии. Кроме того, в некоторых случаях может быть рассмотрена возможность исследования изменения намагниченности в условиях кинетического магнитоэлектрического эффекта с помощью ядерного магнитного резонанса, аналогично тому как это было сделано в работах [285, 287].

## 6. Влияние зарядового и спинового транспорта на геликоидальный магнетизм

В данном разделе мы опишем основные особенности магнитной динамики и транспорта заряда и спина в проводящих гелимагнетиках, возникающие вследствие эффекта передачи спинного момента при протекании в них постоянного электрического тока. В отличие от раздела 5, мы будем рассматривать ситуацию, когда намагниченности локализованных электронов  $\mathbf{M}$  и электронов проводимости  $\mathbf{m}$  могут обе меняться со временем под действием протекающего через гелимагнетик тока.

Следует отметить, что в общем случае при описании динамики намагниченности, индуцированной током, необходимо учитывать не только влияние на намагниченность эффекта передачи спинного момента, но и "черенковское" излучение спинных волн. Однако в настоящей работе рассматривается постоянный во времени макроскопический ток, величина которого не зависит от координаты вдоль оси спирали гелимагнетика. В таких условиях электрический ток сам по себе не индуцирует переменных электрических и магнитных полей, что не приводит к усилению спинных волн под действием черенковского излучения.

Тем не менее рассматриваемый электрический ток посредством  $s-d$  обменного взаимодействия через эффект передачи спинного момента вызывает вращение спирали намагниченности, которое приводит к возникновению переменных электрических и магнитных полей. Эти поля, в свою очередь, с одной стороны, могут индуцировать поперечные переменные макроскопические токи, а с другой — могут влиять на динамику вращения спирали. Как будет показано далее, их влияние приводит к эффективному увеличению параметра затухания Гильберта в уравнениях движения для намагниченности гелимагнетика.

### 6.1. Базовые уравнения магнитной динамики проводящих гелимагнетиков

В основу настоящего рассмотрения положены представленные нами в разделах 2 и 4 уравнение (7) для  $\mathbf{M}$  и уравнение (30) для  $\mathbf{m}$ . Эти уравнения представляют собой систему связанных между собой уравнений, которая может быть записана в следующем виде:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} + \gamma [\mathbf{M} \times (\mathbf{B} + \mathbf{B}_a)] + \nabla \cdot \mathbf{J}_M + \frac{\alpha}{M} \left[ \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \times \mathbf{M} \right] + \mathbf{T}_M = 0, \quad (57)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{m} + \gamma [\mathbf{m} \times \mathbf{B}] + \nabla \cdot \mathbf{J}_m + \frac{1}{\tau_s} \delta \mathbf{m} + \mathbf{T}_m = 0. \quad (58)$$

В уравнениях (57), (58) фигурируют тензоры обменного спинного тока  $\mathbf{J}_M$  и спинного тока электронов проводимости  $\mathbf{J}_m$ , которые определяются следующими соотношениями:

$$\mathbf{J}_M = -\gamma A [(\nabla \otimes \mathbf{M}) \times \mathbf{M}] + 2\gamma D \mathbf{M} \otimes \mathbf{M}, \quad (59)$$

$$\mathbf{J}_m = \frac{e\tau_0}{m_e} \mathbf{E} \otimes \mathbf{m} - D \nabla \otimes \delta \mathbf{m}. \quad (60)$$

Последний член  $\mathbf{T}_M$  в левой части уравнения (57) определяется уравнением

$$\mathbf{T}_M = \gamma A [\mathbf{M} \times \mathbf{m}] \quad (61)$$

и описывает эффект передачи спина из системы итинерантных в систему локализованных электронов. Вектор  $\mathbf{T}_M$  имеет смысл вращающего момента, действующего на намагниченность  $\mathbf{M}$  локализованных электронов со стороны электронов проводимости с намагниченностью  $\mathbf{m}$ , порождающих неоднородное обменное поле  $\Delta \mathbf{M}$ . Аналогично, член  $\mathbf{T}_m$  в (58), определяемый уравнением

$$\mathbf{T}_m = \gamma A [\mathbf{m} \times \mathbf{M}], \quad (62)$$

есть не что иное, как вектор вращающего момента, действующего на намагниченность электронов проводимости со стороны локализованных электронов посредством обменного поля  $\Delta \mathbf{M}$ . Из определений (61), (62) очевидно, что  $\mathbf{T}_m = -\mathbf{T}_M$ .

Плотность текущего в гелимагнетике электрического тока  $\mathbf{j}$  связана с действующим в металле электрическим полем  $\mathbf{E}$  и намагниченностями  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{m}$  материальным уравнением вида

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} + A \frac{e\tau_0}{m_e} (\nabla \otimes \mathbf{M}) \cdot \delta \mathbf{m}. \quad (63)$$

Поскольку изменение во времени и пространстве суммарной намагниченности системы  $\mathbf{M} + \mathbf{m}$  порождает неоднородное переменное электромагнитное поле, вышепредставленную систему связанных уравнений (57)–(63) в общем случае следует решать совместно с уравнениями Максвелла для магнитного  $\mathbf{B}$  и электрического  $\mathbf{E}$  полей:

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{B} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + 4\pi [\nabla \times (\mathbf{M} + \mathbf{m})] + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi e \delta n. \end{aligned} \quad (64)$$

### 6.2. Эффект передачи спинного момента и вращение спирали намагниченности гелимагнетика при протекании электрического тока

В работе [99] авторами настоящего обзора было показано, что для гелимагнетика, в котором вдоль оси магнитной спирали  $OZ$  течёт электрический ток заданной плотности  $\mathbf{j}$  и действует магнитное поле  $\mathbf{B}$ , система уравнений (57), (58) может иметь решение в виде двух связанных соосных магнитных спиралей  $\mathbf{M}(z, t)$  и  $\mathbf{m}(z, t)$ , ось которых задаётся единичным вектором  $\mathbf{e}_z$ . Такое решение соответствует случаю возбуждения голдстоуновской моды спиновой волны с волновым вектором  $\mathbf{Q} = \pm \mathbf{q}$ , при котором обе спирали вращаются вокруг своей оси как единое целое. В этом случае спирали характеризуются одним и тем же волновым вектором  $\mathbf{q}$  и могут гармонически синхронно вращаться вокруг общей оси с круговой частотой  $\omega$ . Для такого решения справедливы соотношения  $\delta \mathbf{M}/\partial t = \omega [\mathbf{M} \times \mathbf{e}_z]$  и  $\delta \mathbf{M}/\partial z = [\mathbf{q} \times \mathbf{M}]$  (и аналогичные для  $\mathbf{m}$ ), подстановка которых в (57), (58) даёт возможность записать дисперсионное уравнение для определения частоты вращения спиралей как функции волнового вектора  $\mathbf{q}$  при заданной плотности тока  $\mathbf{j}$ .

В работе [99] было показано, что протекание через гелимагнетик постоянного электрического тока плотности  $\mathbf{j}$  приводит к вращению спирали намагниченности гелимагнетика вокруг её оси с частотой  $\omega$ , зависящей от величины  $\mathbf{j}$  и магнитного поля  $\mathbf{B}$ . Кроме того, протекающий электрический ток одновременно с вращением магнитной спирали трансформирует магнитную структуру типа "простая спираль" в структуру типа "коническая спираль". Угол конусности  $\theta$ , на который при вращении намагниченность  $\mathbf{M}$  отклоняется от плоскости, перпендикулярной оси спирали, связан с частотой вращения спирали  $\omega$  простым соотношением:

$$\theta = \arcsin \frac{\omega + \Omega_L(\mathbf{b} \cdot \mathbf{e}_z)}{\Omega}, \quad (65)$$

где  $\Omega_L = \gamma B$  — ларморовская частота прецессии в поле  $B$ ,  $\Omega = \Omega_F + \Omega_M$ ,  $\Omega_F = \gamma B_F$ ,  $\Omega_M = 4\pi\gamma M$ .

Помимо вращения спирали  $\mathbf{M}$  и изменения угла конусности  $\theta$ , протекающий через гелимагнетик ток изменяет также период спирали. В случае, когда выполняются условия  $\chi A \ll 1$ ,  $w/qD \ll 1$  и  $\omega/\Omega_\sigma \ll 1$ , где  $\Omega_\sigma = q^2 c^2 / 4\pi\sigma$ , в проводящих гелимагнетиках, в которых обменная жёсткость  $A$  достаточно велика и выполняется условие  $Aq_0^2 \gg 1$ , отклонение волнового числа  $q$  от равновесного значения  $q_0$  мало и им можно пренебречь, полагая  $q = q_0$ . В таких гелимагнетиках связь частоты вращения спирали намагниченности  $\omega$  с величиной дрейфовой скорости электронов проводимости  $\mathbf{w}$  может быть записана в виде

$$\omega = \frac{T_{\text{eff}}}{\alpha_{\text{eff}} + T_{\text{eff}}} (\mathbf{q} \cdot \mathbf{w}), \quad (66)$$

где  $T_{\text{eff}} = \chi A \Omega_A / v_{\text{eff}}$  — безразмерная величина, характеризующая эффективность процесса передачи спинового момента в гелимагнетике,

$$v_{\text{eff}} = v_S + v_D + \frac{\Omega^2}{v_S} \cos^2 \theta + \frac{(\Omega + \Omega_A)^2}{v_S + v_D} \sin^2 \theta, \quad (67)$$

$\alpha_{\text{eff}} = \alpha + \beta$  — эффективная постоянная релаксации Гильберта, где  $\beta = \Omega_M / \Omega_\sigma$  — параметр затухания магнитных колебаний, обусловленного потерями на возбуждение электромагнитного поля. С формальной точки зрения соотношение (66) является нелинейным уравнением для определения  $\omega$ , поскольку выражение (67) для  $v_{\text{eff}}$  содержит зависимость от угла  $\theta$ , который в свою очередь определяется из уравнения (65), содержащего частоту  $\omega$ .

Следует отметить, что при выводе выражений (66) и (67) мы пренебрегли возможностью возникновения эффектов невязимости, способных вызвать зависимость частоты вращения от направления тока вдоль оси спирали. Возможность такого приближения обусловлена тем, что в металлических гелимагнетиках выполняется условие  $w/qD \ll 1$ , при котором эффекты невязимости вращения спирали оказываются несущественными.

Уравнение (66) наглядно описывает эффект преобразования линейного движения электронов проводимости, перемещающихся в пространстве с дрейфовой скоростью  $\mathbf{w}$ , во вращательное движение магнитной спирали гелимагнетика с частотой  $\omega$ . Вспоминая механическую аналогию гелимагнетика с ветряной мельницей Герона, описанную во введении, можно назвать спино-

вое устройство, в котором реализуется вышеуказанный эффект, "хиральной спин-токовой турбиной".

Следует особо отметить, что уравнение (66) описывает и обратный эффект: вращение магнитной спирали гелимагнетика, созданное внешним электромагнитным полем с частотой  $\omega$ , может быть преобразовано в постоянный электрический ток, носителями которого являются электроны проводимости, имеющие дрейфовую скорость  $\mathbf{w}$ . Этот обратный эффект можно описать вытекающим из (66) уравнением

$$\mathbf{w} = \left(1 + \frac{\alpha_{\text{eff}}}{T_{\text{eff}}}\right) \frac{\omega}{q} \mathbf{k}. \quad (68)$$

Спиновое устройство, реализующее такой эффект, можно назвать "спин-токовый винт Архимеда".

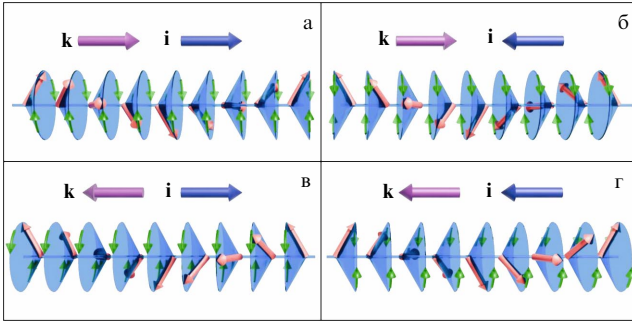
Из уравнения (66) с очевидностью следует, что знак частоты вращения геликоида, возникающего под действием движения электронов с транспортной скоростью  $\mathbf{w}$ , определяется знаком скалярного произведения  $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{i})$ , в котором  $\mathbf{k}$  — единичный вектор хиральности, а  $\mathbf{i} = \mathbf{w}/w$  — единичный вектор в направлении движения потока электронов проводимости.

В [99] авторы показали, что учёт генерации электромагнитного поля при расчётах частоты вращения магнитной спирали сводится к эффективному увеличению параметра затухания Гильберта: величина  $\alpha$  заменяется на  $\alpha_{\text{eff}} \equiv \alpha + \beta > \alpha$ . Было показано, что абсолютная величина вектора Умова–Пойнтинга, задающего направление распространения энергии электромагнитного поля, генерируемого в хиральном гелимагнетике протекающим электрическим током, в рассматриваемых приближениях может быть представлена в виде

$$U \simeq 4\pi \frac{w^3 M^2}{c^2} \left( \frac{T_{\text{eff}}}{\alpha_{\text{eff}} + T_{\text{eff}}} \right)^3 \cos^2 \theta. \quad (69)$$

Было также установлено, что направление распространения излучения, совпадающее с направлением вектора Умова–Пойнтинга, всегда совпадает с направлением вектора электронного потока  $\mathbf{i}$ , вне зависимости от хиральности гелимагнетика.

Из вида уравнения (65) с очевидностью следует, что условием справедливости результата (66) является неравенство  $|\omega + \Omega_L(\mathbf{b} \cdot \mathbf{e}_z)| \leq \Omega$ . Выполнение этого условия зависит от направления магнитного поля  $\mathbf{b}$  и его величины  $B$ , которая задаёт значение ларморовской частоты  $\Omega_L$ . Пусть для определённости векторы  $\mathbf{b}$  и  $\mathbf{e}_z$  антипараллельны и  $\Omega_L \leq \Omega$ . Тогда условие применимости полученных уравнений можно записать в виде  $-\Omega + \Omega_L \leq \omega \leq \Omega + \Omega_L$ . Если векторы  $\mathbf{b}$  и  $\mathbf{e}_z$  параллельны, то это условие записывается в виде  $-\Omega - \Omega_L \leq \omega \leq \Omega - \Omega_L$ . Таким образом, протекающий в гелимагнетике постоянный электрический ток может возбуждать вращение магнитной спирали гелимагнетика, частота которого может достигать максимального значения  $\omega_{\text{max}} = \Omega + \Omega_L$ . Из вида уравнений (65) и (66) следует также, что гармоническое вращательное движение магнитной спирали гелимагнетика под действием протекающего электрического тока возможно только при условии, что величина плотности тока не превышает некоторого критического значения. Все вышеуказанные условия мы проиллюстрируем в следующем разделе на простом примере, когда внешнее магнитное поле отсутствует.



**Рис. 11.** Схема конфигураций конической магнитной спирали гелимагнетика с хиральностью  $\mathbf{k}$ , вращающейся под действием потока электронов, направление которого задано единичным вектором  $\mathbf{i}$ , в отсутствие магнитного поля: (а) правозакрученная,  $\mathbf{i} \parallel \mathbf{k}$ ; (б) правозакрученная,  $\mathbf{i} \nparallel \mathbf{k}$ ; (в) левозакрученная,  $\mathbf{i} \parallel \mathbf{k}$ ; (г) левозакрученная,  $\mathbf{i} \nparallel \mathbf{k}$ . Направления стрелок красного цвета соответствуют направлениям магнитных моментов локализованных электронов. Стрелки зелёного цвета указывают направление вращения магнитной спирали.

### 6.3. Динамика магнитной спирали

#### в отсутствие внешнего магнитного поля

В настоящем разделе мы проиллюстрируем особенности поведения частоты вращения  $\omega$  с изменением величины плотности тока  $j$  для случая, когда внешнее магнитное поле отсутствует. В отсутствие внешнего магнитного поля уравнения (65) и (66) справедливы в области частот  $|\omega| \leq \Omega$ . При этом максимально возможное значение частоты вращения геликоида определяется величиной  $\Omega \equiv \Omega_F + \Omega_M$ . Из уравнений (65), (66) следует, что протекание электрического тока вдоль оси магнитной спирали приводит не только к её вращению, но и к изменению формы спирали. Угол конусности спирали, приведённой во вращение с частотой  $\omega$ , согласно (65), определяется уравнением

$$\theta = \arcsin \frac{\omega}{\Omega}. \quad (70)$$

Из уравнения (66) с очевидностью следует, что знак частоты вращения спирали  $\omega$  определяется знаком скалярного произведения  $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{i})$ , в котором  $\mathbf{k}$  — вектор хиральности, а  $\mathbf{i}$  — единичный вектор в направлении потока электронов.

Зависимость направления вращения спирали намагниченности гелимагнетика и её конусной конфигурации от взаимной ориентации векторов хиральности  $\mathbf{k}$  и потока  $\mathbf{i}$  в отсутствие внешнего магнитного поля схематически изображена на рис. 11.

Введём в рассмотрение безразмерные переменные  $\bar{\omega} \equiv \omega/\Omega$  и  $\bar{j} \equiv (\mathbf{q} \cdot \mathbf{w})/\Omega$ . Тогда согласно (70)  $\theta = \arcsin \bar{\omega}$ , а уравнение (66), являющееся условием существования периодических во времени решений системы уравнений (57), (58), описывающих синфазное вращение магнитных спиралей  $\mathbf{M}(z, t)$  и  $\mathbf{m}(z, t)$  с частотой  $\omega$ , можно записать в следующем виде:

$$\{1 + a[\bar{v}_0 + (\bar{v}_1 - \bar{v}_0)\bar{\omega}^2]\}\bar{\omega} = \bar{j}, \quad (71)$$

где  $a = \alpha_{\text{eff}}/\chi A$ ,  $\bar{v}_0 = \bar{v}_S + \bar{v}_D + 1/\bar{v}_S$ ,  $\bar{v}_1 = \bar{v}_S + \bar{v}_D + (1 + \Omega/\Omega_A)^2/(\bar{v}_S + \bar{v}_D)$ ,  $\bar{v}_S = v_S/\Omega_A$ ,  $\bar{v}_D = v_D/\Omega_A$ .

В случае, когда  $\bar{j} \ll 1$  (т.е. когда в гелимагнетике протекает электрический ток малой плотности с  $j \ll j_0$ , где  $j_0 = \Omega|e|n/q$ ), из (71) получаем, что связь частоты

вращения спирали намагниченности  $\omega$  с величиной дрейфовой скорости электронов проводимости  $\mathbf{w}$  является линейной и может быть записана в виде

$$\omega = \frac{T}{\alpha_{\text{eff}} + T} (\mathbf{q} \cdot \mathbf{w}), \quad (72)$$

где  $T = \chi A \Omega_A / v_H$  — безразмерная величина, характеризующая эффективность передачи спинового момента в гелимагнетике.

При высоких значениях плотности электрического тока ( $j > j_0$ ) в зависимости от соотношения параметров, характеризующих гелимагнетик, таких как период спирали, время спиновой релаксации и величина постоянной релаксации Гильберта, изменение частоты вращения с ростом плотности электрического тока не является линейным и может происходить по двум разным сценариям.

Первый сценарий реализуется в случае, когда выполняется неравенство  $a(2\bar{v}_0 - 3\bar{v}_1) < 1$ . В этих условиях реализуется монотонное возрастание частоты вращения спирали намагниченности гелимагнетика  $\omega$  и угла конусности спирали  $\theta$  при росте плотности электрического тока  $j$ .

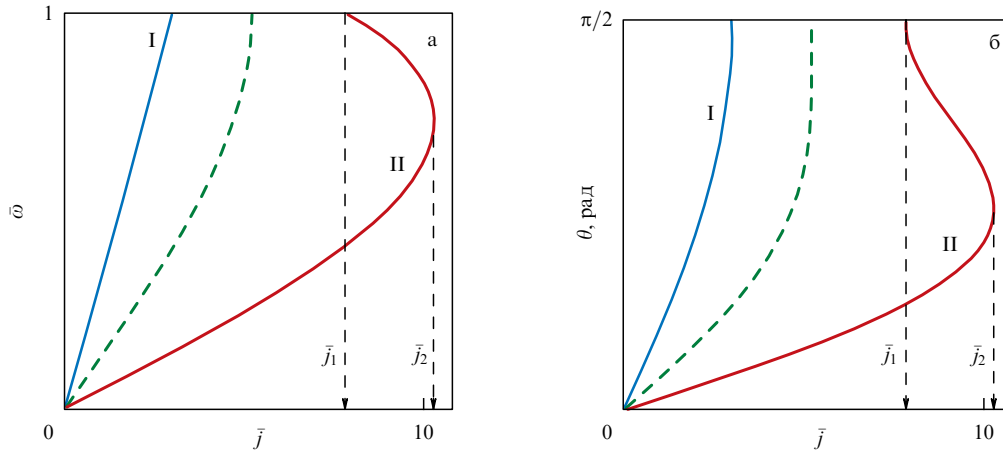
Второй сценарий реализуется в случае, когда  $a(2\bar{v}_0 - 3\bar{v}_1) > 1$ . При реализации второго сценария в гелимагнетиках существует область плотностей электрического тока  $\bar{j}_1 \leq \bar{j} \leq \bar{j}_2$ , где  $\bar{j}_1 = (1 + a\bar{v}_1)$ ,  $\bar{j}_2 = 2(1 + a\bar{v}_0)^{3/2}/(3\sqrt{3}a(\bar{v}_0 - \bar{v}_1))$ , при которых возникает явление, которому нами было дано название "спиновая вращательная бистабильность гелимагнетиков". Это явление, при котором магнитная спираль гелимагнетика может одновременно находиться в двух состояниях с разными частотами вращения при одном и том же значении плотности тока.

На рисунке 12 представлены зависимости частоты вращения спирали намагниченности  $\bar{\omega}$  и угла конусности  $\theta$  от плотности тока  $\bar{j}$  при  $a = 1$  и  $\bar{v}_D = 0,1$  (данные значения параметров  $a$  и  $\bar{v}_D$  актуальны для гелимагнетиков, близких по свойствам к  $\text{CrNb}_3\text{S}_6$ ). Кривые I соответствуют сценарию I при выборе параметра  $\bar{v}_S = 1$ . Сценарий II реализуется при  $\bar{v}_S < 0,09$ . Кривые II соответствуют сценарию II при выборе  $\bar{v}_S = 0,05$ . Штриховые кривые задают границу областей существования сценариев I и II, когда  $\bar{v}_S = 0,09$ .

Из рисунка 12 видно, что в области  $\bar{j}_1 \leq \bar{j} \leq \bar{j}_2$  реализуется режим спиновой вращательной бистабильности гелимагнетиков. Развита теория не даёт ответа на вопрос, какое из этих двух возбуждённых состояний вращающейся магнитной спирали будет реализовываться в эксперименте при  $\bar{j}_1 \leq \bar{j} \leq \bar{j}_2$ . Можно предположить, что существующие в реальном гелимагнетике флуктуации плотности тока, пространственные неоднородности параметров релаксации импульса и спина электронов, а также другие случайные причины будут вызывать хаотические во времени переходы между состояниями с разными частотами вращения. При  $\bar{j} > \bar{j}_2$  уравнение (71) не имеет решений, описывающих гармоническое вращение спирали намагниченности гелимагнетика.

### 6.4. Электросопротивление хирального гелимагнетика в условиях передачи спинового момента

Подставляя найденную с помощью совместного решения уравнений (57), (58) связь намагниченности локали-



**Рис. 12.** Иллюстрация двух сценариев поведения частоты вращения (а) и угла конусности (б) спирали намагниченности с изменением плотности тока  $\bar{j}$ . Кривые I соответствуют сценарию I; кривые II представляют сценарий II; штриховые кривые соответствуют границе областей существования сценариев I и II.

зованных электронов  $\mathbf{M}$  и намагниченности электронов проводимости  $\mathbf{m}$  в выражение (63), связывающее плотность электрического тока  $\mathbf{j}$  и электрическое поле  $\mathbf{E}$ , можно найти электросопротивление гелимагнетика  $\rho$ , учитывающее эффект передачи спинного момента. В отсутствие внешнего магнитного поля в случае, когда векторы  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{j}$  ориентированы вдоль оси спирали намагниченности, в предположении малости частот  $\Omega_C$ ,  $\Omega_L$  и  $\Omega_A$  по сравнению с частотой релаксации импульса  $1/\tau_O$ , получим [100]:

$$\rho = \rho_F + \rho_S, \quad (73)$$

где  $\rho_F$  — электросопротивление гелимагнетика в поле перехода в индуцированное "ферромагнитное" состояние,  $\rho_S$  — спиновый вклад в электросопротивление, обусловленный неоднородным обменным полем магнитной спирали и эффектом ПСМ, который является функцией угла конусности  $\theta$  и определяется как

$$\rho_S(\theta) = \frac{Mq^2}{\gamma e^2 n^2} \frac{\alpha_{\text{eff}} \cos^2 \theta}{1 + \alpha_{\text{eff}}(\bar{v}_0 \cos^2 \theta + \bar{v}_1 \sin^2 \theta)/\chi A}. \quad (74)$$

Из вида (74) следует, что спиновый вклад  $\rho_S$  зависит от величины протекающего через гелимагнетик электрического тока  $j$  только в силу зависимости от  $j$  угла конусности спирали  $\theta$ .

При малых значениях плотности тока ( $j \ll j_0$ ) из (74) получаем

$$\rho_S = \frac{Mq^2}{\gamma e^2 n^2} \frac{\alpha_{\text{eff}}}{1 + \alpha_{\text{eff}}/T}. \quad (75)$$

Из (75) видно, что если эффективная постоянная затухания Гильберта  $\alpha_{\text{eff}}$  имеет значительную величину, такую что выполняется неравенство  $\alpha_{\text{eff}} \gg T$ , то вращение спирали намагниченности под действием протекающего электрического тока затруднено. В этом случае вклад в электросопротивление, возникающий из-за наличия спирали, напрямую определяется величиной эффективной частоты спиновой релаксации в гелимагнетике  $\nu_H$ :

$$\rho_S = \frac{\chi A^2 M^2 q^2}{e^2 n^2 \nu_H}. \quad (76)$$

В обратном предельном случае, когда  $\alpha_{\text{eff}} \ll T$ , слабое затухание колебаний магнитной спирали гелимагнетика приводит к тому, что она легко "подстраивается" под движение намагниченности электронов проводимости и поэтому даёт тем меньший вклад в электросопротивление, чем меньшее значение имеет эффективный параметр затухания Гильберта  $\alpha_{\text{eff}}$ . В этом случае вклад в электросопротивление, возникающий из-за наличия вращающейся под действием эффекта ПСМ спирали намагниченности, может быть записан в виде

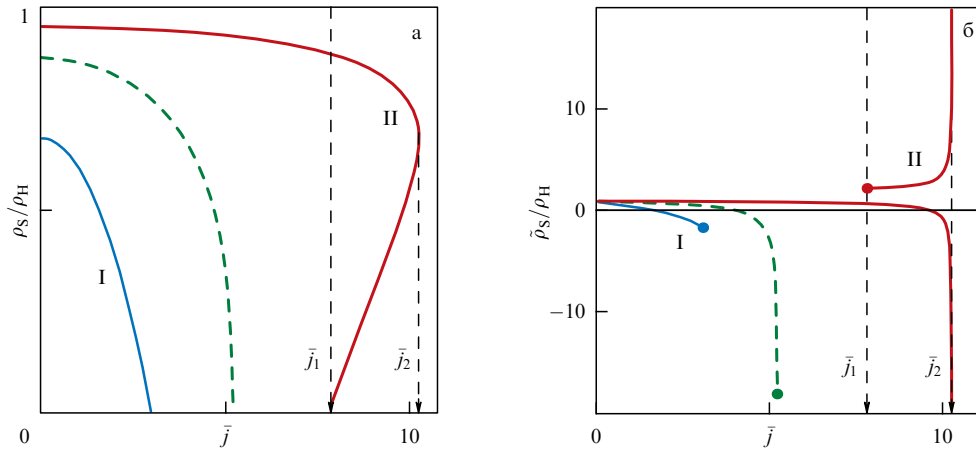
$$\rho_S = \frac{\alpha_{\text{eff}} M q^2}{\gamma e^2 n^2}. \quad (77)$$

При высоких значениях плотности электрического тока формула (74) предсказывает существование нелинейных эффектов в электросопротивлении спирали. В работе авторов [100] было показано, что в зависимости от соотношения параметров, характеризующих гелимагнетик, таких как период спирали, время спиновой релаксации и величина постоянной релаксации Гильберта, изменение вклада в электросопротивление  $\rho_S$ , описываемого уравнением (74), может происходить по двум разным сценариям.

Первый сценарий (реализуется при выполнении условия  $a(2\bar{v}_0 - 3\bar{v}_1) < 1$ ) представляет собой монотонное уменьшение спинового вклада в сопротивление гелимагнетика при росте плотности электрического тока (см. кривую I на рис. 13а).

При реализации второго сценария (когда  $a(2\bar{v}_0 - 3\bar{v}_1) > 1$ ) существует область плотностей электрического тока  $\bar{j}_1 \leq \bar{j} \leq \bar{j}_2$ , при которых возникает явление, названное нами спиновой электрической бистабильностью гелимагнетиков, когда гелимагнетик может одновременно находиться в двух состояниях с разными значениями электросопротивления при одном и том же значении плотности электрического тока (см. кривую II на рис. 13а).

Вольт-амперная характеристика гелимагнетика в условиях существования электрической бистабильности является существенно нелинейной. Для демонстрации степени этой нелинейности, помимо удельного электросопротивления  $\rho = E/j$ , было найдено [100] удельное дифференциальное электросопротивление гелимагнети-



**Рис. 13.** Поведение относительного электросопротивления  $\rho_S/\rho_H$  (а) и относительного дифференциального электросопротивления  $\tilde{\rho}_S/\rho_H$  (б) с изменением плотности тока  $\bar{j}$ . Кривые I представляют сценарий I ( $\bar{v}_S = 1$ ); кривые II отвечают сценарию II ( $\bar{v}_S = 0,05$ ); штриховые кривые зелёного цвета соответствуют границе областей существования сценариев I и II ( $\bar{v}_S = 0,15$ ).

ка  $\tilde{\rho} = \partial E / \partial j$ . Дифференциальное электросопротивление  $\tilde{\rho}$  можно представить в виде  $\tilde{\rho} = \rho_F + \tilde{\rho}_S$ , где  $\tilde{\rho}_S$  — вклад вращающейся спиновой спирали. Поведение  $\tilde{\rho}_S$  иллюстрирует рис. 13б. Спиновый вклад  $\tilde{\rho}_S$ , а вместе с ним и дифференциальное электросопротивление гелимагнетика  $\tilde{\rho}$  могут иметь сколько угодно большие отрицательные значения. Таким образом, нами продемонстрировано, что гелимагнетики могут представлять интерес для микро- и наноэлектроники как материалы, которые при определённых условиях имеют отрицательное дифференциальное электросопротивление [300–302].

### 6.5. Численные оценки влияния эффекта передачи спинового момента

#### на динамику намагниченности гелимагнетиков

В работе авторов [99] был проведён численный анализ влияния электрического тока на частоту вращения и угол конусности спирали намагниченности металлических гелимагнетиков Dy, MnSi, CrNb<sub>3</sub>S<sub>6</sub>, FeGe. Для анализа были использованы экспериментальные и расчётные данные по характеристикам этих гелимагнетиков, часть которых представлена в табл. 1. Необходимо отметить, что величина константы затухания Гильберта  $\alpha$  из всех рассматриваемых гелимагнетиков известна только для FeGe, для которого  $\alpha = 0,01$  [303]. В работе [304] было показано, что в гелимагнетике Cu<sub>2</sub>OSeO<sub>3</sub> параметр затухания Гильберта составляет порядка  $10^{-4}$ . Поэтому численный анализ был выполнен для двух значений константы затухания Гильберта:  $\alpha = 0,01$  и  $\alpha \ll 0,01$ .

Расчёты показывают, что для всех рассматриваемых гелимагнетиков величина  $\beta \sim 10^{-7} - 10^{-6}$  и, следовательно, учёт затрат на излучение гелимагнетиком электромагнитных волн не приводит к сколь-нибудь значимому изменению картины затухания вращения магнитной спирали. Кроме того, для всех исследуемых материалов выполняются соотношения  $\chi \ll 1$  и  $\chi A \ll 1$ , которые были использованы нами для получения аналитических выражений (65) и (66).

Приведённые в [99] данные позволяют оценить для рассматриваемых гелимагнетиков величины критического тока  $j_0 = \Omega |e| \hbar / q$  и соответствующие значения вектора Умова–Пойнтинга  $U_0$ . Результаты этой оценки приведены в табл. 2.

**Таблица 2.** Оценки величин  $j_0$  и  $U_0$

| Гелимагнетик                     | $j_0$ , А см <sup>-2</sup> | $U_0$ , Вт см <sup>-2</sup> |
|----------------------------------|----------------------------|-----------------------------|
| Dy                               | $3 \times 10^9$            | $4 \times 10^{-4}$          |
| MnSi                             | $5 \times 10^8$            | $4 \times 10^{-9}$          |
| CrNb <sub>3</sub> S <sub>6</sub> | $5 \times 10^7$            | $1 \times 10^{-6}$          |
| FeGe                             | $9 \times 10^8$            | $1 \times 10^{-6}$          |

Из данных для  $j_0$ , приведённых в табл. 2, ясно, что сценарий II, возникающий при  $j_1 > j_0$ , можно ожидать обнаружить лишь при токах большой плотности  $\sim 10^8 - 10^9$  А см<sup>-2</sup>. Мы рассмотрим здесь ситуацию, когда в гелимагнетике протекает электрический ток плотностью  $j \leq 10^7$  А см<sup>-2</sup>. Как видно из табл. 2, в этом случае  $j \ll j_0$ , и описание связи частоты  $\bar{\omega}$  с величиной плотности тока  $\bar{j}$  может быть выполнено с помощью формулы (72), которая может быть представлена в виде

$$\bar{\omega} = \frac{1}{1 + a(\bar{v}_S + \bar{v}_D + 1/\bar{v}_S)} \bar{j}. \quad (78)$$

Дискриминанта уравнения (78) записывается как

$$\bar{\omega}_d = \frac{1}{1 + a(2 + \bar{v}_D)} \bar{j}. \quad (79)$$

Легко видеть, что дискриминанта (79) определяет наивысшее возможное значение функции (78) для произвольного значения параметра  $\bar{v}_S$ . Другими словами, частота вращения спирали намагниченности гелимагнетика с произвольными значениями параметров  $\bar{v}_S$ ,  $\bar{v}_D$  и  $a$  не может превышать значения, определяемого формулой (79).

Результаты расчёта частоты  $\omega_d$  и угла конусности  $\theta_d = \arcsin(\omega_d/\Omega)$  при  $\alpha = 0,01$  и  $\alpha \ll \chi A$  приведены на рис. 14 и 15 соответственно.

Проведённые оценки показывают, что в металлических гелимагнетиках частота вращения спиновой спирали может достигать величины порядка 10 ГГц при плотности индуцирующего вращение тока  $j \leq 10^7$  А см<sup>-2</sup>. Частота вращения при заданном значении плотности тока существенно зависит от величины параметра  $\alpha$ .

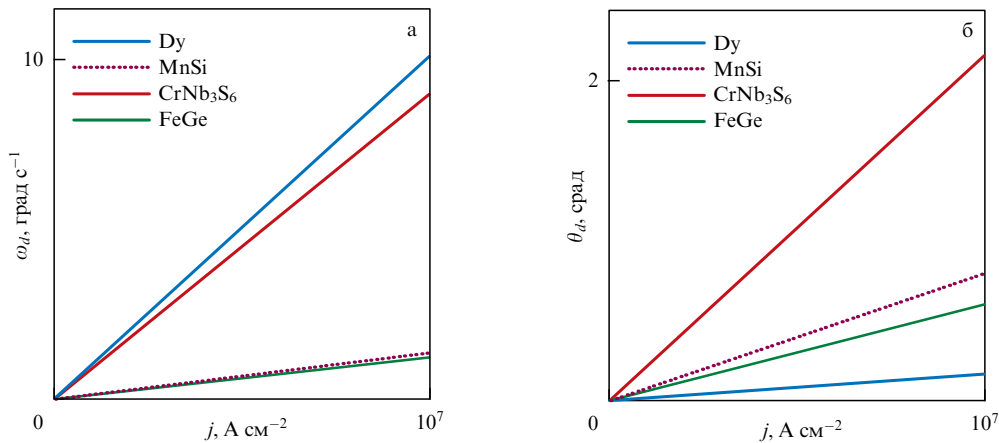


Рис. 14. Наивысшие значения частоты вращения спиновой спирали  $\omega_d$  (а) и угла конусности  $\theta_d$  (б) для металлических гелимагнетиков Dy, MnSi, CrNb<sub>3</sub>S<sub>6</sub>, FeGe:  $\alpha = 0,01$ .

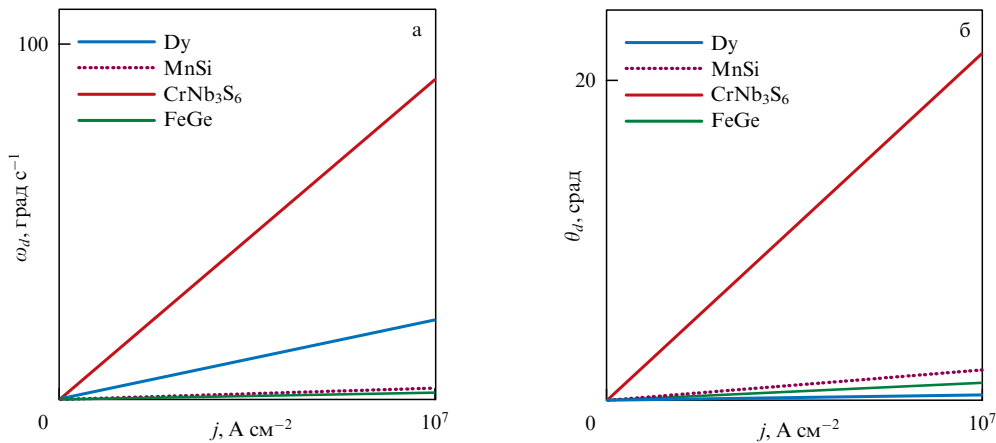


Рис. 15. Наивысшие значения частоты вращения спиновой спирали  $\omega_d$  (а) и угла конусности  $\theta_d$  (б) для металлических гелимагнетиков Dy, MnSi, CrNb<sub>3</sub>S<sub>6</sub>, FeGe:  $\alpha \ll \chi A$ .

Чем меньше параметр затухания  $\alpha$ , тем больше частота вращения. В случае предельно малых значений параметра  $\alpha$  наивысшее значение частоты вращения  $\omega_d$  прямо пропорционально волновому числу магнитной спирали  $q_0$  и обратно пропорционально концентрации электронов проводимости в гелимагнетике  $n$ . Наивысшее возможное значение угла конусности  $\theta_d$  спирали в рассматриваемых условиях для этих металлических гелимагнетиков составляет менее 12 градусов.

Выражение (69) позволяет оценить значение вектора Умова – Пойнтинга. Можно показать, что в случае, когда параметр затухания  $\alpha_{\text{eff}}$  мал по сравнению с произведением  $\chi A$ , наивысшее возможное значение вектора Умова – Пойнтинга, получаемое при токе  $j_0 = \Omega |e| n / q$ , не превышает величины  $U_0 \simeq 4\pi M^2 \Omega^3 / c^2 q^3$ . Рассчитанные по этой формуле значения  $U_0$  представлены в третьем столбце табл. 2. Для диспрозия значение  $U_0$  по порядку величины достигает величины 0,1 мВт см<sup>-2</sup>.

#### 6.6. Спиновые устройства, использующие вращение спирали намагниченности гелимагнетика

Выше мы показали, что возможность вращения спирали намагниченности гелимагнетика может быть использована для создания двух новых спиновых устройств, которые мы назовём "хиральная спин-токовая турбина"

и "спин-токовый винт Архимеда". Хиральная спин-токовая турбина представляет собой устройство, в котором реализуется эффект преобразования линейного движения электронов проводимости в гелимагнетике во вращательное движение его магнитной спирали. Спин-токовый винт Архимеда — это устройство, в котором реализуется обратный эффект: вращение магнитной спирали гелимагнетика, созданное внешним электромагнитным полем, преобразуется в постоянный электрический ток.

Хиральная спин-токовая турбина может служить спиновым генератором, преобразующим постоянный электрический ток в высокочастотное электромагнитное поле. Это поле создаётся из-за изменения во времени намагниченности гелимагнетика под действием протекающего тока. Мощность такого спинового генератора можно оценить исходя из расчётов величины вектора Умова – Пойнтинга, результаты которых приведены в табл. 2. Наглядная схема, иллюстрирующая принцип работы хиральной спин-токовой турбины как генератора электромагнитного поля, представлена на рис. 16а. Поскольку возможность вращения спирали намагниченности гелимагнетика током была экспериментально установлена в работах [190, 233], то можно ожидать и практической реализации этого спинового устройства.

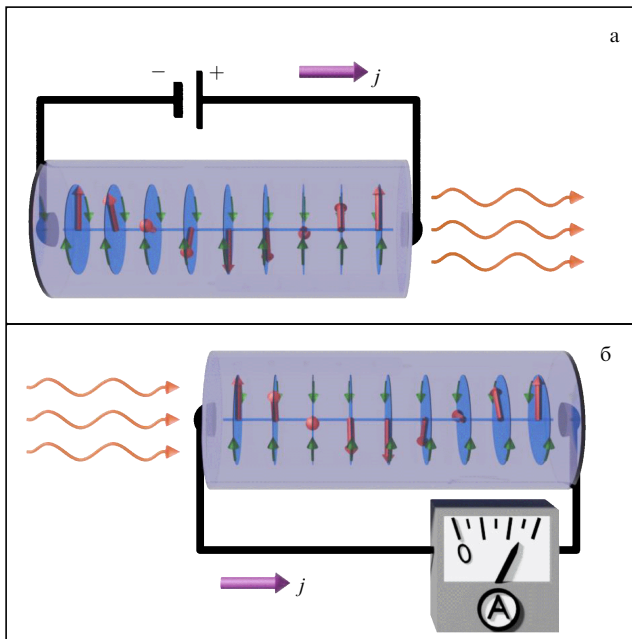


Рис. 16. Наглядная схема работы спиновых устройств на основе гелимагнетиков: (а) хиральная спин-токовая турбина; (б) спин-токовый винт Архимеда.

Помимо использования хиральной спин-токовой турбины для создания передающих антенн с частотами излучения в субтерагерцовом диапазоне, потенциальной областью применения данного спинового устройства может стать микроволновая магнитная запись (англ. "Microwave-Assisted Magnetic Recording" (MAMR)) [305–312]. MAMR — технология записи данных на жёсткие магнитные диски, в которой переключение осуществляется посредством возбуждения прецессионного движения намагниченности радиочастотным полем. Применение микроволнового излучения на определённой частоте помогает снизить коэрцитивную силу материала, из которого изготовлен жёсткий магнитный диск. Это, в свою очередь, способствует уменьшению количества энергии, необходимой для записи данных, и позволяет записывать больше информации на меньшей площади жёсткого магнитного диска.

Спин-токовый винт Архимеда может использоваться в качестве спинового диода, преобразующего высокочастотное электромагнитное поле в постоянный электрический ток. Теоретическое обоснование возможности использования вращения магнитной спирали, вызванного переменным магнитным полем, для управления электронным транспортом в гелимагнетике было дано в работе [236]. Наглядная схема работы спин-токового винта Архимеда представлена на рис. 16б. Отметим, что наличие генерации спин-токовым винтом Архимеда постоянного электрического тока, величина которого пропорциональна частоте падающего на гелимагнетик электромагнитного излучения, может быть использовано для обнаружения микроволнового излучения и определения его характеристик. Это делает спин-токовый винт Архимеда возможным конкурентом спин-трансферных микроволновых детекторов (англ. "Spin-Torque Microwave Detectors" (STMD)) [313–318], которые представляют собой спиновые устройства на основе магнитного туннельного перехода. Для детектирования электромагнит-

ного поля с помощью STMD через магнитный туннельный переход пропускается высокочастотный электрический ток, а характеристики микроволнового электромагнитного поля определяются измерением выходного постоянного напряжения.

Перспективы практического использования хиральной спин-токовой турбины как спинового высокочастотного генератора ограничены относительно малыми значениями мощности сигнала, генерируемого при вращении спиновой спирали гелимагнетика. Типичные значения этой характеристики можно оценить из данных, приведённых в табл. 2. Повышения мощности можно добиться на пути создания многослойных магнитных наноструктур, в которых слой гелимагнетика связан обменным взаимодействием с одним из слоёв наноструктуры типа спинового клапана, являющегося комбинацией двух ферромагнитных слоёв, разделённых немагнитной прослойкой, и слоя антиферромагнетика. Наноструктуры такого типа, получившие название "хиральный спиновый клапан", были успешно синтезированы и изучены в Институте физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, результаты этих исследований читатель может найти в работах [123–130]. В них было экспериментально установлено, что в хиральном спиновом клапане поворот спирали намагниченности гелимагнитного слоя приводит к повороту намагниченности обменно-связанного с ним ферромагнитного слоя.

Электросопротивление хирального спинового клапана при протекании постоянного электрического тока вдоль нормали к поверхности этой наноструктуры, существенно зависящее от взаимной ориентации ферромагнитных слоёв, будет менять свою величину со временем, если магнитная спираль гелимагнитного слоя, вращающаяся под действием протекающего тока, будет вращать намагниченность соседствующего с гелимагнетиком и обменно-связанного с ним ферромагнитного слоя. Зависимость электросопротивления от времени приведёт к тому, что протекание постоянного электрического тока будет сопровождаться генерацией переменного напряжения на внешних контактах образца. Такому спиновому устройству может быть дано название "хиральный спин-токовый наноосциллятор" (англ. "Chiral Spin-Current Nano-Oscillators" (Ch-SCNO)). Впервые схема спинового устройства, использующего вращение спирали намагниченности гелимагнетика для создания из постоянного электрического тока высокочастотного об-суждалась в работе [228].

На рисунке 17 представлена наглядная схема действия хирального спин-токового наноосциллятора.

Важным преимуществом Ch-SCNOs является то, что они могут работать без приложения внешнего магнитного поля, легко перестраиваться по частоте простым изменением тока и иметь достаточно высокую мощность генерации переменного напряжения.

С учётом этих обстоятельств можно ожидать, что Ch-STNOs в будущем могут быть использованы вместо "традиционных" STNOs при создании устройств для беспроводной связи [319–325], сверхбыстрого спектрального анализа [326–329], преобразования переменного напряжения в постоянное [313, 330–336], генерации истинных случайных чисел [337, 338] и нейроморфных вычислений [339–341].

Следует отметить, что в обзоре обсуждается взаимное влияние геликоидального магнетизма и транспорта в

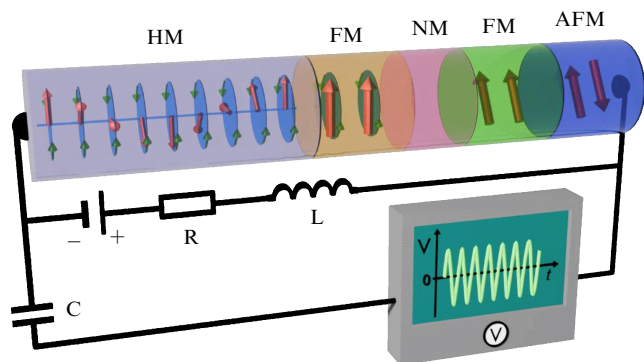


Рис. 17. Наглядная схема работы спинового устройства под названием "хиральный спин-токовый наноосциллятор". Сокращения HM, FM, AFM и NM обозначают слои гелимагнетика, ферромагнетика, антиферромагнетика и немагнитного материала соответственно. Стрелки красного цвета схематически изображают распределение магнитных моментов атомных слоёв в соответствующем магнетике.

неограниченных ("бесконечных") проводящих хиральных гелимагнетиках. Однако для корректного описания работы спиновых устройств, в которых в качестве функциональных элементов используются слои гелимагнетиков, необходимо учитывать их конечную толщину. Решение этой задачи представляет собой важный следующий шаг в построении теоретической основы хиральной наноспинтроники.

## 7. Заключение

В статье представлен обзор основных этапов зарождения и стремительного развития хиральной наноспинтроники — новой многообещающей области квантовой электроники.

Показано, что использование аппарата квантового кинетического уравнения, являющегося квантовым обобщением хорошо известного и повсеместно применяемого уравнения Больцмана на случай наличия у носителей заряда спинового момента, является эффективным методом описания спинового и зарядового транспорта в случае необходимости учёта наличия неоднородностей внешнего магнитного поля и/или внутренних полей обменного происхождения.

Применение данного метода позволило продемонстрировать, что взаимодействие спинов электронов проводимости с пространственно-неоднородным полем обменного происхождения в проводящих гелимагнетиках даёт естественное объяснение двум спин-транспортным эффектам: электрическому магнитохиральному эффекту и кинетическому магнитоэлектрическому эффекту. Предсказано явление резонансного усиления этих спиновых эффектов, которому дано название "магнитохиральный кинетический резонанс". Показано, что при определённом соотношении параметров гелимагнетика в условиях магнитохирального кинетического резонанса может возникать гигантский электрический магнитохиральный эффект.

Разработана оригинальная методика, позволяющая определять магнитную хиральность проводящих гелимагнетиков с помощью гальваномагнитных экспериментов. Для этой цели может быть использована зависимость электросопротивления гелимагнетиков от их маг-

нитной хиральности, а также от относительной ориентации электрического тока и внешнего магнитного поля вдоль оси магнитной спирали, или зависимость намагниченности гелимагнетиков вдоль оси спирали от их магнитной хиральности и от направления пропускания тока через образец. Разработанная методика может быть использована для описания работы спиновых устройств, в которых проводящие гелимагнетики будут выступать в качестве функциональных компонентов.

Построена теория эффекта передачи спинового момента в проводящих хиральных гелимагнетиках. Показано, что передача спинового момента в хиральных гелимагнетиках приводит к вращению спирали намагниченности гелимагнетика вокруг её оси под действием протекающего электрического тока. Это явление можно рассматривать как спиновый аналог вращения лопастей ветряной мельницы под действием потока ветра. Также было показано, что вращение спирали намагниченности, индуцированное внешним электромагнитным полем, приводит к генерации электрического тока. Явление преобразования вращения спирали гелимагнетика в электрический ток является спиновым аналогом работы винта Архимеда — механического насоса, в котором вращение спиральной поверхности вызывает перемещение жидкости. Описано влияние эффекта передачи спинового момента на электросопротивление проводящих хиральных гелимагнетиков. Установлено, что при возникновении вращения спиновой спирали под действием протекающего электрического тока электросопротивление гелимагнетика будет всегда меньше сопротивления гелимагнетика, в котором спиновая спираль неподвижна. Обсуждено использование вращения спирали намагниченности гелимагнетиков электрическим током для создания новых спиновых устройств: спиновых генераторов, преобразующих постоянный электрический ток в высокочастотное электромагнитное поле или высокочастотный электрический ток, и спиновых диодов, преобразующих высокочастотное электромагнитное поле в постоянный электрический ток.

**Финансирование.** Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации для Института физики металлов УрО РАН.

## Список литературы

1. Ведыев А В *УФН* **172** 1458 (2002); Vedyayev A V *Phys. Usp.* **45** 1296 (2002)
2. Грюнберг П А *УФН* **178** 1349 (2008); Grünberg P A *Phys. Usp.* **51** 1349 (2008)
3. Ферт А *УФН* **178** 1336 (2008); Fert A *Rev. Mod. Phys.* **80** 1517 (2008)
4. Кусраев Ю Г *УФН* **180** 759 (2010); Kusrayev Yu G *Phys. Usp.* **53** 725 (2010)
5. Maekawa S et al. *J. Appl. Phys.* **133** 020902 (2023)
6. Борисенко В Е, Данилюк А Л, Мигас Д Б *Спинтроника* (М.: Лаборатория знаний, 2017) Учебное пособие
7. Wolf S A et al. *Science* **294** 1488 (2001)
8. Гуляев Ю В и др. *УФН* **179** 359 (2009); Gulyayev Yu V et al. *Phys. Usp.* **52** 335 (2009)
9. Волков Н В *УФН* **182** 263 (2012); Volkov N V *Phys. Usp.* **55** 250 (2012)
10. Баранов П Г и др. *УФН* **189** 849 (2019); Baranov P G et al. *Phys. Usp.* **62** 795 (2019)
11. Maekawa S et al. (Eds) *Spin Current* (Oxford: Oxford Univ. Press, 2017) DOI: 10.1093/oso/9780198787075.001.0001

12. Dyakonov M I (Ed.) *Spin Physics in Semiconductors* (Springer Ser. in Solid-State Sciences, Vol. 157) (Cham: Springer, 2017) DOI: 10.1007/978-3-319-65436-2
13. Устинов В В, Мушников Н В, Ирхин В Ю (Ред.) *Физика магнитных материалов и наноструктур* (Екатеринбург: Ин-т физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, 2020)
14. Feher G, Kip A F *Phys. Rev.* **98** 337 (1955)
15. Dyson F J *Phys. Rev.* **98** 349 (1955)
16. Lampe M, Platzman P M *Phys. Rev.* **150** 340 (1966)
17. Walker M B *Can. J. Phys.* **48** 111 (1970)
18. Хабибуллин Б М, Харахашьян Э Г *УФН* **111** 483 (1973); Khabibullin B M, Kharakhash'yan É G *Sov. Phys. Usp.* **16** 806 (1974)
19. Устинов В В *Физ. мет. и металловед.* **45** 473 (1978)
20. Ustinov V V, in *Soviet Scientific Reviews Sect. A Physics Reviews* Vol. 7 (Ed. I M Khalatnikov) (New York: Harwood Acad. Publ., 1986) p. 227
21. Устинов В В, Ясюлевич И А *ЖЭТФ* **166** 63 (2024); Ustinov V V, Yasyulevich I A *J. Exp. Theor. Phys.* **166** 58 (2024)
22. Дьяконов М И, Перель В И *Письма в ЖЭТФ* **13** 657 (1971); Dyakonov M I, Perel V I *JETP Lett.* **13** 467 (1971)
23. Dyakonov M I, Perel V I *Phys. Lett. A* **35** 459 (1971)
24. Chazalviel J-N *Phys. Rev. B* **11** 3918 (1975)
25. Hirsch J E *Phys. Rev. Lett.* **83** 1834 (1999)
26. Zhang S *Phys. Rev. Lett.* **85** 393 (2000)
27. Kato Y K et al. *Science* **306** 1910 (2004)
28. Wunderlich J et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 047204 (2005)
29. Hoffmann A *IEEE Trans. Magn.* **49** 5172 (2013)
30. Niimi Y, Otani Y *Rep. Prog. Phys.* **78** 124501 (2015)
31. Sinova J et al. *Rev. Mod. Phys.* **87** 1213 (2015)
32. Pines D, Slichter C P *Phys. Rev.* **100** 1014 (1955)
33. Griswold T W, Kip A F, Kittel C *Phys. Rev.* **88** 951 (1952)
34. Бакун А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **40** 464 (1984); Bakun A A et al. *JETP Lett.* **40** 1293 (1984)
35. Grünberg P et al. *Phys. Rev. Lett.* **57** 2442 (1986)
36. Binasch G et al. *Phys. Rev. B* **39** 4828 (1989)
37. Baibich M N et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472 (1988)
38. Агринская Н В, Козуб В И, Шумилин А В *Письма в ЖЭТФ* **110** 482 (2019); Agrinskaya N V, Kozub V I, Shumilin A V *JETP Lett.* **110** 495 (2019)
39. Okuno T et al. *Nat. Electron.* **2** 389 (2019)
40. Dieny B et al. *J. Appl. Phys.* **69** 4774 (1991)
41. Kang W et al. *ACM J. Emerg. Technol. Comput. Syst.* **12** 16 (2015)
42. Slonczewski J C *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1 (1996)
43. Berger L *Phys. Rev. B* **54** 9353 (1996)
44. Berger L *J. Appl. Phys.* **81** 4880 (1997)
45. Berger L *IEEE Trans. Magn.* **34** 3837 (1998)
46. Звездин А К, Звездин К А, Хвальковский А В *УФН* **178** 436 (2008); Zvezdin A K, Zvezdin K A, Khval'kovskii A V *Phys. Usp.* **51** 412 (2008)
47. Stiles M D, Zangwill A *J. Appl. Phys.* **91** 6812 (2002)
48. Stiles M D, Zangwill A *Phys. Rev. B* **66** 014407 (2002)
49. Tsoi M et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 4281 (1998)
50. Katine J A et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 3149 (2000)
51. Kiselev S I et al. *Nature* **425** 380 (2003)
52. Rippard W H et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 027201 (2004)
53. Mangin S et al. *Nature Mater.* **5** 210 (2006)
54. Moodera J S et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 3273 (1995)
55. Parkin S S P et al. *Nature Mater.* **3** 862 (2004)
56. Lu Y et al. *Phys. Rev. B* **54** R8357 (1996)
57. Zhang X et al. *Phys. Rev. B* **56** 5484 (1997)
58. Bratkovsky A M *Письма в ЖЭТФ* **65** 430 (1997); *JETP Lett.* **65** 452 (1997)
59. Попков А Ф и др. *Инженерная физика* (9) 19 (2012)
60. Kaka S et al. *Nature* **437** 389 (2005)
61. Silva T J, Rippard W H *J. Magn. Magn. Mater.* **320** 1260 (2008)
62. Slavin A, Tiberkevich V *IEEE Trans. Magn.* **45** 1875 (2009)
63. Звездин К А и др. *Инженерная физика* (10) 27 (2012)
64. Zeng Z et al. *ACS Nano* **6** 6115 (2012)
65. Zeng Z, Finocchio G, Jiang H *Nanoscale* **5** 2219 (2013)
66. Zheng X, Zhou Y *Solid State Phenom.* **232** 147 (2015)
67. Chen T et al. *Proc. IEEE* **104** 1919 (2016)
68. Jiang S et al. *Appl. Phys. Review* **11** 041309 (2024)
69. Balthazar J M, Tusset Â M (Eds) *New Insights on Oscillators and Their Applications to Engineering and Science* (London: IntechOpen, 2024)
70. Мишагин К Г, Шалфеев В Д *Письма в ЖТФ* **36** (22) 51 (2010); Mishagin K G, Shalfeev V D *Tech. Phys. Lett.* **36** 1049 (2010)
71. Lebrun R et al. *Nat. Commun.* **8** 15825 (2017)
72. Алешин К Н, Матросов В В, Мишагин К Г *Письма в ЖТФ* **43** (6) 8 (2017); Aleshin K N, Matrosov V V, Mishagin K G *Tech. Phys. Lett.* **43** 281 (2017)
73. Tsunegi S et al. *Sci. Rep.* **8** 13475 (2018)
74. Núñez A S et al. *Phys. Rev. B* **73** 214426 (2006)
75. MacDonald A H, Tsoi M *Philos. Trans. R. Soc. A* **369** 3098 (2011)
76. Гомонай Е В, Локтев В М *Физ. низких температур* **40** 22 (2014); Gomonay E V, Loktev V M *Low Temp. Phys.* **40** 17 (2014)
77. Jungwirth T et al. *Nature Nanotechnol.* **11** 231 (2016)
78. Baltz V et al. *Rev. Mod. Phys.* **90** 015005 (2018)
79. Chen H et al. *Adv. Mater.* **36** 2310379 (2024)
80. Khalili Amiri P, Phatak C, Finocchio G *Annu. Rev. Mater. Res.* **54** 117 (2024)
81. Kim K-J et al. *Nature Mater.* **16** 1187 (2017)
82. Barker J, Atxitia U *J. Phys. Soc. Jpn.* **90** 081001 (2021)
83. Kim S K et al. *Nature Mater.* **21** 24 (2022)
84. Núñez A S, Duine R A, MacDonald A H, cond-mat/0510797
85. Rikken G L, Fölling J, Wyder P *Phys. Rev. Lett.* **87** 236602 (2001)
86. Paul A *Sci. Rep.* **6** 19315 (2016)
87. Yang S-H, in *Bulletin of the American Physical Society, March Meeting, March 4–8, 2019* (Boston, MA: APS, 2019) p. 1634
88. Yang S-H et al. *Nature Rev. Phys.* **3** 328 (2021)
89. Naaman R, Waldeck D H *Annu. Rev. Phys. Chem.* **66** 263 (2015)
90. Yang S-H *Appl. Phys. Lett.* **116** 120502 (2020)
91. Parkin S S P, Hayashi M, Thomas L *Science* **320** 190 (2008)
92. Ustinov V V, Yasyulevich I A, in *Intern. Conf. Functional Materials, ICFM-2021, Alushta, October 4–8, 2021. Book of Abstracts* (Simferopol: V.I. Vernadsky Crimean Federal Univ., 2021) p. 5
93. Vélez S, in *Proc. of the Materials for Sustainable Development Conf., MATSUS23 and Sustainable Technology Forum, STECH23, Valencia, Spain, March 6–10, 2023*
94. Parkin S S P, in *Samarkand Intern. Symp. on Magnetism, July 2–6, 2023, Samarkand, Uzbekistan. Book of Abstracts*, p. 7
95. Ustinov V V, Yasyulevich I A, in *Samarkand Intern. Symp. on Magnetism, July 2–6, 2023, Samarkand, Uzbekistan. Book of Abstracts*, p. 237
96. Bläsing R et al. *Proc. IEEE* **108** 1303 (2020)
97. Устинов В В, Ясюлевич И А *Физ. мет. и металловед.* **121** 257 (2020); Ustinov V V, Yasyulevich I A *Phys. Met. Metallogr.* **121** 223 (2020)
98. Ustinov V V, Yasyulevich I A *Phys. Rev. B* **102** 134431 (2020)
99. Ustinov V V, Yasyulevich I A *Phys. Rev. B* **106** 064417 (2022)
100. Устинов В В, Ясюлевич И А *ЖЭТФ* **164** 491 (2023); Ustinov V V, Yasyulevich I A *J. Exp. Theor. Phys.* **137** 422 (2023)
101. Изюмов Ю А *УФН* **144** 439 (1984); Izyumov Yu A *Sov. Phys. Usp.* **27** 845 (1984)
102. Kimura T *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **3** 93 (2012)
103. Kishine J, Ovchinnikov A S *Solid State Phys.* **66** 1 (2015)
104. Togawa Y et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **85** 112001 (2016)
105. Алтынбаев Е В, Чубова Н М, Григорьев С В *Кристаллография* **67** 130 (2022); Altynbaev E V, Chubova N M, Grigoriev S V *Crystallogr. Rep.* **67** 118 (2022)
106. Salamon M B et al. *Phys. Rev. Lett.* **56** 259 (1986)
107. Rhyne J J et al. *J. Appl. Phys.* **61** 4043 (1987)
108. Erwin R W et al. *Phys. Rev. B* **35** 6808 (1987)
109. Majkrzak C F et al. *Adv. Phys.* **40** 99 (1991)
110. Jehan D A et al. *Phys. Rev. B* **48** 5594 (1993)
111. de la Fuente C et al. *J. Phys. Condens. Matter* **11** 6529 (1999)
112. Borchers J A et al. *Phys. Rev. B* **43** 3123 (1991)
113. Kosugi T et al. *Physica B* **334** 365 (2003)
114. Grigoriev S V et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 197203 (2008)
115. Tarnavich V V et al. *Phys. Rev. B* **89** 054406 (2014)
116. Григорьев С В и др. *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.* (10) 5 (2015); Grigoriev S V et al. *J. Surf. Investig.* **9** 974 (2015)
117. Антропов Н О и др. *Письма в ЖЭТФ* **108** 361 (2018); Antropov N O et al. *JETP Lett.* **108** 341 (2018)
118. Ukleev V et al. *Phys. Rev. B* **100** 134417 (2019)

119. Huang J et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **585** 171108 (2023)
120. Антропов Н О, Кравцов Е А *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.* (8) **11** (2023); Antropov N O, Kravtsov E A *J. Surf. Investig.* **17** 855 (2023)
121. Xiao X et al. *Phys. Rev. B* **109** 224403 (2024)
122. Xiao X et al. *Phys. Rev. B* **109** 174422 (2024)
123. Naumova L I et al. *Curr. Appl. Phys.* **19** 1252 (2019)
124. Наумова Л И и др. *Физ. мет. и металловед.* **120** 464 (2019); Naumova L I et al. *Phys. Met. Metallogr.* **120** 429 (2019)
125. Zavornitsyn R S et al. *Curr. Appl. Phys.* **20** 1328 (2020)
126. Заворницын Р С и др. *Физ. мет. и металловед.* **121** 688 (2020); Zavornitsyn R S et al. *Phys. Met. Metallogr.* **121** 624 (2020)
127. Naumova L I et al. *IEEE Trans. Nanotechnol.* **20** 866 (2021)
128. Устинов В В и др. *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.* (12) **26** (2021); Ustinov V V et al. *J. Surf. Investig.* **15** 1278 (2021)
129. Наумова Л И и др. *Физ. мет. и металловед.* **122** 581 (2021); Naumova L I et al. *Phys. Met. Metallogr.* **122** 540 (2021)
130. Наумова Л И и др. *Физ. мет. и металловед.* **123** 1011 (2022); Naumova L I et al. *Phys. Met. Metallogr.* **123** 945 (2022)
131. Вонсовский С В *Магнетизм* (М.: Наука, 1971); Пер. на англ. яз.: Vonsovskii S V *Magnetism* (New York: John Wiley and Sons, 1974)
132. Taylor K N R, Darby M I *Physics of Rare Earth Solids* (London: Chapman and Hall, 1972); Пер. на русск. яз.: Тейлор К, Дарби М *Физика редкоземельных соединений* (М.: Мир, 1974)
133. Нагаев Э Л *Физика магнитных полупроводников* (М.: Наука, 1979); Пер. на англ. яз.: Nagaev E L *Physics of Magnetic Semiconductors* (Moscow: Mir Publ., 1983)
134. Никитин С А *Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов* (М.: Изд-во МГУ, 1989)
135. Jensen J, Mackintosh A R *Rare Earth Magnetism: Structures and Excitations* (Oxford: Clarendon Press, 1991) DOI: 10.1093/oso/9780198520276.001.0001
136. Yoshimori A *J. Phys. Soc. Jpn.* **14** 807 (1959)
137. Барьяхтар В Г, Стефановский Е П *Физ. тверд. тела* **11** 1946 (1969); Bar'yakhhtar V G, Stefanovskii E P *Sov. Phys. Solid State* **11** 1566 (1970)
138. Bak P, Jensen M H *J. Phys. C* **13** L881 (1980)
139. Дзялошинский И Е *ЖЭТФ* **32** 1547 (1957); Dzialoshinskii I E *Sov. Phys. JETP* **5** 1259 (1957)
140. Дзялошинский И Е *ЖЭТФ* **46** 1420 (1964); Dzyaloshinskii I E *Sov. Phys. JETP* **19** 960 (1964)
141. Дзялошинский И Е *ЖЭТФ* **47** 336 (1964); Dzyaloshinskii I E *Sov. Phys. JETP* **20** 223 (1965)
142. Дзялошинский И Е *ЖЭТФ* **47** 992 (1964); Dzyaloshinskii I E *Sov. Phys. JETP* **20** 665 (1965)
143. Moriya T *Phys. Rev.* **120** 91 (1960)
144. Изюмов Ю А *УФН* **131** 387 (1980); Izyumov Yu A *Sov. Phys. Usp.* **23** 356 (1980)
145. Изюмов Ю А *УФН* **155** 553 (1988); Izyumov Yu A *Sov. Phys. Usp.* **31** 689 (1988)
146. Lebech B, Bernhard J, Freltoft T J. *Phys. Condens. Matter* **1** 6105 (1989)
147. Mühlbauer S et al. *Science* **323** 915 (2009)
148. Münzer W et al. *Phys. Rev. B* **81** 041203 (2010)
149. Dyadkin V A et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **211** 012012 (2010)
150. Moskvina E et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 077207 (2013)
151. Девятериков Д И и др. *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.* (6) **3** (2021); Devyaterikov D I et al. *J. Surf. Investig.* **15** 542 (2021)
152. Bykov A A et al. *J. Solid State Chem.* **322** 123951 (2023)
153. Kitaori A et al. *Phys. Rev. B* **107** 024406 (2023)
154. Yu X Z et al. *Nature* **465** 901 (2010)
155. Seki S et al. *Science* **336** 198 (2012)
156. Togawa Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 107202 (2012)
157. Tonomura A et al. *Nano Lett.* **12** 1673 (2012)
158. Togawa Y et al. *Phys. Rev. B* **92** 220412 (2015)
159. Togawa Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **122** 017204 (2019)
160. Back C et al. *J. Phys. D* **53** 363001 (2020)
161. Togawa Y, Ovchinnikov A S, Kishine J *J. Phys. Soc. Jpn.* **92** 081006 (2023)
162. Grigoriev S V et al. *Phys. Rev. B* **74** 214414 (2006)
163. Maleyev S V *Phys. Rev. Lett.* **75** 4682 (1995)
164. Plakhty V P et al. *Physica B* **267–268** 259 (1999)
165. Plakhty V P et al. *Physica B* **297** 60 (2001)
166. Малеев С В *УФН* **172** 617 (2002); Maleev S V *Phys. Usp.* **45** 569 (2002)
167. Maleyev S V *Phys. Rev. B* **73** 174402 (2006)
168. Plakhty V P et al. *Physica B* **385–386** 288 (2006)
169. Grigoriev S V et al. *Phys. Rev. B* **76** 224424 (2007)
170. Grigoriev S V et al. *Phys. Rev. B* **79** 144417 (2009)
171. Pappas C et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 197202 (2009)
172. Grigoriev S V et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 037204 (2009)
173. Grigoriev S V et al. *Phys. Rev. B* **81** 012408 (2010)
174. Григорьев С В и др. *Физ. тверд. тела* **52** 852 (2010); Grigoriev S V et al. *Phys. Solid State* **52** 907 (2010)
175. Grigoriev S V et al. *Phys. Rev. B* **83** 224411 (2011)
176. Dyadkin V A et al. *Phys. Rev. B* **84** 014435 (2011)
177. Grigoriev S V et al. *Phys. Rev. B* **90** 174414 (2014)
178. Siegfried S-A et al. *Phys. Rev. B* **91** 184406 (2015)
179. Qureshi N et al. *Phys. Rev. B* **102** 054417 (2020)
180. Dally R L et al. *Phys. Rev. B* **103** 094413 (2021)
181. Grigoriev S V et al. *Ann. Physics* **447** 169132 (2022)
182. Fabrizio F et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 237205 (2009)
183. Sagayama H et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **79** 043711 (2010)
184. Mulders A M et al. *Phys. Rev. B* **81** 092405 (2010)
185. Ohsumi H, Arima T *Adv. Phys.* **X** 1 128 (2016)
186. Matsumura T et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **86** 124702 (2017)
187. Овчинникова Е Н и др. *Кристаллография* **67** 885 (2022); Ovchinnikova E N et al. *Crystallogr. Rep.* **67** 820 (2022)
188. Ukleev V et al. *Sci. Technol. Adv. Mater.* **23** 682 (2022)
189. Koehler W C *J. Appl. Phys.* **36** 1078 (1965)
190. Masell J et al. *Phys. Rev. B* **102** 180402 (2020)
191. Bechler N T, Masell J *Neuromorphic Comput. Eng.* **3** 034003 (2023)
192. Jiang N et al. *Nature Commun.* **11** 1601 (2020)
193. Jiang N et al. *Phys. Rev. Lett.* **126** 177205 (2021)
194. Ohe J, Onose Y *Appl. Phys. Lett.* **118** 042407 (2021)
195. Masuda H et al. *Nature Commun.* **15** 1999 (2024)
196. Борисов А Б, Киселев В В *Квазидвумерные магнитные солитоны* (М.: Физматлит, 2014)
197. Борисов А Б, Киселев В В *Двумерные и трехмерные топологические дефекты, солитоны и текстуры в магнетиках* (М.: Физматлит, 2022)
198. Борисов А Б *УФН* **190** 291 (2020); Borisov A B *Phys. Usp.* **63** 269 (2020)
199. Elliott R J, Wedgwood F A *Proc. Phys. Soc.* **81** 846 (1963)
200. Boys D W, Legvold S *Phys. Rev.* **174** 377 (1968)
201. Белов К П, Левитин Р З, Никитин С А *УФН* **82** 449 (1964); Belov K P, Levitin R Z, Nikitin S A *Sov. Phys. Usp.* **7** 179 (1964)
202. Elliott R J (Ed.) *Magnetic Properties of Rare Earth Metals* (New York: Springer, 1972) DOI: 10.1007/978-1-4757-5691-3
203. Calvo M *Phys. Rev. B* **18** 5073 (1978)
204. Calvo M *Phys. Rev. B* **19** 5507 (1979)
205. Calvo M *Phys. Rev. A* **21** 1469 (1980)
206. Taniguchi T, Imamura H *Phys. Rev. B* **81** 012405 (2010)
207. Togawa Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 197204 (2013)
208. Watanabe H, Hoshi K, Ohe J *Phys. Rev. B* **94** 125143 (2016)
209. Okumura S et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **2164** 012068 (2022) DOI: 10.1088/1742-6596/2164/1/012068
210. Zadorozhnyi A, Dahnovsky Yu *J. Phys. Condens. Matter* **35** 015701 (2023)
211. Zadorozhnyi A, Dahnovsky Yu *Phys. Rev. B* **107** 035202 (2023)
212. Fraerman A A, Udalov O G *Phys. Rev. B* **77** 094401 (2008)
213. Yokouchi T et al. *Nature Commun.* **8** 866 (2017)
214. Aoki R, Kousaka Y, Togawa Y *Phys. Rev. Lett.* **122** 057206 (2019)
215. Левитов Л С, Назаров Ю В, Элиашберг Г М *ЖЭТФ* **88** 229 (1985); Levitov L S, Nazarov Yu V, Eliashberg G M *Sov. Phys. JETP* **61** 133 (1985)
216. Горьков Л П, Сокол А В *ЖЭТФ* **93** 2219 (1987); Gor'kov L P, Sokol A V *Sov. Phys. JETP* **66** 1267 (1987)
217. Горьков Л П, Сокол А В *Письма в ЖЭТФ* **45** 239 (1987); Gor'kov L P, Sokol A V *JETP Lett.* **45** 299 (1987)
218. Бебенин Н Г *Физ. мет. и металловед.* **119** 1241 (2018); Bebenin N G *Phys. Met. Metallogr.* **119** 1180 (2018)
219. Nabei Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **117** 052408 (2020)
220. Yamaguchi A et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 077205 (2004)

221. Ono T, Nakatani Y *Appl. Phys. Express* **1** 061301 (2008)
222. Звездин К А, Екомасов Е Г *Физ. мет. и металловед.* **123** 219 (2022); Zvezdin K A, Ekomasov E G *Phys. Met. Metallogr.* **123** 201 (2022)
223. Jonietz F et al. *Science* **330** 1648 (2010)
224. Garcia-Sanchez F et al. *New J. Phys.* **18** 075011 (2016)
225. Feng Y et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **491** 165610 (2019)
226. Das D, Muralidharan B, Tulapurkar A J. *Magn. Magn. Mater.* **491** 165608 (2019)
227. Liang X et al. *Appl. Phys. Lett.* **116** 122402 (2020)
228. Wessely O, Skubic B, Nordström L. *Phys. Rev. Lett.* **96** 256601 (2006)
229. Goto K, Katsura H, Nagaosa N, arXiv:0807.2901
230. Kudtarkar S K *Phys. Lett. A* **374** 366 (2009)
231. Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N *Nature Commun.* **4** 1463 (2013)
232. Hals K M D, Brataas A *Phys. Rev. B* **87** 174409 (2013)
233. Takeuchi Y et al. *Nature Mater.* **20** 1364 (2021)
234. Фраерман А А *Письма в ЖЭТФ* **118** 533 (2023); Fraerman A A *JETP Lett.* **118** 520 (2023)
235. Fraerman A A, Muhamatchin K R, Tokman I D *Phys. Rev. B* **84** 012402 (2011)
236. del Ser N, Heinen L, Rosch A *SciPost Phys.* **11** 009 (2021)
237. Kurebayashi D et al. *Phys. Rev. B* **106** 205110 (2022)
238. Freimuth F, Blügel S, Mokrousov Y J. *Phys. Condens. Matter* **26** 104202 (2014)
239. Schweflinghaus B et al. *Phys. Rev. B* **94** 024403 (2016)
240. Jia H, Zimmermann B, Blügel S *Phys. Rev. B* **98** 144427 (2018)
241. Grytsiuk S et al. *Phys. Rev. B* **100** 214406 (2019)
242. Bornemann M et al. *J. Phys. Condens. Matter* **31** 485801 (2019)
243. Соболева Т К, Стефановский Е П, Тарасенко В В *Физ. тверд. тела* **22** 2353 (1980); Soboleva T K, Stefanovskii E P, Tarasenko V V *Sov. Phys. Solid State* **22** 1370 (1980)
244. Изюмов Ю А *Дифракция нейтронов на длиннопериодических структурах* (М.: Энергоатомиздат, 1987)
245. Kataoka M J. *Phys. Soc. Jpn.* **56** 3635 (1987)
246. Bostrem I G, Kishine J, Ovchinnikov A S *Phys. Rev. B* **78** 064425 (2008)
247. Kishine J, Ovchinnikov A S *Phys. Rev. B* **79** 220405 (2009)
248. Танкеев А П, Борич М А, Смагин В В *Физ. мет. и металловед.* **115** 455 (2014); Tankeev A P, Borich M A, Smagin V V *Phys. Met. Metallogr.* **115** 425 (2014)
249. Yosida K, Miwa H J. *Appl. Phys.* **32** S8 (1961)
250. Kataoka M J. *Magn. Magn. Mater.* **31–34** 341 (1983)
251. Изюмов Ю А, Лаптев В М *ЖЭТФ* **88** 165 (1985); Izyumov Yu A, Laptev V M *Sov. Phys. JETP* **61** 95 (1985)
252. Власов К Б, Смородинский Я Г *Физ. мет. и металловед.* **45** 903 (1978)
253. Бебенин Н Г, Смородинский Я Г *Физ. тверд. тела* **28** 1115 (1986)
254. Бучельников В Д, Шавров В Г *Физ. тверд. тела* **31** (5) 81 (1989); Buchel'nikov V D, Shavrov V G *Sov. Phys. Solid State* **31** 765 (1989)
255. Манжос И В, Чупис И Е *Физ. низких температур* **14** 606 (1988); Manzhos I V, Chupis I E *Sov. J. Low Temp. Phys.* **14** 333 (1988)
256. Buchel'nikov V D, Bychkov I V, Shavrov V G J. *Magn. Magn. Mater.* **118** 169 (1993)
257. Bychkov I V, Kuzmin D A, Shavrov V G J. *Magn. Magn. Mater.* **329** 142 (2013)
258. Бычков И В и др. *Влияние взаимодействия подсистем на динамические свойства магнетиков* (М.: Физматлит, 2016)
259. Bychkov I V, Kuzmin D A, Shavrov V G, in *Magnetic Materials* (Ed. K Maaz) (London: IntechOpen, 2016) p. 161, DOI: 10.5772/64014
260. Шавров В Г, Бучельников В Д, Бычков И В *Связанные волны в магнетиках* (М.: Физматлит, 2019)
261. Belitz D, Kirkpatrick T R, Rosch A *Phys. Rev. B* **73** 054431 (2006)
262. Belitz D, Kirkpatrick T R, Rosch A *Phys. Rev. B* **74** 024409 (2006)
263. Melcher R L *Phys. Rev. Lett.* **30** 125 (1973)
264. Sato T J et al. *Phys. Rev. B* **94** 144420 (2016)
265. Takagi R et al. *Phys. Rev. B* **95** 220406 (2017)
266. Weber T et al. *Phys. Rev. B* **97** 224403 (2018)
267. Ахизер А И, Барьяхтар В Г, Пелетминский С В *ЖЭТФ* **45** 337 (1963); Akhiezer A I, Baryakhtar V G, Peletminskii S V *Sov. Phys. JETP* **18** 235 (1964)
268. Ахизер А И, Барьяхтар В Г, Пелетминский С В *Спиновые волны* (М.: Наука, 1967); Пер. на англ. яз.: Akhiezer A I, Bar'yakhtar V G, Peletminskii S V *Spin Waves* (Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1968)
269. Лакно В Д *УФН* **166** 717 (1996); Lakhno V D *Phys. Usp.* **39** 669 (1996)
270. Ustinov V V, Yasyulevich I A, Bebenin N G *Phys. Met. Metallogr.* **124** 1745 (2023)
271. Силин В П *ЖЭТФ* **30** 421 (1956); Silin V P *Sov. Phys. JETP* **3** 305 (1956)
272. Lifshitz I M, Azbel' M Ya, Gerasimenko V I J. *Phys. Chem. Solids* **1** 164 (1956)
273. Азбель М Я, Герасименко В И, Лифшиц И М *ЖЭТФ* **32** 1212 (1957); Azbel' M Ia, Gerasimenko V I, Lifshitz I M *Sov. Phys. JETP* **5** 986 (1957)
274. Gerlach W, Stern O Z. *Phys.* **9** 349 (1922)
275. Силин В П, Рухадзе А А *Электромагнитные свойства плазмы и плазмодобных сред* (М.: Госатомиздат, 1961)
276. Hall E H *Am. J. Math.* **2** (3) 287 (1879)
277. Kaganov M I, Peschansky V G *Phys. Rep.* **372** 445 (2002)
278. Максимов Л А, Михеевков А В, Хабарова Т В *УФН* **187** 669 (2017); Maksimov L A, Mikheyenkov A V, Khabarova T V *Phys. Usp.* **60** 623 (2017)
279. Torrey H C *Phys. Rev.* **104** 563 (1956)
280. Krstić V et al. *J. Chem. Phys.* **117** 11315 (2002)
281. Rikken G L J A, Wyder P *Phys. Rev. Lett.* **94** 016601 (2005)
282. Rikken G L J A, Avarvari N *Phys. Rev. B* **99** 245153 (2019)
283. Okumura S, Tanaka R, Hirobe D *Phys. Rev. B* **110** L020407 (2024)
284. Шалыгин В А и др. *Физ. тверд. тела* **54** 2237 (2012); Shalygin V A et al. *Phys. Solid State* **54** 2362 (2012)
285. Furukawa T et al. *Nature Commun.* **8** 954 (2017)
286. Sahin C et al. *Phys. Rev. B* **97** 205206 (2018)
287. Furukawa T et al. *Phys. Rev. Research* **3** 023111 (2021)
288. Shiota K et al. *Phys. Rev. Lett.* **127** 126602 (2021)
289. Shishido H et al. *Appl. Phys. Lett.* **119** 182403 (2021)
290. Roy A et al. *npj Comput. Mater.* **8** 243 (2022)
291. Shishido H et al. *J. Chem. Phys.* **159** 064502 (2023)
292. Bloom B P et al. *Chem. Rev.* **124** 1950 (2024)
293. Gupta R, Droghetti A *Phys. Rev. B* **109** 155141 (2024)
294. Tsoi M, Fontana R E, Parkin S S P *Appl. Phys. Lett.* **83** 2617 (2003)
295. Kläui M et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 026601 (2005)
296. Togawa Y et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **45** L683 (2006)
297. Hayashi M et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 037204 (2007)
298. Hayashi M et al. *Science* **320** 209 (2008)
299. Zhang X et al. *J. Phys. Condens. Matter* **32** 143001 (2020)
300. Filinyuk N A, Lazarev A A *AEU Int. J. Electron. Commun.* **68** 172 (2014)
301. Gouadria S, Najeh I, El Mir L J. *Phys. Chem. Solids* **110** 290 (2017)
302. Gherabli R et al. *Sci. Adv.* **9** eadf5589 (2023)
303. Budhathoki S et al. *Phys. Rev. B* **101** 220405 (2020)
304. Stasinopoulos I et al. *Appl. Phys. Lett.* **111** 032408 (2017)
305. Zhu J-G, Zhu X, Tang Y *IEEE Trans. Magn.* **44** 125 (2008)
306. Nozaki Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **95** 082505 (2009)
307. Wang Y, Tang Y, Zhu J-G J. *Appl. Phys.* **105** 07B902 (2009)
308. Igarashi M, Suzuki Y, Sato Y *IEEE Trans. Magn.* **46** 3738 (2010)
309. Igarashi M et al. *IEEE Trans. Magn.* **46** 2507 (2010)
310. Okamoto S et al. *J. Phys. D* **48** 353001 (2015)
311. Zhu J-G *IEEE Trans. Magn.* **55** 6700808 (2019)
312. Chan K S et al. *IEEE Access* **7** 140134 (2019)
313. Tulapurkar A A et al. *Nature* **438** 339 (2005)
314. Prokopenko O V et al. *IEEE Trans. Magn.* **48** 3807 (2012)
315. Prokopenko O V et al., in *Magnonics: From Fundamentals to Applications* (Topics in Applied Physics, Vol. 125, Eds S O Demokritov, A N Slavin) (Heidelberg: Springer, 2013) p. 143, DOI: 10.1007/978-3-642-30247-3\_11
316. Li X, Zhou Y, Pong P W T J. *Nanotechnol.* **2016** 8347280 (2016)
317. Fang B et al. *Nature Commun.* **7** 11259 (2016)
318. Zhang L et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **62** 103003 (2023)
319. Nagasawa T et al. *J. Appl. Phys.* **109** 07C907 (2011)
320. Nagasawa T et al. *J. Appl. Phys.* **111** 07C908 (2012)
321. Choi H S et al. *Sci. Rep.* **4** 5486 (2014)
322. Quinsat M et al. *Appl. Phys. Lett.* **105** 152401 (2014)
323. Ruiz-Calaforra A et al. *Appl. Phys. Lett.* **111** 082401 (2017)

324. Zeng L et al. *Nanotechnology* **31** 375205 (2020)
325. Litvinenko A et al. *Phys. Rev. Applied* **16** 024048 (2021)
326. Louis S et al. *IEEE Trans. Magn.* **53** 1400804 (2017)
327. Louis S et al. *Appl. Phys. Lett.* **113** 112401 (2018)
328. Litvinenko A et al. *Nano Lett.* **20** 6104 (2020)
329. Litvinenko A et al. *Nano Lett.* **22** 1874 (2022)
330. Suzuki Y, Kubota H J. *Phys. Soc. Jpn.* **77** 031002 (2008)
331. Ishibashi S et al. *Appl. Phys. Express* **3** 073001 (2010)
332. Cheng X et al. *Appl. Phys. Lett.* **103** 082402 (2013)
333. Miwa S et al. *Nature Mater.* **13** 50 (2014)
334. Jenkins A S et al. *Nature Nanotechnol.* **11** 360 (2016)
335. Zhang L et al. *Appl. Phys. Lett.* **113** 102401 (2018)
336. Tarequzzaman M et al. *Appl. Phys. Lett.* **112** 252401 (2018)
337. Zhang B et al. *IEEE Trans. Nanotechnol.* **21** 648 (2022)
338. Phan N-T et al. *Phys. Rev. Applied* **21** 034063 (2024)
339. Torrejon J et al. *Nature* **547** 428 (2017)
340. Romera M et al. *Nature* **563** 230 (2018)
341. Böhnert T et al. *Commun. Eng.* **2** 65 (2023)

### Chiral spintronics of helimagnets

V.V. Ustinov<sup>(a)</sup>, I.A. Yasyulevich<sup>(b)</sup>

*Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences,  
ul. S. Kovalevskoi 18, 620137 Ekaterinburg, Russian Federation  
E-mail: <sup>(a)</sup>ustinov@imp.uran.ru, <sup>(b)</sup>yasyulevich@imp.uran.ru*

Chiral spintronics is a promising new branch of quantum electronics based on spin transport phenomena in materials with chiral symmetry. This review focuses on the development of chiral spintronics in helimagnets, materials characterized by a helical magnetic structure. The paper considers the general principles for describing electric and spin transport in conducting crystals in the presence of inhomogeneities in an external magnetic field and/or internal magnetic fields of exchange origin. It is demonstrated that the interaction of conduction electron spins with a spatially inhomogeneous exchange field in helimagnets provides a natural explanation for two experimentally observed spin-transport effects: the electric magnetochiral effect and the kinetic magnetoelectric effect. An original technique for ascertaining the magnetic chirality of conductive helimagnets based on experimental studies of the aforementioned galvanomagnetic effects is presented. Constructing a theory of the spin-transfer torque effect in conductive chiral helimagnets is described, including an exploration of the influence of this effect on the magnetization and electrical resistance of helimagnets. The spin-transfer torque effect in helimagnets is demonstrated to cause rotation of the magnetization helix under the influence of an electric current. This can be used to create new devices of spin electronics in which conductive helimagnets will serve as the main functional components.

**Keywords:** chirality, helimagnet, spin current, spintronics, nonreciprocal transport, electric magnetochiral effect, magnetochiral anisotropy, kinetic magnetoelectric effect, spin-transfer torque

PACS numbers: 52.25.Dg, **72.15.−v**, 72.15.Gd, 72.25.Ba, 72.25.Dc, **75.30.−m**, 75.40.Gb, **75.76. +j**, **85.75.−d**, 85.75.Bb, 85.75.Dd

Bibliography — 341 references

*Received 17 January 2025, revised 14 July 2025*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **195** (10) 1062–1093 (2025)

*Physics–Uspekhi* **68** (10) (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.07.039974>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2025.07.039974>