

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР
им. Б. И. ВЕРКИНА

На правах рукописи

ПЫШКИН Павел Владимирович

УДК 537.311.4; 537.312.8.

**ДИНАМИКА СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННОЙ
ЭЛЕКТРОННОЙ ЖИДКОСТИ**

01.04.02. - теоретическая физика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физ.-мат. наук,
старший научный сотрудник
Копелиович Александр Ильич

Харьков - 2011

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
ВВЕДЕНИЕ	4
РАЗДЕЛ 1. Спиновый транспорт (Обзор литературы)	13
1.1. Спиновая инжекция и спиновая аккумуляция	13
1.2. Уравнения спинового транспорта. Учет электрон-электронного взаимодействия.	15
РАЗДЕЛ 2. Электропроводность магнитно-неоднородного проводника	21
2.1. Постановка задачи	22
2.2. Общие соотношения для электросопротивления неоднородного проводника	24
2.3. Случай частых процессов спин-флипа	29
2.4. Случай редких процессов спин-флипа	32
2.5. Контакты типа спин-вентилля (spin-valve)	41
2.6. Выводы	44
РАЗДЕЛ 3. Динамика спиново-поляризованной электронной жидкости	46
3.1. Постановка задачи и основные уравнения	47
3.2. Спиновый маятник	51
3.3. Статический спиново-электрический эффект	58
3.4. Выводы	59
РАЗДЕЛ 4. Нелинейные колебания спиново-поляризованной жидкости	61
4.1. Нелинейные уравнения спиновой динамики	61
4.2. Нелинейные колебания “спинового маятника”	65
4.3. Выводы	70

РАЗДЕЛ 5. Нестационарная электропроводность магнитно-неоднородного замкнутого проводника	71
5.1. Постановка задачи	72
5.2. Расчет сопротивления магнитно-неоднородного кольца	74
5.3. Предел баллистического транспорта	80
5.4. Случай плавных границ	84
5.5. Выводы	86
РАЗДЕЛ 6. Динамические спин-электрические и спин-тепловые эффекты в системе электронов на поверхности жидкого гелия	88
6.1. Постановка задачи и основные уравнения	90
6.2. Электронное кольцо	93
6.3. Вынужденные колебания системы электронов на поверхности жидкого гелия	95
6.4. Выводы	99
ВЫВОДЫ	101
СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ	104

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая диссертационная работа посвящена теоретическому исследованию спинового транспорта в магнитно-неоднородных проводящих средах. Особое внимание уделено динамическим спин-транспортным эффектам. В последние десятилетия интерес к явлениям спино-переноса обусловлен возможностью практического применения таких эффектов при построении компьютеров нового типа. Наиболее известным и используемым спин-транспортным эффектом есть эффект гигантского магнитосопротивления [1, 2] (ГМС), который возникает при протекании тока через слоистую структуру магнетик-немагнетик-магнетик. При этом, сопротивление такого проводника сильно зависит от величины внешнего магнитного поля в которое помещена данная структура.

Эффект ГМС связан с эффектом спиновой аккумуляции (СА) - возникновением неравновесного по спину состояния в проводнике. Спиновая аккумуляция возникает, в частности, вблизи границы между проводниками с разными магнитными свойствами при пропускании тока через такую структуру. Характерная область возникновения СА - порядка длины спиновой релаксации $\lambda = \sqrt{D\tau_{sf}}$ (D - коэффициент спиновой диффузии, τ_{sf} - характерное время спиновой релаксации [3, 4]. В данном случае, τ_{sf} - время, которое существует спиновая аккумуляция после прекращения тока). Для использования спиновой степени свободы в качестве носителя информации в реальных системах необходимо, чтобы времена спиновой релаксации [5–10] были достаточно большими. Большое время спиновой релаксации необходимо для построения сложных систем, работающих с неравновесным спином, поскольку с увеличением τ_{sf} растет и спин-диффузионная длина, которая должна быть достаточной для того, чтобы переносить неравновесную спиновую поляризацию между элементами такой системы. Времена и длины спиновой релаксации в различных проводниках могут отличаться на порядки.

Так, λ для меди составляет 200 нм, а для арсенида галлия (GaAs) - 10^5 нм, при этом, τ_{sf} для меди составляет 3×10^{-12} сек., а для арсенида галлия - 10^{-9} - 10^{-7} сек. [11]

К настоящему времени предложен ряд устройств спиновой электроники, основным элементом которых являются двумерные гетероструктуры с баллистическим транспортом. Размеры этих устройств предполагаются такими, что на их протяжении сохраняется информация о спине и электроны перемещаются практически без рассеяния. Понятно, что речь идет об устройствах микро-, наноразмеров. Примером может служить спиновый транзистор Датта-Даса [12], в котором двумерный немагнитный проводник находится между двумя магнетиками. Изменяя приложенный к гетероструктуре электрический потенциал можно добиться того, что поляризованные электроны, выйдя из магнетика-инжектора, по мере прохождения через двумерный проводник изменят направление спина из-за эффекта Рашбы [13, 14]. Таким образом, проводимость всего устройства будет зависеть от приложенного потенциала, недавние эксперименты подтвердили эту возможность [15].

Транзистор Датта-Даса использует спиновые эффекты ГМС, и Рашбы для усиления равновесного по спину тока. Однако, для практических применений в спинтронике важно уметь усиливать неравновесный спиновый ток в немагнетике, например, получаемый инжекцией спина из магнетика и затухающий на расстояниях порядка спин-диффузионной длины. Одним из возможных решений этой проблемы является спиновый транзистор, описанный в работе [16], использующий спиновод (слоистая структура магнетик-немагнетик, в которой ток течет параллельно границе, при этом магнетик заземлен, и в него из немагнетика могут уходить электроны только одной поляризации [17]) для получения поляризованного тока.

В электронных устройствах транзисторы используются обычно для усиления переменного во времени сигнала, и поэтому важным является то, как изменяются характеристики диодов и транзисторов в зависимости от

частоты подаваемого на них напряжения. Однако, в большинстве работ, посвященных исследованию спинового транспорта, рассматриваются стационарные состояния. При этом, в настоящее время ведутся интенсивные исследования с целью получения проводников с достаточно большим τ_{sf} , и возникает возможность того, что время жизни спиновой поляризации окажется больше, чем характерный период колебаний электрического тока в системе $\tau_{sf}^{-1} < \omega$. В таком случае спиновая аккумуляция, созданная током одного направления, спустя время равное половине периода колебаний будет взаимодействовать с током противоположного направления, влияя таким образом на транспортные свойства такой системы.

Уже из этих простых соображений ясна принципиальная важность детального рассмотрения динамики электронных спинов, нестационарных спиновых эффектов, которые являются предметом рассмотрения данной диссертационной работы. Самостоятельный интерес представляют также слабо затухающие связанные спин-электрические колебания, найденные в работе, они могут служить своеобразными эталонами времени в спиновых наноустройствах.

Еще один неисследованный ранее аспект спинового транспорта – роль электрон-электронного взаимодействия. Благодаря электрон-электронным столкновениям, спиновая аккумуляция, возникающая при протекании тока через слоистую структуру, взаимодействует с током, ее создающим (эффект “спиновой толпы” [18]), и, как будет показано в настоящей работе, увеличивает электросопротивление. Если же электрон-электронные столкновения в проводнике преобладают над столкновениями, выносящими импульс из электронной системы, то электронный транспорт является гидродинамическим [19]. В работе [20] экспериментально обнаружены предсказанные Р.Н. Гуржи [19] эффекты гидродинамического электронного транспорта. Однако, нам не известны работы, посвященные исследованию спинового транспорта в условиях развитой гидродинамики, и одна из целей настоящей диссертации - най-

ти новые транспортные эффекты, возникающие в магнитно-неоднородных проводниках в условиях сильного межэлектронного взаимодействия.

Одним из примеров системы, в которой реализуется гидродинамический режим, является система электронов над поверхностью жидкого гелия (ЭПЖГ) [21–23]. Жидкий гелий может рассматриваться как идеальный диэлектрик, у поверхности которого с помощью прижимающего электрического потенциала возникает потенциальная яма для электронов в направлении, перпендикулярном поверхности. Таким образом движение электронов является свободным вдоль поверхности гелия и они образуют собой заряженную проводящую 2D систему. В последнее время рассматривается возможность создания устройств на основе ЭПЖГ, использующих спиновую степень свободы электрона [24, 25]. Эксперименты показывают, что время спиновой релаксации в такой системе очень большое [26], и можно предположить, что в одно и двумерных системах ЭПЖГ, помещенных в неоднородное магнитное поле, могут наблюдаться эффекты типа ГМС, усиленные за счет интенсивного электрон-электронного рассеяния и эффекта “спиновой толпы”. В диссертационной работе рассмотрена возможность использовать систему ЭПЖГ, помещенную в неоднородное магнитное поле, для прямого экспериментального наблюдения эффектов спиновой динамики.

Опыт развития спинтроники показывает, что предсказанные ранее эффекты спинового транспорта воплощаются позднее в наноустройствах, способных накапливать и преобразовывать информацию, записанную с использованием спиновой степени свободы электронов.

Актуальность темы диссертационной работы определяется тем, что рассмотренные в ней спин-транспортные эффекты относятся к перспективным направлениям современной физики, изучающей явления спинового транспорта в неоднородных микросистемах. Наиболее известными и широко используемыми на практике примерами таких систем являются слоистые структуры магнетик-изолятор-магнетик, используемые как головки считыва-

вания в накопителях информации на магнитных дисках.

Связь работы с научными программами, планами, темами.

Диссертационная работа выполнена в рамках тематического плана Физико-технического института Низких температур им. Б.И.Веркина НАН Украины по ведомственным тематикам: “Теория коллективных явлений в низкоразмерных конденсированных средах и наноструктурах” (номер государственной регистрации 0107U000946, срок выполнения 2007-2011 года); “Наноструктурные материалы и магнитные наноструктуры при низких температурах” (номер государственной регистрации 0107U009027, срок выполнения 2007-2009 года); “Динамические и стохастические свойства нелинейных и квантовых возбуждений в конденсированных средах низкой размерности” (номер государственной регистрации 0104U003034, срок выполнения 2004-2006 года).

Цель и задачи исследования.

Основная цель диссертационной работы состоит в выявлении новых эффектов в динамике спиново-поляризованной электронной жидкости в условиях пространственно неоднородного энергетического спектра. При этом электронная жидкость может быть как вырожденной (твердотельные микроструктуры), так и невырожденной (электроны над поверхностью жидкого гелия).

Для достижения поставленной цели в работе решены следующие задачи:

- Рассчитать электросопротивление проводников с неоднородным электронным спектром, зависящим от спина, учитывая при этом влияние электрон-электронного рассеяния;
- вывести из первых принципов уравнения спиновой гидродинамики для случая неоднородного энергетического спектра электронов;
- рассмотреть эффекты, которые следуют из уравнений спиновой гидро-

динамики в условиях пространственно неоднородного и спин зависимого энергетического спектра электронов;

- рассмотреть спиново-электрические эффекты в невырожденной электронной системе с развитой гидродинамикой (электроны над поверхностью жидкого гелия) во внешнем неоднородном магнитном поле;

Для достижения поставленных целей использованы такие методы теоретической физики: квазиклассическое описание динамики электронов проводимости с помощью кинетического уравнения, методы приближенного решения систем уравнений в частных производных: метод последовательных приближений, метод Чепмена-Энскога решения кинетического уравнения путем разложения функции распределения в ряд по малому числу Кнудсена.

Научная новизна полученных результатов.

В диссертационной работе впервые получены следующие новые научные результаты.

1. Предложен новый способ изучения магнитных характеристик проводника с помощью электрических измерений. Проанализированы возможности в этом отношении измерений электросопротивления проводника с протяженной магнитной неоднородностью в условиях рассеяния электронов на дефектах структуры и друг на друге.
2. Впервые показано, что в условиях развитой гидродинамики в магнитно-неоднородном проводнике существуют собственные колебания спиновой плотности и полного тока (“Спиновый маятник”). Рассчитана частота этих колебаний. Указаны факторы, ведущие к затуханию колебаний.
3. Показано, что зависимость кондактанса замкнутого магнитно-неоднородного проводника от частоты внешней ЭДС содержит особенности, связанные, в частности, с наличием собственных связанных колебаний полного тока и спиновой поляризации.
4. Показано, что приложение неоднородного магнитного поля уменьшает

электропроводность электронного газа над поверхностью жидкого гелия вследствие спин-токового взаимодействия. Также, показано, что, как и в твердотельных проводниках, в кольце из электронного газа над поверхностью жидкого гелия возможны собственные колебания полного тока типа “спинового маятника”, а также, дополнительно, термоэлектрические колебания.

Практическое значение результатов диссертации состоит прежде всего в получении новых фундаментальных знаний про транспортные свойства магнитно-неоднородных проводников с сильным межэлектронным взаимодействием. Все теоретические результаты, полученные в диссертации, описывают поведение непосредственно измеряемых в эксперименте физических величин: сопротивление, емкость и др. Так, в работе найден новый эффект: наличие собственных колебаний полного тока и спиновой поляризации в магнитно-неоднородном замкнутом проводнике с гидродинамическим транспортом. Наличие в проводнике таких колебаний приводит к немонотонной зависимости кондактанса такого проводника от частоты внешней электродвижущей силы, что дает новые возможности для исследования спиновых свойств проводников и создания новых устройств спиновой электроники.

Личный вклад соискателя.

Во всех работах вошедших в диссертацию ее автор на равных основаниях с другими соавторами работ принимал участие в постановке задач, а также трактовке и обсуждении полученных результатов. Значительная часть аналитических расчетов и численного моделирования с применением ЭВМ автором диссертации выполнена лично. В частности, диссертантом лично поставлена и решена задача о нахождении кондактанса магнитно-неоднородного проводящего кольца, как функции частоты внешней ЭДС. В задаче о собственных колебаниях спиновой поляризации им был рассчитан

вклад диффузии, спин-флипа и электрического сопротивления в затухание колебаний. Рассчитаны частоты собственных спиновых колебаний в одномерном проводящем кольце с баллистическим транспортом. Автором получено выражение для электрического сопротивления магнитно-неоднородного проводника в случае плавной магнитной неоднородности. Автором получено выражение для электрического сопротивления границы нулевой длины между двумя разными магнетиками, предложена эквивалентная электрическая схема для наглядного объяснения электрического сопротивления границы для этого случая. Диссертант исследовал случай слабой нелинейности в задаче о нелинейном спиновом маятнике. Автором получено выражение для электрического сопротивления системы электронов над поверхностью жидкого гелия в неоднородном магнитном поле для случая высоких частот прикладываемого к системе электрического поля.

Структура диссертации.

Диссертационная работа состоит из введения, шести разделов и выводов. Список литературы включает 63 наименования. Полный объем работы составляет 109 страниц. Работа содержит 14 рисунков.

Апробация результатов диссертации.

Материалы, составляющие содержание диссертации, доложены на следующих научных конференциях:

- Международная конференция “Наноразмерные системы: строение-свойства-технологии” НАНСИС 2007 (Киев, Украина, 2007);
- 1я Всеукраинская конференция молодых ученых “Физика Низких Температур” КМВ-ФНТ-2008 (Харьков, Украина, 2008);
- 2я Всеукраинская конференция молодых ученых “Физика Низких Температур” КМВ-ФНТ-2009

(Харьков, Украина, 2009);

- Advanced Workshop on Spin and Charge Properties of Low Dimensional Systems
AWLDS-2009

(Сибиу, Румыния, 2009);

- International Conference for Young Scientists “Low Temperature Physics”
ICYS-LTP-2010

(Харьков, Украина, 2010);

- 10я Всеукраинская школа-семинар и конкурс молодых ученых по статистической физике и теории конденсированного состояния

(Львов, Украина, 2010);

Публикации.

По материалам диссертации опубликовано 6 статей в ведущих отечественных и зарубежных реферируемых журналах, удовлетворяющих требованиям ВАК. Эти статьи помещены в общем списке цитируемой литературы в конце диссертации. Отдельный список публикаций по теме диссертации приведен в конце автореферата.

РАЗДЕЛ 1

СПИНОВЫЙ ТРАНСПОРТ (ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ)

Основы электронного транспорта в магнетиках заложены в работах Мотта [27, 28], им обоснована “двухтоковая” модель, в рамках которой, он объясняет необычное поведение сопротивления ферромагнетиков при низких температурах. Проводимость ферромагнетика может быть представлена как сумма проводимостей двух спиновых каналов, а полный ток равен сумме двух спиновых токов. Эта “двухтоковая” модель более детально рассмотрена в работах Fert и Campbell [29] и на основе ее объясняются магниторезистивные эффекты в композитных магнитных системах. Так, в 1993 г. в работе [2] было рассчитано магнитосопротивление слоистых магнитно-неоднородных структур.

1.1. Спиновая инжекция и спиновая аккумуляция

Ферромагнетики обладают тем свойством, что в равновесном состоянии электроны в них являются спиново-поляризованными. Однако, для нужд спинтроники необходимо обеспечить наличие неравновесного спина в проводнике и, прежде всего, в полупроводнике, поскольку электроника использует, в основном, полупроводниковые материалы. Поэтому важной задачей спинтроники является создание неравновесной спиновой поляризации в полупроводниках. Одним из способов создания неравновесной спиновой поляризации в полупроводнике является спиновая инжекция: при пропускании тока через структуру ферромагнетик-полупроводник в последнем на некотором расстоянии от границы с ферромагнетиком возникает спиновая поляризация. Первыми экспериментами по наведению спиновой поляризации с помощью постоянного тока стали работы Clark и Feher 1963 г. [30] в которых неравновесный ядерный спин получался путем пропускания постоянного тока

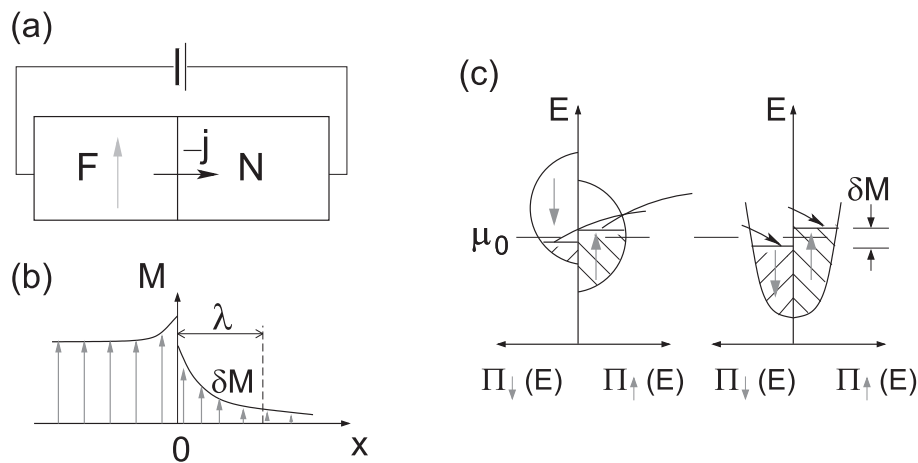


Рис. 1.1. Спиновая инжекция из ферромагнетика в немагнетик.

через образец InSb в постоянном магнитном поле. В этом эксперименте поляризованные в магнитном поле электроны имели разную температуру и через сверхтонкое взаимодействие с ядрами последние также становились спиново-поляризованными. Далее последовали работы Tedrow и Meservey [31, 32], Aronov [3, 4] и Aronov и Pikus [33] в которых проведено первое теоретическое рассмотрение идеи создания спиновой поляризации в немагнетике путем пропускания тока в системе магнетик-немагнетик.

На рис. 1.1 схематически проиллюстрирован процесс спиновой инжекции из ферромагнетика (F) в нормальный металл (N). На рис. 1.1 (a) показана принципиальная схема устройства, на рис. 1.1 (b) изображен график намагниченности как функции координаты. В нормальном металле возникает неравновесная намагниченность (спиновая аккумуляция) δM . При этом величина спиновой аккумуляции держится постоянной благодаря балансу поступающих из магнетика спинов и процессов спин-флипа (переход электрона из одной спиновой группы в другую), происходящих в нормальном металле. Размер спиновой неравновесности $\lambda = \sqrt{D\tau_{sf}}$ определяется диффузией (D - коэффициент диффузии) и временем спин-флипа (τ_{sf} - характерное время жизни спиновой неравновесности) (Aronov [3]). На рис. 1.1 (c) показано распределение плотностей состояний $\Pi_{\uparrow\downarrow}$ для разных спиновых групп в

магнетике и немагнетике, электрохимические потенциалы спиновых групп отличны от их равновесного значения. Неравновесная спиновая поляризация в металлах впервые была измерена в работах Johnson and Silsbee [34].

1.2. Уравнения спинового транспорта. Учет электрон-электронного взаимодействия.

Математическое описание спиновой инжекции, которое использовалось во многих работах по спинтронике [2, 20, 35–37], базируется на упоминавшейся выше “двухтоковой” модели с диффузионным транспортом. В этой модели полный ток $j = j_{\uparrow} + j_{\downarrow} = \sum_{\sigma} j_{\sigma}$ является суммой токов спиновых компонент (σ отвечает направлению спина и принимает два значения: “вверх” и “вниз”). При этом для каждой компоненты выполняется закон Ома:

$$j_{\sigma} = -\frac{\sigma_{\sigma} \nabla \mu_{\sigma}}{e}, \quad (1.1)$$

где σ_{σ} - проводимость спиновой компоненты σ , μ_{σ} - электрохимический потенциал группы σ . Для случая диффузионного транспорта:

$$\mu_{\sigma} = \frac{e^2 D_{\sigma}}{\sigma_{\sigma}} \delta n_{\sigma} + e\varphi, \quad (1.2)$$

где D_{σ} - коэффициент спиновой диффузии, δn_{σ} - неравновесная плотность электронов, φ - электрический потенциал.

Уравнение непрерывности для спиновой компоненты в стационарном случае содержит помимо слагаемого ∇j_{σ} также и слагаемое, которое описывает источник появления/исчезновения электронов конкретной спиновой группы из-за процессов спин-флипа:

$$\nabla j_{\sigma} = -\frac{e\Pi_0}{\tau_{sf}} (\mu_{\sigma} - \mu_{-\sigma}), \quad (1.3)$$

где $\Pi_0 = \Pi_{\uparrow}\Pi_{\downarrow}/(\Pi_{\uparrow} + \Pi_{\downarrow})$ - приведенная плотность состояний на уровне Ферми для двух спиновых групп.

Отметим, что приведенное выше уравнение непрерывности, справедливо в случае отсутствия прецессии спинов вокруг направления магнитного поля. В противном случае, уравнение спиновой динамики для спиновой плотности \mathbf{S} в магнитном поле \mathbf{B} записывают в следующей форме (см., например, [38]):

$$\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} = D_s \Delta \mathbf{S} + \frac{g\mu_B}{\hbar} \mathbf{B} \times \mathbf{S} - \frac{\mathbf{S}}{\tau_{sf}},$$

где g - фактор Ланде, μ_B - магнетон Бора, D_s - коэффициент спиновой диффузии. Слагаемое, пропорциональное векторному произведению намагниченности и магнитного поля ответственно за прецессию намагниченности вокруг направления магнитного поля. Так, при пропускании тока через магнитную неоднородность типа доменной стенки (рис. 1.2-а), возможно возникновение прецессии направления спинов, проходящих через стенку, или, в случае сильных токов, возможны эффекты “спин-торка” - прецессии намагниченности из-за взаимодействия магнетика с магнитным полем, созданным прошедшими спинами [39, 40]. Подчеркнем, что далее мы везде будем предполагать коллинеарность магнитного поля во всей системе (рис. 1.2-б), поэтому эффекты, связанные с прецессией спинов, рассматриваться нами далее не будут.

Приведенные выше уравнения для спиновых токов описывают явления спиновой аккумуляции при пропускании тока через границу ферромагнетик-немагнетик, и позволяют объяснить явление гигантского магнито-сопротивления [2]. При рассмотрении эффекта ГМС в рамках двух-токовой модели сопротивление границы между двумя магнетиками можно представить в виде электрической цепи, изображенной на рис. 1.3. Здесь R - сопротивление спинового канала, соответствующего спинам, направленным против магнитного поля. Плотность электронов этой спиновой компоненты много меньше плотности электронов спины которых направлены по полю, и сопротивление которых r . Очевидно, что из-за большой разницы в плотности носителей $R \gg r$, и поэтому сопротивление контакта в случае параллельной

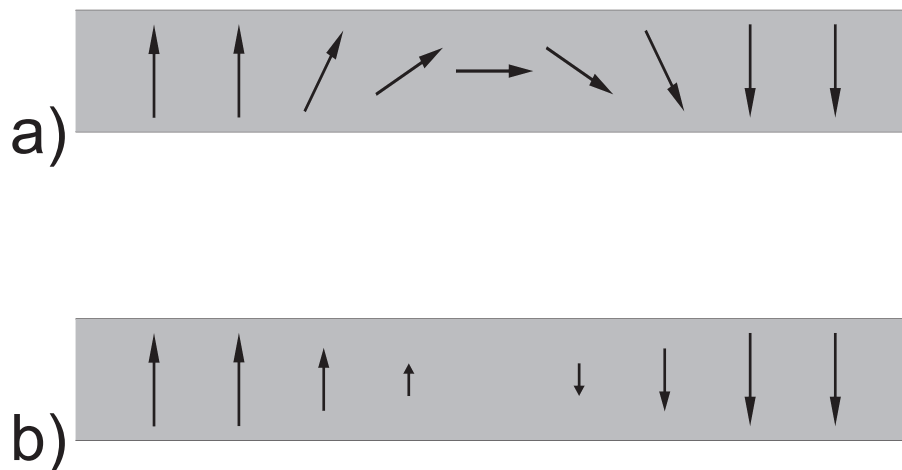


Рис. 1.2. Различные виды магнитной неоднородности: а) Магнитная неоднородность типа доменной стенки, с неколлинеарной намагниченностью
 б) Магнитная неоднородность с коллинеарной намагниченностью.

намагниченности магнетиков (рис.1.3(а)) будет много меньше чем сопротивление в случае антипараллельной намагниченности (рис.1.3(б)). С помощью такого подхода, когда контакт магнетик-немагнетик представляется в виде электрической цепи, также можно объяснить тот факт, что при инжекции спинового тока из магнетика в полупроводник, в последнем наблюдается очень слабая спиновая поляризация. Дело в том, что в случае контакта металла-магнетика и полупроводника имеется несоответствие проводимостей (conductivity mismatch) [41]: $\sigma_{F\uparrow\downarrow} \gg \sigma_{sc}$, где $\sigma_{F\uparrow\downarrow}$ - проводимости спиновых каналов металла-магнетика, σ_{sc} - проводимость полупроводника. Из правил Кирхгофа для эквивалентной электрической схемы следует, что токи спиновых компонент в полупроводнике в таком контакте будут практически (в меру неравенства $\sigma_{sc}/\sigma_F \ll 1$) одинаковыми. Для решения указанной выше проблемы были предложены следующие способы:

1) Использовать в качестве инжектора ферромагнитный полупроводник $\sigma_{F\uparrow\downarrow} \approx \sigma_{sc}$ [42],

2) Использовать обычный металлический магнетик инжектор, но с высоким сопротивлением контакта. Для этого можно использовать туннельную

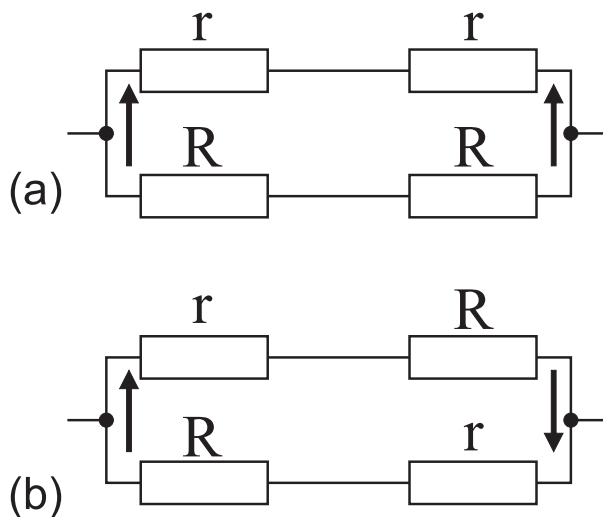


Рис. 1.3. Электрические схемы, эквивалентные описанию сопротивления границы между двумя магнетиками: а) параллельно намагниченные магнетики, б) антипараллельно намагниченные магнетики

прослойку из диэлектрика: в этом случае туннельный ток становится спин-зависимым [43, 44],

3) Инжекция электронов из металла магнетика в полупроводник фононным ветром [45].

В уравнениях (1.1), (1.3) никак не учтены процессы электрон-электронного (e-e) рассеяния, но как было показано в работах Р.Н.Гуржи [19], в случае преобладания e-e рассеяния в проводнике возможны новые явления, связанные с гидродинамическим характером транспорта (эффект Гуржи - уменьшение сопротивления с ростом температуры, связанное с пуазейлевским характером тока электронов в образце). В работе Molenkamp 1995 г. [20] был проведен эксперимент в котором наблюдались гидродинамические эффекты, предсказанные в [19]. Таким образом необходим учет e-e рассеяния в уравнениях спинового транспорта.

Впервые такое рассмотрение проведено Фленсбергом [46]. Для получения макроскопических уравнений спинового транспорта использовалось квазиклассическое приближение основанное на использовании кинетического

уравнения и функций распределения для электронов разных спиновых групп. Применение такого подхода, когда функция распределения зависит одновременно и от координаты и от импульса, оправдано тем, что при неопределенности координаты электрона $\Delta x \approx l_{ee,i}$ ($l_{ee,i}$ - длина свободного пробега) неопределенность в импульсе электрона много меньше импульса Ферми $\Delta p \ll p_F$. В работе [46] использовано разложение функции распределения в ряд по малой добавке к химическому потенциалу и добавке к импульсу, возникающим вследствие приложения к образцу напряжения и протеканию в нем тока с дрейфовой скоростью много меньшей скорости Ферми. При этом, благодаря учету в кинетическом уравнении интеграла электрон-электронных столкновений электронов разных спинов, уравнения Фленсберга для спиновых токов, становятся зависимыми от разности дрейфовых скоростей электронов обеих спиновых групп (в отличии от уравнений (1.1)):

$$-\frac{\nabla\mu_\sigma}{e} = \frac{1}{\sigma_\sigma}j_\sigma + \left(\frac{1}{\sigma_D\alpha_\sigma} + \frac{1}{\sigma_{sf,\sigma}} \right) (j_\sigma - \alpha_\sigma j_{-\sigma}), \quad (1.4)$$

где $\alpha_\sigma = n_\sigma/n_{-\sigma}$ - отношение равновесных плотностей спиновых групп, $\sigma_{sf,\sigma} = e^2n_\sigma\tau_{sf}/m$ - проводимость спиновой компоненты, связанная с конечным временем жизни электрона данного спина из-за процессов спин-флипа, σ_D - проводимость кулоновского увлечения (Coulomb drag) [47]. В работе [46] показано, что е-е столкновения увеличивают сопротивление магнитного проводника, т.к. дрейфовые скорости спиновых групп в магнетике различны, и е-е взаимодействие стремится выровнять эти скорости. Причем, слагаемое, связанное с σ_D^{-1} , пропорционально частоте е-е столкновений, и, следовательно, оно увеличивается с ростом температуры, в отличии от слагаемого, связанного со спин-флипами. В дальнейшем в этой работе мы всегда будем полагать время спин-флипа достаточно большим, чтобы слагаемым, содержащим $\sigma_{sf,\sigma}$ можно было пренебречь. В этом случае уравнение (1.4) можно переписать в том виде, в котором оно дальше будет использоваться в

данной работе:

$$-\frac{\nabla\mu_\sigma}{e} = r_\sigma j_\sigma + \frac{A}{n_\sigma} \left(\frac{j_\sigma}{n_\sigma} - \frac{j_{-\sigma}}{n_{-\sigma}} \right), \quad (1.5)$$

где мы обозначили $A = n_\sigma n_{-\sigma} \sigma_D^{-1}$, $r_\sigma = \sigma_\sigma^{-1}$. Важно отметить, что при выводе уравнений спинового транспорта в работе [46] не предполагается возможность пространственной неоднородности электронного спектра проводника, рассмотрение проведено для случая стационарных токов.

РАЗДЕЛ 2

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ МАГНИТНО-НЕОДНОРОДНОГО ПРОВОДНИКА

В настоящем разделе решена задача нахождения сопротивления проводника, магнитные свойства которого есть заданная функция координаты [48]. Примерами таких проводников являются слоистые структуры типа N-M-N, проводники, находящиеся в неоднородном магнитном поле, двумерные магнитные гетероструктуры в неоднородном электрическом поле или неоднородно легированные магнитными примесями. При расчете сопротивления мы будем учитывать возможность электрон-электронного взаимодействия. Магнитное поле, создающее неоднородную спиновую поляризацию, мы будем считать везде коллинеарным. Поэтому мы можем пользоваться транспортными уравнениями, вытекающими из кинетического уравнения для функций распределений электронов каждой спиновой группы, не привлекая для расчетов формализм матрицы плотности.

Раздел 2 имеет следующую структуру. В подразделе 2.1. рассмотрены особенности спинового транспорта с учетом e-e взаимодействия. В подразделе 2.2. записаны основные уравнения спинового транспорта, введены определения равновесного и неравновесного сопротивления. В подразделе 2.3. решена задача в случае частых процессов спин-флипа. В подразделе 2.4. решена задача для случая редких процессов спин-флипа, получено выражение для сопротивления в случае слабой магнитной неоднородности при спин-флипах любой интенсивности. В подразделе 2.5. рассмотрен спиновый вентиль на основе двумерного магнетика с электростатическим затвором.

2.1. Постановка задачи

Эффект гигантского магнитосопротивления [1] - наиболее известный и используемый эффект контактного сопротивления проводников с различными магнитными свойствами. Контакт двух идеальных проводящих магнетиков с противоположным направлением намагниченности является непреодолимым препятствием для электрона, поскольку в каждом из них существуют только те электроны, направление спина которых совпадает с направлением намагниченности. В работе [49] экспериментально обнаружено и объяснено контактное электросопротивление меньшего масштаба, возникающее на границе магнетика с немагнетиком. Если два немагнитных проводника соединены вставкой из идеального магнетика (рис. 2.1), то, как показано в [49], сопротивление немагнетика из-за включения в цепь магнетика может увеличиться вдвое, поскольку идеальный магнетик выводит из действия один из двух спиновых каналов проводимости немагнетика (речь идет о сопротивлении участка, размер которого меньше длины спиновой релаксации λ). Измерение контактного сопротивления предоставляет простую возможность детектирования неравновесной спиновой поляризации, возникающей при протекании тока по магнитно неоднородному проводнику [49]: при размагничивании магнетика спиновая поляризация немагнетика, а вместе с ней и контактное сопротивление, исчезают.

В работах [18] указано на то обстоятельство, что электрон-электронные столкновения приводят к существенному увеличению контактного сопротивления. Физическая причина этого состоит в следующем. Предположим, для простоты, что электрический ток протекает из немагнетика в идеальный магнетик, намагниченный таким образом, что в нем присутствуют только электроны "со спином вверх" (рис. 2.2). Тогда "непроходные" через магнетик электроны "со спином вниз" скапливаются в немагнетике у контакта на расстояниях порядка длины спиновой релаксации λ , т.е. здесь создается

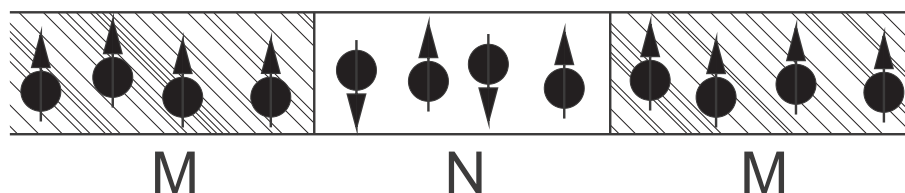


Рис. 2.1. Проводник с неоднородными магнитными свойствами в экспериментах [49].

неравновесная избыточная плотность спиновой компоненты δn_{\downarrow} , такая, что сумма омического и диффузионного токов этой компоненты на границе равна нулю, т.е. равна нулю дрейфовая скорость этой компоненты. Скопившаяся у контакта "толпа" неподвижных в среднем "непроходных" электронов играет роль примесей для проходных электронов: эти электроны рассеиваются "толпой" в процессах электрон-электронных столкновений. Таким образом, сопротивление контакта увеличивается неограниченно (а не только в 2 раза) с увеличением частоты электрон-электронных столкновений. Важно, что электрон-электронные столкновения, будучи нормальными столкновениями (сохраняющими полный квазиимпульс электронной системы) сами по себе не приводят к сопротивлению в однородных участках электрической цепи, но вносят существенный вклад, пропорциональный их частоте, в контактное сопротивление. Таким образом, с увеличением их частоты относительный вклад контакта в полное сопротивление цепи растет. Легко понять, что такую же роль играют любые нормальные столкновения: например, если электроны сталкиваются с фононами и фононы не выносят импульс из системы квазичастиц проводника.

Перспективными для экспериментального исследования роли спиновой неравновесности в проводимости представляются проводники с плавно изменяющимися магнитными и другими характеристиками электронного спектра. В них, по крайней мере, могут быть исключены эффекты, связанные с барьерами на стыке разнородных проводников. Плавная неоднородность

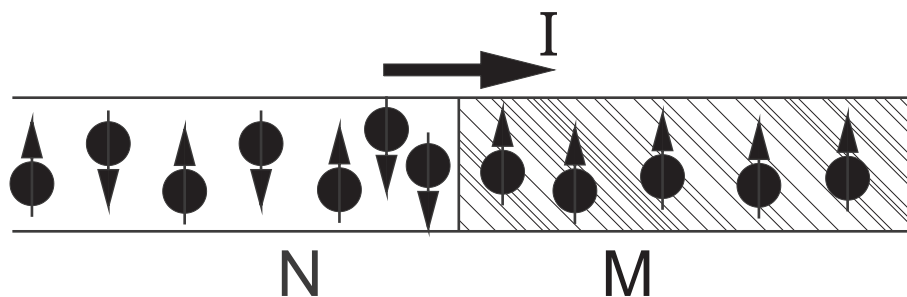


Рис. 2.2. Эффект спиновой толпы при пропускании тока через магнитно-неоднородный проводник.

электронных свойств может быть осуществлена в гетероструктурах [50] с помощью неоднородного поля электростатических затворов, неоднородного магнитного поля либо неоднородного допирования. В работе продемонстрированы дополнительные возможности в исследовании свойств магнетиков, предоставляемые плавной вариацией электронного спектра.

Далее в этом разделе будем предполагать диффузионную ситуацию в электропроводности, используя для ее описания уравнения Фленсберга [46]. Не будем рассматривать влияния протекающих токов на электронный спектр, т.е. отвлекаемся от явлений типа спин-торка [51], считая токи относительно слабыми, либо имея ввиду исключительно случай коллинеарной намагниченности в неоднородной магнитной системе.

2.2. Общие соотношения для электросопротивления неоднородного проводника

Результаты работы [18], демонстрирующие роль электрон-электронных столкновений в контактном сопротивлении магнетиков, получены для конкретного случая цепи, содержащей контакт нулевой ширины немагнетика с идеальным магнетиком. В данном разделе получены общие выражения для электросопротивления проводника с произвольно зависящим от координаты электронным спектром. Будем использовать уравнения Фленсберга [46],

представив их в следующем "векторном" виде

$$\boldsymbol{\mu}' = -\hat{\beta}\mathbf{j} \quad (2.1)$$

$$\mathbf{j}' = -f(\boldsymbol{\mu}\mathbf{a})\mathbf{a} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\mu} &= (\mu_{\uparrow}, \mu_{\downarrow}), \mathbf{j} = (j_{\uparrow}, j_{\downarrow}), \mathbf{a} = (1, -1), \\ \beta_{\uparrow\uparrow} &= e(\rho_{i\uparrow} + An_{\uparrow}^{-2}), \beta_{\downarrow\downarrow} = e(\rho_{i\downarrow} + An_{\downarrow}^{-2}) \\ \beta_{\uparrow\downarrow} &= \beta_{\downarrow\uparrow} = -eA(n_{\uparrow}n_{\downarrow})^{-1}, f = \frac{e\Pi_0}{\tau_{sf}} \\ \Pi_0^{-1} &= \Pi_{\uparrow}^{-1} + \Pi_{\downarrow}^{-1} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Здесь $\mu_{\uparrow}, \mu_{\downarrow}, j_{\uparrow}, j_{\downarrow}$ - спиновые компоненты электрохимического потенциала и плотности тока соответственно, штрих означает дифференцирование по координате вдоль проводника (рассматривается одномерная задача, сечение проводника, для простоты записи, считается постоянным), $n_{\uparrow}, n_{\downarrow}$ - плотности электронных спиновых компонент, $\rho_{i\uparrow}, \rho_{i\downarrow}$ - их удельные электросопротивления, связанные со столкновениями с потерей импульса, e - заряд электрона, $\Pi_{\uparrow}, \Pi_{\downarrow}$ - компоненты плотности состояний на поверхности Ферми, τ_{sf} - время свободного пробега электрона относительно процессов спин-флипа. Коэффициент A пропорционален частоте нормальных столкновений ν_N , как указано в [18], в случае электрон-электронных столкновений

$$A \approx e^{-2}m\nu_{ee}n_m, n_m^{-1} = n_{\uparrow}^{-1} + n_{\downarrow}^{-1}, \quad (2.4)$$

где m - масса носителей тока, ν_{ee} - частота электрон-электронных столкновений.

Сформулируем задачу о сопротивлении неоднородного проводника следующим образом. Пусть L - характерный размер неоднородного участка проводника, при $|x| > L$ проводник однороден, причем удельные электросопротивления $e^{-1}\beta_l$ при $x < L/2$ и $e^{-1}\beta_r$ при $x > L/2$ могут различаться. Более

того, мы полагаем, что в областях $|x| > L$ устанавливается равновесие между спиновыми компонентами, это означает, что электрохимический потенциал в этой области равен своему равновесному значению и может быть записан в виде

$$\boldsymbol{\mu} = \boldsymbol{\mu}_e = \mu_e \mathbf{n}. \quad (2.5)$$

Электросопротивление участка проводника между точками $x = M$, $x = -M$, $M \gg L$, очевидно, равно

$$R = \frac{\mu(-M) - \mu(M)}{ejs}, \quad (2.6)$$

где s - площадь сечения проводника; μ - электрохимический потенциал, одинаковый для обеих спиновых компонент в далекой от неоднородности области; js - полный электрический ток через сечение проводника, очевидно, не зависящий от x в силу сохранения электрического заряда. Удобно записать: $j = \mathbf{j}\mathbf{n}$, где вектор $\mathbf{n} = (1, 1)$, сохранение j видно из уравнения (2), скалярно умноженного на \mathbf{n} .

Покажем, что в случае магнитно неоднородного проводника имеет место связь между электросопротивлением и скоростью производства энтропии, подобная известной для однородного проводника [52]:

$$R = \frac{1}{ej^2s} \int_{-M}^M \left[\mathbf{j}\hat{\beta}\mathbf{j} + f(\boldsymbol{\mu}\mathbf{a})^2 \right] dx \quad (2.7)$$

Легко показать, что равенство (2.7) тождественно равенству (2.6). Это доказывается интегрированием "по частям" величины $\mathbf{j}\hat{\beta}\mathbf{j}$ с использованием уравнений (2.1), (2.2), а также того, что в точках $x = M$, $x = -M$

справедливо выражение (2.5):

$$\begin{aligned}
R &= \frac{1}{ej^2s} \int_{-M}^M \mathbf{j} \hat{\beta} \mathbf{j} dx + \frac{1}{ej^2s} \int_{-M}^M f(\boldsymbol{\mu} \mathbf{a})^2 dx = \\
&= -\frac{1}{ej^2s} \int_{-M}^M \mathbf{j} \boldsymbol{\mu}' dx + \frac{1}{ej^2s} \int_{-M}^M f(\boldsymbol{\mu} \mathbf{a})^2 dx = \\
&= \frac{1}{ej^2s} \mathbf{j} \boldsymbol{\mu} \Big|_{-M}^M + \frac{1}{ej^2s} \int_{-M}^M \mathbf{j}' \boldsymbol{\mu} dx + \frac{1}{ej^2s} \int_{-M}^M f(\boldsymbol{\mu} \mathbf{a})^2 dx = \\
&= \frac{1}{ej^2s} \mathbf{j} \boldsymbol{\mu} \Big|_{-M}^M - \frac{1}{ej^2s} \int_{-M}^M f(\boldsymbol{\mu} \mathbf{a})^2 dx + \frac{1}{ej^2s} \int_{-M}^M f(\boldsymbol{\mu} \mathbf{a})^2 dx = \\
&= \frac{\mu(-M) - \mu(M)}{ej^2s}
\end{aligned}$$

Также можно показать, что квадратичная форма $\mathbf{j} \hat{\beta} \mathbf{j} / e$ всегда положительна. Действительно, непосредственная проверка с использованием выражений (2.3) дает:

$$\begin{aligned}
\mathbf{j} \hat{\beta} \mathbf{j} / e &= j_{\uparrow}^2 (\rho_{i\uparrow} + An_{\uparrow}^{-2}) + j_{\downarrow}^2 (\rho_{i\downarrow} + An_{\downarrow}^{-2}) - 2j_{\uparrow} j_{\downarrow} \frac{A}{n_{\uparrow} n_{\downarrow}} = \\
&= j_{\uparrow}^2 \rho_{i\uparrow} + j_{\downarrow}^2 \rho_{i\downarrow} + A \left(\frac{j_{\uparrow}}{n_{\uparrow}} - \frac{j_{\downarrow}}{n_{\downarrow}} \right)^2 \geq 0
\end{aligned}$$

откуда следует положительность сопротивления. Первое слагаемое в подынтегральном выражении (2.7) соответствует производству энтропии при джоулевым нагреве, второе - в процессах спин-флипа.

В случае столь плавной неоднородности, что в каждой точке x проводника успевает устанавливаться равновесие между спиновыми компонентами и справедливо выражение (2.5), то равновесный ток, как это следует из (2.1), $\mathbf{j}_e = -\mu'_e \hat{\beta}^{-1} \mathbf{n}$. Поскольку мы считаем заданным полный ток, то $\mathbf{j}_e \mathbf{n} = j$ и величина μ'_e может быть непосредственно выражена через полную плотность тока:

$$\mu'_e = -\frac{j}{\beta_{nn}^{-1}}, \quad \beta_{nn}^{-1} = \mathbf{n} \hat{\beta}^{-1} \mathbf{n} \quad (2.8)$$

откуда для равновесного сопротивления имеем

$$R_e = \frac{1}{es} \int_{-M}^M \frac{dx}{\beta_{nn}^{-1}} \quad (2.9)$$

С другой стороны, подставляя в формулу (2.7) равновесный ток и равновесный электрохимический потенциалы, и учитывая, что $\boldsymbol{\mu}_e \mathbf{a} = \mu_e \mathbf{a} \mathbf{n} = 0$ получаем

$$R_e = \frac{1}{ej^2s} \int_{-M}^M \mathbf{j}_e \hat{\beta} \mathbf{j}_e dx \quad (2.10)$$

Выражения (2.9) и (2.10), естественно, эквивалентны. Нетрудно понять, что равновесная ситуация соответствует пределу $\lambda \ll L$, где диффузионная длина спиновой релаксации $\lambda \approx v\sqrt{\tau\tau_{sf}}$, v - скорость носителей, τ - время свободного пробега относительно всех столкновений, существенно изменяющих импульс отдельного электрона (т.е. как нормальных, так и изменяющих импульс всей электронной системы).

Добавку к сопротивлению ΔR , связанную со спиновой неравновесностью и являющуюся прямым аналогом сопротивления контакта при соединении двух однородных проводников с различными магнитными свойствами, естественно определить следующим образом: $\Delta R = R - R_e$. Из (2.7) и (2.10) получаем

$$\Delta R = \frac{1}{ej^2s} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\Delta \mathbf{j} \hat{\beta} \Delta \mathbf{j} + f(\boldsymbol{\mu} \mathbf{a})^2 \right] dx, \quad (2.11)$$

$$\Delta \mathbf{j} = \mathbf{j} - \mathbf{j}_e$$

здесь учтено, что $\mathbf{j}_e \hat{\beta} \Delta \mathbf{j} = \Delta \mathbf{j} \hat{\beta} \mathbf{j}_e = -\Delta \mathbf{j} \mathbf{n} \mu'_e = 0$. Первое из этих равенств есть следствие самосопряженности оператора $\hat{\beta}$, второе связано с тем, что при заданной полной плотности тока j величину $\Delta \mathbf{j}$ следует считать антисимметричным по спиновым компонентам вектором: $\Delta \mathbf{j} = \Delta j \mathbf{a}$, $\Delta \mathbf{j} \mathbf{n} = 0$. Интегрирование в (2.11) продлено до бесконечностей, поскольку величины $\Delta \mathbf{j}$ и $\boldsymbol{\mu} \mathbf{a}$ исчезают в равновесных областях проводника. Из выражения (2.11) непосредственно следует положительность добавки к сопротивлению, т.е. сопротивление только возрастает за счет спиновой неравновесности в проводнике, обусловленной его магнитной неоднородностью.

Поскольку величина $\Delta \mathbf{j}$ - это плотность диффузионного тока, то из соотношения $\boldsymbol{\mu}' \mathbf{a} = -\beta_{aa} \Delta j$ (которое следует из (2.1)), а также известной

связи $\delta n_{\uparrow,\downarrow} = \Pi_{\uparrow,\downarrow} \mu_{\uparrow,\downarrow}$ между отклонениями электрохимического потенциала и плотности, требования электронейтральности $\delta n_{\uparrow} = -\delta n_{\downarrow}$, следует, что коэффициент диффузии неравновесной спиновой плотности

$$D = \frac{1}{e\Pi_0\beta_{aa}}, \quad \beta_{aa} = e \left[\rho_{i\uparrow} + \rho_{i\downarrow} + A \left(n_{\uparrow}^{-1} + n_{\downarrow}^{-1} \right)^2 \right] \quad (2.12)$$

и, соответственно, диффузионная длина спиновой релаксации:

$$\lambda = \sqrt{D\tau_{sf}} = \sqrt{\frac{1}{f\beta_{aa}}} \quad (2.13)$$

При конкретных вычислениях сопротивления оказывается удобным пользоваться именно выражениями (2.9), (2.11) вместо непосредственного определения с необходимой точностью электрохимического потенциала. Мы будем интересоваться, в основном, "неравновесной" добавкой к сопротивлению ΔR , разделение вкладов в сопротивление R_e и ΔR возможно вследствие их разной температурной зависимости и зависимости от пространственного масштаба неоднородности. В ряде рассмотренных случаев вклад ΔR является основным.

2.3. Случай частых процессов спин-флипа

При $\lambda/L \ll 1$ в области неоднородности за время диффузионного ее прохождения электроном успевает устанавливаться спиновое равновесие и в главном порядке по указанному малому параметру имеем из (2.9):

$$R_e = \frac{1}{se} \int_{-M}^M \frac{\rho_{i\uparrow}\rho_{i\downarrow} + A \left(\rho_{i\uparrow}n_{\downarrow}^{-2} + \rho_{i\downarrow}n_{\uparrow}^{-2} \right)}{\rho_{i\uparrow} + \rho_{i\downarrow} + A \left(n_{\uparrow}^{-1} + n_{\downarrow}^{-1} \right)^2} dx \quad (2.14)$$

Данный результат отражает тот известный [19] факт, что с увеличением частоты электрон-электронных столкновений при переходе от в основном примесного ($\nu_i \gg An^{-2}$) к в основном межэлектронному рассеянию ($An^{-2} \gg \nu_i$) сопротивление увеличивается, не изменяя порядка величины, поскольку вместо характерного для рассеяния на примесях распределения

электронов по импульсам устанавливается характерное для межэлектронного рассеяния дрейфовое распределение носителей. В рассматриваемой ситуации, описываемой приближением Фленсберга [46], примесное рассеяние приводит к недрейфовому распределению, т.е. скорости дрейфа обеих спиновых компонент различны, если $\rho_{i\uparrow}n_{\uparrow} \neq \rho_{i\downarrow}n_{\downarrow}$, при этом сопротивления в двух противоположных предельных случаях различны ($\rho_{i\uparrow}\rho_{i\downarrow}/(\rho_{i\uparrow} + \rho_{i\downarrow})$ и $(\rho_{i\uparrow}n_{\downarrow}^{-2} + \rho_{i\downarrow}n_{\uparrow}^{-2}) / (n_{\uparrow}^{-1} + n_{\downarrow}^{-1})^2$ в подынтегральном выражении (2.14)). Таким образом, с увеличением частоты межэлектронных столкновений при повышении температуры возможно наблюдать в эксперименте указанный переход между разными значениями сопротивления. Если же, варьируя плотности спиновых компонент (с помощью электростатического затвора или магнитного поля), возможно устранить одну из компонент (например $n_{\downarrow} \rightarrow 0$), то данное изменение сопротивления с температурой не будет иметь места. Подчеркнем, однако, что последнее утверждение базируется на модели Фленсберга [46], в которой спектр электронов изотропен и отсутствуют различные по своим свойствам группы электронов с одинаковым направлением спина. Изменение сопротивления с температурой отсутствует в этой модели и для немагнетика, поскольку имеет место вырождение по спину (при этом $\rho_{i\uparrow}n_{\uparrow} = \rho_{i\downarrow}n_{\downarrow}$).

Величину асимметричной по спину компоненты электрохимического потенциала $\mu\mathbf{a}$, связанную со спиновой неравновесностью, найдем в первом приближении из уравнения (2.2), подставляя в левую его часть величину равновесного тока:

$$\mu\mathbf{a} = -\frac{1}{2f}(\mathbf{j}_e\mathbf{a})', \quad (2.15)$$

учтено, что $\mathbf{a}^2 = 2$. Из (2.1), учитывая антисимметричность вектора $\Delta\mathbf{j}$, получаем:

$$\Delta\mathbf{j} = -\frac{(\mu\mathbf{a})'}{\beta_{aa}} \quad (2.16)$$

Матричные элементы операторов в базисе векторов \mathbf{a} и \mathbf{n} здесь и далее опре-

делены аналогично матричному элементу в формуле (2.8). Из (2.15), (2.16) следует, что $\Delta j \ll j$ при $(D\tau_{sf})^{1/2} \ll L$, таким образом, используемый в данном разделе метод последовательных приближений при решении уравнений (2.2), (2.1) действительно оправдан при $\lambda \ll L$. Из (2.16) также следует, что первое слагаемое в квадратных скобках в выражении для добавки к сопротивлению (2.11) может быть с той же точностью опущено по сравнению со вторым:

$$\Delta \mathbf{j} \hat{\beta} \Delta \mathbf{j} = \frac{(\boldsymbol{\mu} \mathbf{a})'^2}{\beta_{aa}} \ll f(\boldsymbol{\mu} \mathbf{a})^2$$

Поэтому из (2.11) имеем:

$$\Delta R = \frac{1}{4ej^2s} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\mathbf{j}_e \mathbf{a})'^2}{f} dx$$

Из (2.2), (2.8) для равновесного тока следует

$$\mathbf{j}_e = j \frac{\hat{\beta}^{-1} \mathbf{n}}{\beta_{nn}^{-1}}, \quad (2.17)$$

таким образом

$$\begin{aligned} \Delta R &= \frac{1}{4es} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{f} \left(\frac{\beta_{an}}{\beta_{aa}} \right)'^2 dx = \\ &= \frac{1}{4e^2s} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tau_{sf}}{\Pi_0} \left(\frac{\rho_{i\uparrow} - \rho_{i\downarrow} + A(n_{\uparrow}^{-2} - n_{\downarrow}^{-2})}{\rho_{i\uparrow} + \rho_{i\downarrow} + A(n_{\uparrow}^{-1} + n_{\downarrow}^{-1})^2} \right)'^2 dx \quad (2.18) \end{aligned}$$

здесь учтено, что $\beta_{an}^{-1}/\beta_{nn}^{-1} = -\beta_{an}/\beta_{aa}$. Заметим, что ΔR не стремится к нулю (если $n_{\uparrow} \neq n_{\downarrow}$) при $\rho_{i\uparrow, \downarrow} \rightarrow 0$ в отличие от равновесного сопротивления (2.14). Это обстоятельство соответствует физическим соображениям работы [18]: эффект "толпы" определяет вклад нормальных столкновений в неравновесную по спину часть сопротивления, хотя эти столкновения не могут быть причиной сопротивления в однородном образце (выражение (2.14) соответствует приближению локальной однородности проводника). Таким образом, выражение (2.18) определяет основной вклад в сопротивление проводника в случае существенного преобладания нормальных столкновений над

столкновениями, не сохраняющими импульс: $\rho_i \ll An^{-2}$ (мы предполагаем также, что измеряется сопротивление образца, размер которого не превышает значительно размер области неоднородности: $M \approx L$). При этом условии сопротивление принимает следующий простой вид:

$$R = \frac{1}{4e^2 s} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tau_{sf}}{\Pi_0} \left(\frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} \right)^2 dx. \quad (2.19)$$

Как видно из выражений (2.18), (2.19) случай достаточно резкого перехода от центральной области проводника к краям не может быть описан этим выражением, поскольку интеграл в (2.18), (2.19) стремится к бесконечности с уменьшением ширины перехода. Этот случай рассмотрен в конце следующего раздела.

Результаты (2.18) и, особенно, (2.19) предоставляют возможность непосредственно из данных по сопротивлению изучать процессы спин-флипа в магнетике, магнитные свойства которого достаточно медленно изменяются с координатой.

2.4. Случай редких процессов спин-флипа

В случае $L \ll \lambda$ процессами спин-флипа в области неоднородности в главном приближении можно пренебречь, эта область играет роль генератора спиновой неравновесности, а спиновая релаксация происходит справа и слева от нее. Иными словами, плотность тока в области неоднородности \mathbf{j}_c можно считать постоянной, а электрохимический потенциал в ней

$$\boldsymbol{\mu} = \boldsymbol{\mu}_c - \hat{B}(x)\mathbf{j}_c, \quad \hat{B}(x) = \int_0^x \hat{\beta}(x')dx', \quad (2.20)$$

где $\boldsymbol{\mu}_c$ - постоянный вектор. В областях же однородности свойств проводника решения уравнений (2.2), (2.1)

$$\Delta \mathbf{j} = cae^{\pm x/\lambda}, \quad \boldsymbol{\mu} = (\mu - bx)\mathbf{n} \mp \lambda c \hat{\beta} a e^{\pm x/\lambda},$$

$$b_{l,r} = \frac{j}{\beta_{nml,r}^{-1}}. \quad (2.21)$$

здесь индексы l и r означают левую и правую области однородности, знак "+" в показателе экспоненты соответствует левой, знак "-" - правой областям, $c_{l,r}$, $\mu_{l,r}$ - произвольные пока константы, величины $\lambda_{l,r}$ определяются выражением (2.13).

Казалось бы, сшивание выражений для $\boldsymbol{\mu}$ в области неоднородности с левой и правой асимптотиками дает возможность непосредственно определить сопротивление. Однако соблюсти необходимую точность в главном приближении по малому параметру L/λ гораздо проще, используя выражение (2.11). При этом достаточно сшить выражения для токов:

$$\mathbf{j}_c = c_l \mathbf{a} + \mathbf{j}_{el} = c_r \mathbf{a} + \mathbf{j}_{er}. \quad (2.22)$$

и записать

$$\Delta Re j^2 s = c_l^2 \lambda_l \beta_{aal} + c_r^2 \lambda_r \beta_{aar} + P. \quad (2.23)$$

где первые два слагаемые - вклад в интеграл в (2.11) областей порядка λ слева и справа от области неоднородности (при их вычислении мы использовали равенство $f(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{a})^2 = f^{-1}(\mathbf{j}')^2$, следующее из (2.2), и равенство (2.13)), а P - вклад области неоднородности:

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\beta_{aa} (\mathbf{j}_c - \mathbf{j}_e)_a^2 - \beta_{aa s} c_s^2 \right] dx. \quad (2.24)$$

здесь индекс a у векторов означает их проекцию на орт \mathbf{a} : $\mathbf{a} \cdot \mathbf{c} = 2c_a$, а индекс s означает значение данной величины в далеких правой или левой областях:

$$\beta_{aa s} = \beta_{aar}, x > 0; \beta_{aa s} = \beta_{aal}, x < 0. \quad (2.25)$$

Величина $\beta_{aa s} c_s^2$ вычтена из подынтегрального выражения в (2.24), чтобы обеспечить сходимость интеграла, тем самым достигается разделение вкладов в (2.23) на "внешнюю" по отношению к области неоднородности и "внутреннюю" части.

Для определения величин $c_{l,r}$ в выражениях (2.23), (2.24) запишем антисимметричную компоненту разности уравнений сшивки электрохимического

потенциала справа и слева от области неоднородности:

$$\lambda_r c_r \beta_{aar} + \lambda_l c_l \beta_{aal} + \Delta B_{aar} c_r + \Delta B_{aal} c_l + \mathbf{a}(\Delta \hat{B}_r \mathbf{j}_{er} + \Delta \hat{B}_l \mathbf{j}_{el}) = 0, \quad (2.26)$$

$$\Delta \hat{B}_l = \int_{-\infty}^0 [\hat{\beta}(x) - \hat{\beta}_l] dx, \quad \Delta \hat{B}_r = \int_0^{\infty} [\hat{\beta}(x) - \hat{\beta}_r] dx.$$

Уравнение (2.26) записано в главном приближении по малому параметру L/λ , при его записи учтено, что $\mathbf{a}\hat{\beta}_{r,l}\mathbf{j}_{er,l} = -\mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\mu}_{er,l} = 0$. Заметим, что его вид не зависит от выбора точек сшивки вблизи границ переходной области. Действительно при разложении экспоненты в выражении (2.22) вблизи границ имеем: $\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{a} = \mp \lambda c \beta_{aa} e^{\pm x/\lambda} \approx \mp \lambda c \beta_{aa} - x c \beta_{aa}$ и второе слагаемое здесь сокращается в уравнении сшивки с зависящей от x частью $\boldsymbol{\mu}$ из (2.21); например, в области “правой” сшивки $-\mathbf{a}\hat{B}(x)\mathbf{c}\mathbf{a} = -\Delta B_{aar} c_r - x c_r \beta_{aar}$. Удержание следующих членов разложения по L/λ привело бы к величинам следующего порядка по параметру L/λ . Решение (2.26) совместно с (2.22) дает:

$$c_{r,l} = -\frac{\pm \lambda_{l,r} \beta_{aal,r} (\mathbf{j}_{er} - \mathbf{j}_{el})_a + \mathbf{a} \Delta \hat{B} \mathbf{j}_{er,l}}{\lambda_r \beta_{aar} + \lambda_l \beta_{aal} + \Delta B_{aa}}, \quad (2.27)$$

$$\Delta \hat{B} = \Delta \hat{B}_r + \Delta \hat{B}_l.$$

Для величины j_{ca} из (2.22) имеем:

$$j_{ca} = \frac{2\lambda_r \beta_{aar} j_{ear} + 2\lambda_l \beta_{aal} j_{eal} - \Delta B_{aa} j}{2(\lambda_r \beta_{aar} + \lambda_l \beta_{aal} + \Delta B_{aa})}, \quad (2.28)$$

$$j_{ea} = -j \frac{\beta_{na}}{\beta_{aa}}.$$

здесь использовано, что $j_{enr} = j_{enl} = j/2$.

Достаточно громоздкое выражение для ΔR , получающееся при подстановке (2.27), (2.28) в (2.23), (2.24), можно заметно упростить, заметив существенное различие между случаями большой и малой разности проводимостей на правом и левом краях проводника, конкретно, разности величин j_{er} и j_{el} . Если $|j_{ear} - j_{eal}| \approx j$, то величины $c \approx j$ и вклад P области неоднородности проводимости мал по сравнению с вкладом порядка $\lambda_s \beta_{aa} s j^2$

областей диффузионной спиновой неравновесности. Вклад P становится заметным при $(|j_{ear} - j_{eal}|/j)^2 \lesssim L/\lambda$, при этом различие между j_{er} и j_{el} , а также величиной $c_s \sim |j_{ear} - j_{eal}|/j$ в выражении для P можно пренебречь.

Если также можно пренебречь величинами ΔB в (2.27), (2.28) в сравнении с $\lambda\beta_{aa}$ (т.е. отсутствует резкое увеличение электросопротивления хотя бы одной из спиновых компонент в области неоднородности $\beta_{aa} \ll \beta_{aa s}\lambda/L$) из (2.23), (2.24) следует

$$\Delta R = \Delta R_j + \Delta R_t, \quad (2.29)$$

$$\Delta R_j = \frac{\lambda_l \lambda_r \beta_{aal} \beta_{aar} [(\beta_{an}/\beta_{aa})_r - (\beta_{an}/\beta_{aa})_l]^2}{4es(\lambda_l \beta_{aal} + \lambda_r \beta_{aar})}, \quad (2.30)$$

$$\Delta R_t = \frac{1}{4es} \int \beta_{aa} \left[\frac{\beta_{an s}}{\beta_{aa s}} - \frac{\beta_{an}}{\beta_{aa}} \right]^2 dx. \quad (2.31)$$

Поскольку вклад области перехода ΔR_t в (2.29) существенен только при малом различии величин β_r и β_l , введение формально зависящих от выбора начала координат величин β_s является просто способом сделать интеграл в (2.31) сходящимся и не влияет в главном приближении по параметру L/λ на величину ΔR .

Интересно отметить, что выражение (2.30) можно переписать в следующем виде

$$\Delta R = \frac{\lambda_l \lambda_r (\gamma_{r\uparrow} \gamma_{l\downarrow} - \gamma_{r\downarrow} \gamma_{l\uparrow})^2}{\gamma_l \gamma_r (\lambda_l \gamma_l + \lambda_r \gamma_r)}, \quad (2.32)$$

где мы ввели новые обозначения по правилу

$$\begin{aligned} \gamma &= \gamma_{\uparrow} + \gamma_{\downarrow} = \frac{\beta_{aa}}{es} \\ \gamma_{\uparrow} - \gamma_{\downarrow} &= \frac{\beta_{an}}{es}. \end{aligned}$$

При этом, формула для сопротивления неоднородности (2.32) может быть формально получена как разность сопротивлений цепей (а) и (б), изобра-

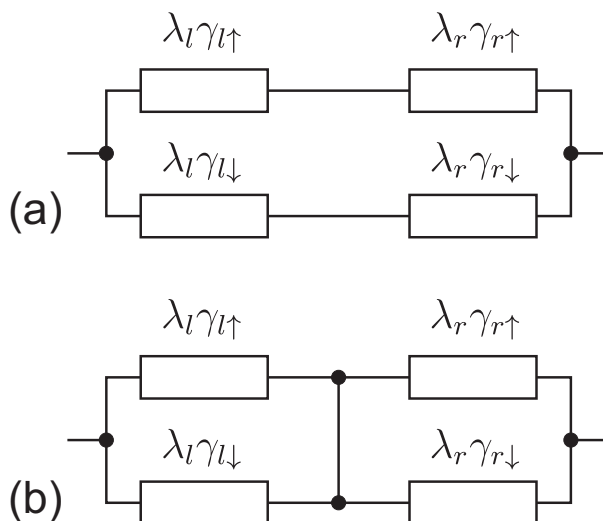


Рис. 2.3. Эквивалентная схема для расчета сопротивления границы ($L \ll \lambda$) между двумя проводниками с разными магнитными свойствами.

женных на рис. 2.3:

$$\begin{aligned}
 R_a - R_b &= \frac{(\lambda_l \gamma_{l\uparrow} + \lambda_r \gamma_{r\uparrow})(\lambda_l \gamma_{l\downarrow} + \lambda_r \gamma_{r\downarrow})}{\lambda_l \gamma_{l\uparrow} + \lambda_r \gamma_{r\uparrow} + \lambda_l \gamma_{l\downarrow} + \lambda_r \gamma_{r\downarrow}} - \frac{\lambda_l \gamma_{l\uparrow} \gamma_{l\downarrow}}{\gamma_{l\uparrow} + \gamma_{l\downarrow}} - \frac{\lambda_r \gamma_{r\uparrow} \gamma_{r\downarrow}}{\gamma_{r\uparrow} + \gamma_{r\downarrow}} = \\
 &= \frac{\lambda_l \lambda_r (\gamma_{r\uparrow} \gamma_{l\downarrow} - \gamma_{r\downarrow} \gamma_{l\uparrow})^2}{\gamma_l \gamma_r (\lambda_l \gamma_l + \lambda_r \gamma_r)} = \Delta R
 \end{aligned}$$

Величина ΔR_j в (2.29) описывает вклад в электросопротивление соединения проводников с разными магнитными свойствами. Отметим, что выражение (2.30) для ΔR_j применимо и при $L > \lambda$, если область перехода между асимптотиками на бесконечностях содержит внутри себя узкие переходы, ширина которых $L_{tr} \ll \lambda$ - это именно тот случай, когда нельзя пользоваться выражениями (2.18), (2.19) предыдущего раздела из-за стремления интеграла к бесконечности. В этом случае, как и в любом случае резкого перехода, вклад каждой границы описывается выражением (2.30) (если области шириной порядка λ вокруг границ не перекрываются), в котором индексы r и l будут обозначать соприкасающиеся проводники.

Как видно из выражений (2.29)–(2.31), электрон-электронные столкновения вносят свой вклад в сопротивление магнитно-неоднородного проводника ($\beta_{aa}, \beta_{an} \propto \nu_i + \nu_{ee}$, см. (2.3), где ν_i и ν_{ee} частоты столкновений электронов

с дефектами и между собой соответственно). Причем, поскольку электрон-электронные столкновения сами по себе не вносят вклада в “равновесное” сопротивление (2.9), то относительная роль спиновой неравновесности, выражаемая величиной $\Delta R/R_e$ растет при увеличении частоты электрон-электронных столкновений. Таким образом, “эффект толпы” [18] имеет место и в случае плавной неоднородности магнитных свойств при условии $L \ll \lambda$. В случае разных магнетиков слева и справа рассогласование дрейфовых скоростей спиновых компонент устраняется на длинах порядка λ , в области рассогласования имеет место сильное трение компонент друг о друга, приводящее к сопротивлению. Если магнетики с обеих сторон одинаковые, то рассогласование и трение имеют место только в переходной области. При анализе температурной зависимости сопротивления следует иметь в виду, что с ростом ν_{ee} уменьшается диффузионная длина (см. (2.13)), таким образом, при преобладании электрон-электронных столкновений над столкновениями с дефектами $\Delta R \propto \nu_{ee}^{1/2}$, если магнетики с обеих сторон разные, и $\Delta R \propto \nu_{ee}$ в случае одинаковых магнетиков. Рост ΔR с ростом ν_{ee} прекратится, когда нарушится условие $L \ll \lambda$, в противоположном предельном случае справедливы выражения (2.18), (2.19).

Проиллюстрируем зависимость дополнительного сопротивления от ширины переходной области L для случая слабой неоднородности. Пусть “тензор электропроводности” $\hat{\alpha} \equiv \hat{\beta}^{-1} = \hat{\alpha}_0 + \delta\hat{\alpha}$, где $\hat{\alpha}_0$ не зависит от координаты, $\delta\hat{\alpha} \ll \hat{\alpha}_0$. В этом случае нетрудно записать решение уравнений (2.1), (2.2), приближенно справедливые независимо от соотношения между величинами L и λ . Ограничимся случаем в главном приближении немагнетика, т.е. $\alpha_{0an} = \alpha_{0na} = 0$. Тогда получаем систему уравнений, которую можно решить методом последовательных приближений:

$$(\hat{\alpha} + \delta\hat{\alpha})(\boldsymbol{\mu}'_0 + \boldsymbol{\mu}'_1 + \boldsymbol{\mu}'_2 + \dots) = -\mathbf{j}_0 - \mathbf{j}_1 - \mathbf{j}_2 - \dots \quad (2.33)$$

$$\mathbf{j}'_0 + \mathbf{j}'_1 + \mathbf{j}'_2 + \dots = -f((\boldsymbol{\mu}_0 + \boldsymbol{\mu}_1 + \boldsymbol{\mu}_2 + \dots) \mathbf{a}) \mathbf{a}. \quad (2.34)$$

Будем считать, что полный ток j_0 задан, в этом случае поправки для тока в следующих приближениях будут только пропорциональны вектору \mathbf{a} : $\mathbf{j}_1 = j_1 \mathbf{a}$, $\mathbf{j}_2 = j_2 \mathbf{a}$. Также, очевидно, что в нулевом приближении $\boldsymbol{\mu}_0 = \mu_{0n} \mathbf{n}$ (при рассмотрении данного вопроса мы будем записывать вектора в виде $\boldsymbol{\mu} = \mu_n \mathbf{n} + \mu_a \mathbf{a}$), т.к. мы считаем, что в главном приближении у нас немагнетик. Нулевое приближение уравнения (2.33) дает следующее:

$$\mu'_{n0} = -\frac{j_0}{\alpha_{0nn}}. \quad (2.35)$$

Первое приближение уравнений (2.33), (2.34) запишется следующим образом:

$$\hat{\alpha}_0 \mathbf{n} \mu'_{1n} + \hat{\alpha}_0 \mathbf{a} \mu'_{1a} + \delta \hat{\alpha} \mathbf{n} \mu'_{0n} = -j_1 \mathbf{a} \quad (2.36)$$

$$j'_1 \mathbf{a} = -f(\boldsymbol{\mu}_1 \mathbf{a}) \mathbf{a}. \quad (2.37)$$

Домножая обе части (2.36) на \mathbf{n} получаем выражение для первой поправки к симметричной компоненте электрохимического потенциала

$$\mu'_{1n} = -\frac{\delta \alpha_{nn}}{\alpha_{0nn}} \mu'_{0n},$$

откуда, воспользовавшись (2.35) получаем равновесную поправку к сопротивлению, которая, не связана с наличием магнитной неоднородности:

$$\delta R_e = -\frac{1}{\alpha_{0nn}^2} \int \delta \alpha_{nn}(x) dx.$$

Домножая обе части (2.36) на \mathbf{a} , получаем:

$$\alpha_{0aa} \mu'_{1a} + \delta \alpha_{na} \mu'_{0n} = -2j_1. \quad (2.38)$$

Дифференцируя обе части (2.38) по координате, и используя (2.37) из которого следует, что $j'_1 = -2f\mu_{1a}$, получаем следующее уравнение диффузии с источником:

$$\mu''_{1a} - \frac{1}{\lambda^2} \mu_{1a} = \frac{j_0}{\alpha_{0nn} \alpha_{0aa}} \delta \alpha'_{na}, \quad (2.39)$$

где вследствие того, что в нулевом приближении у нас немагнетик, мы, используя (2.3), (2.13), записали $1/\lambda^2 = 4f/\alpha_{0aa}$. Решение уравнения (2.39)

выглядит следующим образом:

$$\mu_{1a}(x) = \frac{j_0}{\alpha_{0nn}\alpha_{0aa}} \int G(x - x_1) \delta\alpha'_{na}(x_1) dx_1, \quad (2.40)$$

где функция Грина равна

$$G(x) = -\frac{\lambda}{2} e^{|x|/\lambda}.$$

Второе приближение уравнения (2.33) запишется следующим образом:

$$\hat{\alpha}_0 \mathbf{n} \mu'_{2n} + \hat{\alpha}_0 \mathbf{a} \mu'_{2a} + \delta \hat{\alpha} \mathbf{a} \mu'_{1a} = -j_2 \mathbf{a}. \quad (2.41)$$

Мы не стали писать в (2.41) слагаемое $\delta \hat{\alpha} \mathbf{n} \mu'_{1n}$, т.к. нас не интересует вторая поправка к равновесному сопротивлению. Домножив обе части уравнения (2.41) на \mathbf{n} получаем:

$$\alpha_{0nn} \mu'_{2n} + \delta \alpha_{na} \mu'_{1a} = 0,$$

откуда находим

$$\begin{aligned} \Delta \mu_{2n} &= -\frac{1}{\alpha_{0nn}} \int_{-\infty}^{\infty} \mu'_{1a} \delta \alpha_{na} dx = \frac{1}{\alpha_{0nn}} \int_{-\infty}^{\infty} \mu_{1a} \delta \alpha'_{na} dx = \\ &= \frac{j_0}{\alpha_{0nn}^2 \alpha_{0aa}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(x_1 - x) \delta \alpha'_{na}(x) \delta \alpha'_{na}(x_1) dx dx_1. \end{aligned}$$

Таким образом, окончательно получаем выражения для добавки к равновесному сопротивлению δR и добавки к сопротивлению ΔR , связанной с наличием магнитной неоднородности в проводнике:

$$\begin{aligned} \delta R_e &= -\frac{1}{\alpha_{0nn}^2} \int \delta \alpha_{nn}(x) dx, \\ \Delta R &= \frac{\lambda}{2\alpha_{0nn}^2 \alpha_{0aa}} \int e^{-|x-x'|/\lambda} \delta \alpha'_{an}(x) \delta \alpha'_{an}(x') dx dx'. \end{aligned} \quad (2.42)$$

На рис. 2.4 изображены зависимости добавки к сопротивлению ΔR от L для случаев одинаковых а) $n_{\uparrow, \downarrow} = n_0(1 - +0.5e^{-x^2/L^2})$ и разных б) $n_{\uparrow, \downarrow} = n_0(1 - +\frac{0.5}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-y^2/L^2} dy)$ краев проводника. Пунктирной линией на рис. 2.4 (а) показана зависимость ΔR от L в пределе $L \ll \lambda$, рассчитанная

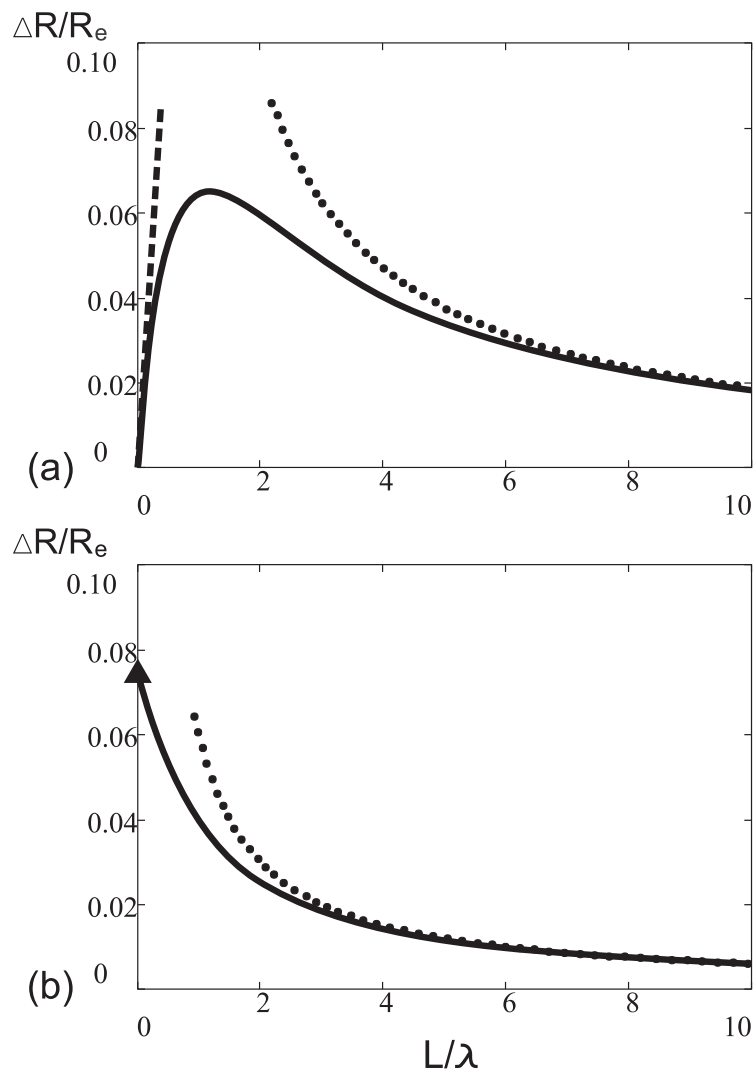


Рис. 2.4. Зависимость неравновесного сопротивления от размера области неоднородности.

для данной модели по формуле (2.31). На рис. (b) треугольником на оси ординат обозначено значение ΔR , рассчитанное при $L = 0$ по формуле (2.30). Точечной линией на обоих графиках (a) и (b) показана зависимость ΔR от L в пределе $L \gg \lambda$, рассчитанная по формуле (2.18). В любом случае $\Delta R \propto L^{-1}$ при $L \gg \lambda$. Добавка к равновесному сопротивлению δR_e , очевидно, $\propto L$ при одинаковых краях, не связана с e-e столкновениями и поэтому не зависит существенно от температуры и может быть устранена антисимметричным устройством $\delta \hat{\alpha}$ либо по координате, либо по проекции спина (при $\delta \alpha_{\downarrow} = -\delta \alpha_{\uparrow}$, $\delta \alpha_{nn} = 0$).

Стоит отметить, что при данной модельной зависимости спиновых плотностей от координаты точка пересечения горизонтальной прямой, определяемой выражением (2.30) и гиперболы, определяемой выражением (2.18), соответствует длине неоднородности $L \approx 0,8\lambda$ (случай (b) на рис. 2.4). Таким образом, для нахождения длины спиновой релаксации λ можно провести три замера сопротивления с разной длиной магнитной неоднородности L : одно измерение при заведомо $L \ll \lambda$ для построения горизонтальной прямой, и два измерения при условии $L \gg \lambda$ для построения гиперболической зависимости сопротивления от длины неоднородности L . Точка пересечения прямой и гиперболы даст возможность оценить величину λ .

2.5. Контакты типа спин-вентиль (spin-valve)

В данном подразделе речь идет о ситуации, в которой переходная область представляет собой существенный барьер для прохождения электронов хотя бы одной из спиновых компонент. Если величина $L\beta_{aa}$, пропорциональная сумме электросопротивлений переходной области для двух спиновых каналов, становится того же порядка или превышает “сопротивление” $\lambda\beta_{aa s}$ областей спиновой неравновесности по краям, то нельзя пренебрегать величинами ΔB в (2.27), (2.28) несмотря на малость параметра L/λ . При $L\beta_{aa} \gg \lambda\beta_{aa s}$ из (2.23), (2.24) и (2.27), (2.28) получаем для случая одинаковых магнетиков слева и справа от области перехода:

$$4es\Delta R = 2\lambda_s\beta_{aa s} \left[\frac{\beta_{an s}}{\beta_{aa s}} - \frac{\Delta B_{an}}{\Delta B_{aa}} \right]^2 + \int_{-\infty}^{\infty} (\beta_{aa} - \beta_{aa s}) \left[\frac{\beta_{an}}{\beta_{aa}} - \frac{\Delta B_{an}}{\Delta B_{aa}} \right]^2 dx, \quad \Delta \hat{B} = \Delta \hat{B}(\infty) - \Delta \hat{B}(-\infty). \quad (2.43)$$

Интегральное слагаемое здесь не растет неограниченно с ростом β_{aa} , β_{an} , поскольку в области большого значения этих величин с достаточной точностью выполнено равенство $\beta_{an}/\beta_{aa} = \Delta B_{an}/\Delta B_{aa}$. Поэтому интегральное

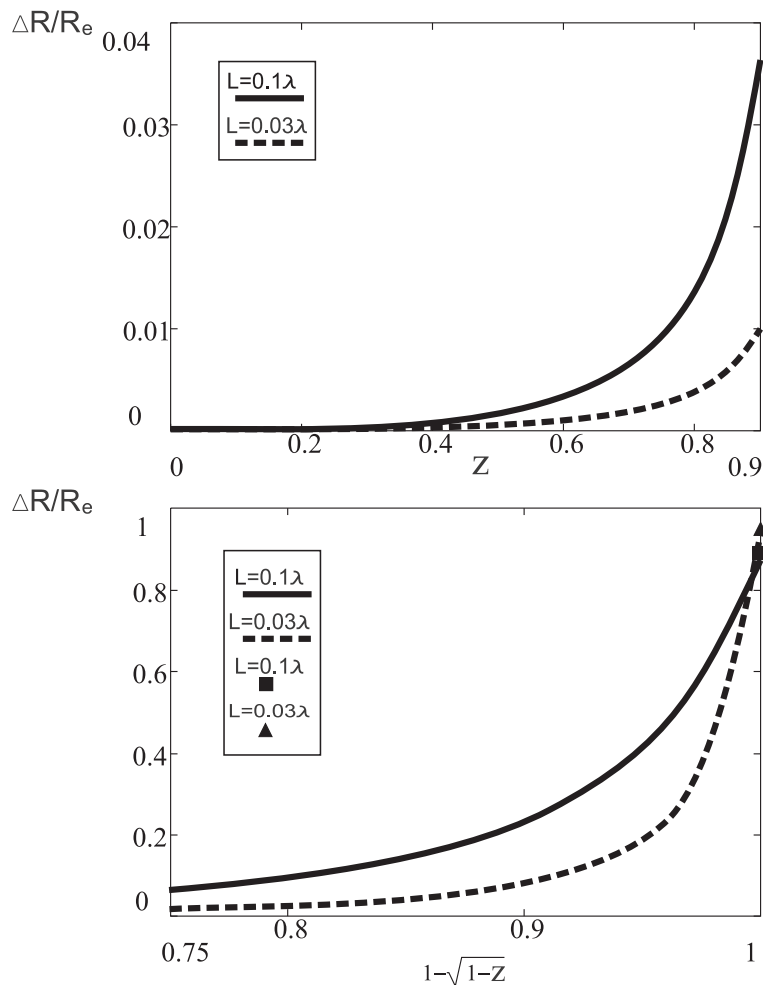


Рис. 2.5. Зависимость неравновесного сопротивления от потенциала затвора.

слагаемое в (2.43) существенно только в случае аномально малого значения разности в квадратных скобках первого слагаемого. Таким образом, как видно из (2.27) и (2.43), “всплеск” сопротивления приводит к значительной неравновесности в областях порядка λ с обеих сторон переходной области, она и определяет основной вклад в ΔR . В частности, если справа и слева расположены немагнетики ($\beta_{ans} = 0$), а между ними идеальный магнетик ($n_{\uparrow} \rightarrow 0, \beta_{an}/\beta_{aa} \rightarrow \Delta B_{an}/\Delta B_{aa} \rightarrow 1$), то формула (2.43) совпадает с соответствующим результатом работы [18].

Рассмотрим процесс приближения магнетика переходной области к идеальному магнетикю за счет уменьшения концентрации носителей одной спиновой компоненты: $n_{\uparrow} \rightarrow 0$. В эксперименте этого можно достигать, изменяя

электростатический потенциал затвора. При $n_{\uparrow} \rightarrow 0$ растет сопротивление одной из спиновых компонент: как следует из (2.3), (2.4), $\beta_{\uparrow\uparrow} \propto n_{\uparrow}^{-1}$ (в случае двумерного проводника как вклад столкновений с дефектами $\beta_{i\uparrow} \propto \Pi_{\uparrow}/n_{\uparrow}$, так и электрон-электронных столкновений пропорционален n^{-1}). Следовательно, также $\beta_{aa}, \beta_{an} \propto n_{\uparrow}^{-1}$. Поэтому в пределах применимости формулы (2.31) вклад каждой точки переходной области в ΔR растет $\propto n_{\uparrow}^{-1}$. Этот рост ограничен значением, определяемым формулой (2.43), когда величина $L\beta_{aa}$ сравнивается с величиной $\lambda\beta_{aa s}$. При $L\beta_{aa} \ll \lambda\beta_{aa s}$ переходная область практически не ограничивает протекание “спин вверх” тока, при $L\beta_{aa} \gg \lambda\beta_{aa s}$ эта компонента тока почти не входит в область почти идеального магнетика, трансформируясь в “проходную” компоненту за пределами этой области. На рис. 2.5 показан рост сопротивления магнетика при вытеснении одной из спиновых компонент ($n_{\uparrow} \rightarrow 0$ при $x = 0$) неоднородным электрическим потенциалом затвора для случая двумерной магнитной проводящей гетероструктуры. Зависимость потенциала от координаты моделируется выражением $e\varphi/\epsilon_{F\uparrow} = z \exp(-x^2/L^2)$, $\epsilon_{F\uparrow}$ - энергия Ферми соответствующей компоненты, температура положена равной нулю, при $z = 1$ - полное вытеснение в точке $x = 0$. При этом зависимости спиновых плотностей от координаты: $n_{\uparrow}(x) = n_0 (1 - z \exp(-x^2/L^2))$, $n_{\downarrow}(x) = n_0 (2 - z \exp(-x^2/L^2))$, длина всего проводника составляет 2λ , положено $\nu_{ee} = \nu_i$. Отметки в форме квадрата и треугольника соответствуют значению сопротивления, найденного для предельного случая по формуле (2.43).

Если же переход в пространстве от неидеального магнетика к идеальному является достаточно плавным (область перехода L_{tr} превышает λ), то трансформация тока происходит по мере поступления электронов в идеальный магнетик, не приводя к большому сопротивлению контакта. В главном приближении по малому параметру λ/L_{tr} сопротивление равно своему равновесному значению, определяемому выражением (2.9).

Рассмотрим задачу о сопротивлении “плавного” контакта двух идеальных

магнетиков с антипараллельной намагниченностью (GMR-контакт). Пусть в левой части переходной области $n_{\downarrow} = 0$, в правой $n_{\uparrow} = 0$, имеется область размера $L_{tr} \ll \lambda$, в которой обе концентрации отличны от нуля. Нетрудно понять, что потенциал μ_a в главном приближении по малому параметру L_{tr}/λ не зависит от x , поскольку успевает выравняться за время переворота спина в области контакта. При этом предположении из уравнения (2.2) и граничных условий на концах области контакта ($j_{\downarrow} = 0$ при $x = x_l$, $j_{\uparrow} = 0$, при $x = x_r$) в главном приближении следует:

$$j_a = -\mu_a \int_l^x f(x') dx' + j, \quad \mu_a = \frac{j}{\int_l^r f(x') dx'}, \quad \mu'_n = -(\hat{\beta} \mathbf{j})_n \ll \frac{\mu_a}{L_{tr}}.$$

Из уравнения (2.1) следует, что зависящие от x части потенциалов $\mu_{\uparrow, \downarrow}$ порядка $\mu_a (\lambda/L_{tr})^2$. Действительно, вблизи левой границы, например, особенность величины $\beta_{\downarrow\downarrow}$ компенсируется в произведении $\beta_{\downarrow\downarrow} j_{\downarrow}$ стремлением к нулю соответствующей компоненты тока. Таким образом, предположение о постоянстве μ_a обосновано. В выражении (2.11) для ΔR существенно только второе слагаемое в подынтегральном выражении и для сопротивления контакта получаем

$$R_{cont} = \left[es \int_l^r \frac{\Pi_0}{\tau_{sf}} dx \right]^{-1}.$$

2.6. Выводы

В этом разделе найдены выражения для сопротивления магнитно-неоднородного проводника. Показано, что нормальные столкновения увеличивают сопротивление магнитной неоднородности. Это явление можно объяснить “эффектом толпы” - ситуацией, при которой в области магнитной неоднородности при протекании тока возникает спиновая аккумуляция, электроны одной спиновой поляризации проходят по проводнику лучше, чем электроны другой поляризации, но из-за электрон-электронных столк-

новений “непроходные” электроны становятся для “проходных” электронов эффективными рассеивателями, такими же, как и примеси.

Найдена зависимость сопротивления магнитной неоднородности от ее характерного размера. Показано, что в случае, когда длина магнитной неоднородности много больше спин-диффузионной длины ($L \gg \lambda$), сопротивление неоднородности пропорционально $\Delta R \propto \tau_{sf}/L$. Таким образом, показан путь для возможного измерения спиновых характеристик проводника с помощью измерения его сопротивления.

Продемонстрирована чувствительность сопротивления к созданию идеального магнетика в части проводника под действием внешних полей.

Найдено сопротивление плавного контакта неидеального магнетика с идеальным и контакта двух идеальных магнетиков с противоположным направлением намагниченности, последнее содержит непосредственную информацию о частоте спин-флипа.

РАЗДЕЛ 3

ДИНАМИКА СПИНОВО-ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЖИДКОСТИ

Во Введении была сформулирована актуальность рассмотрения нестационарных эффектов в спиновых проводящих системах. Для этой цели уравнений Фленсберга (2.1), (2.2) недостаточно, поскольку они получены для стационарного случая; кроме того, при их выводе не обсуждается возможность пространственной неоднородности энергетического спектра электронов в проводнике, важная для последующего рассмотрения.

В предыдущем разделе, при рассмотрении задачи о прохождении тока через область магнитной неоднородности, нами были учтены процессы электрон-электронного рассеяния, и было показано, что такие процессы эффективно проявляются увеличением сопротивления, которое создает область магнитной неоднородности. При этом, как правило, мы не делали предположений о существенном преобладании частоты e-e рассеяния ν_{ee} над частотой процессов ведущих к потере импульса электронной системы ν_i (столкновения с примесями, не зеркальное отражение от стенок канала и т.д.). Однако, возможны ситуации, когда e-e рассеяние будет играть основную роль $\nu_{ee} \gg \nu_i$, и транспорт при этом становится гидродинамическим [19]. Электронные гидродинамические эффекты наблюдались в полупроводниковых гетероструктурах с высокой подвижностью электронов [20] (см. также [53]) в интервале температур 1,5 - 20 К. В этом интервале температур электронов длина их свободного пробега относительно столкновений друг с другом l_{ee} значительно меньше длины пробега относительно столкновений с дефектами данной гетероструктуры l_i , а температура фононов в условиях эксперимента [20] была значительно меньше электронной, поэтому столкновения с фононами не играли существенной роли.

Раздел 3 имеет следующую структуру. В подразделе 3.1. описывается

подход для гидродинамического описания электронной жидкости. В подразделе 3.2. решена задача о собственных гидродинамических колебаниях электронной жидкости в магнитно-неоднородном проводящем кольце (“спиновый маятник”). В подразделе 3.3. показана возможность измерения неравновесной спиновой поляризации в разомкнутом проводнике благодаря спиново-электрическому эффекту.

3.1. Постановка задачи и основные уравнения

В условиях развитой гидродинамики состояние электронной жидкости в каждой точке \mathbf{r} описывается двумя переменными скоростью $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ и плотностью жидкости $\rho(\mathbf{r})$. В спиновополяризованной системе плотность обеих спиновых компонент различна, электронную жидкость следует рассматривать как двухкомпонентную смесь и переменная плотности приобретает спиновый индекс: $\rho_\sigma(\mathbf{r})$. Скорость же, напротив, одинакова в главном приближении для обеих компонент, поскольку частые столкновения между электронами с противоположным направлением спина формируют общую дрейфовую скорость электронной системы. Если размеры проводника значительно превышают радиус экранирования (который весьма мал для металлов и гетероструктур на основе полупроводников), а частота изучаемых процессов значительно меньше плазменной, то электронную жидкость в линейном по внешнему электрическому полю приближении следует рассматривать как несжимаемую: полная плотность электронов фиксирована, но соотношение плотностей спиновых компонент может меняться от точки к точке. Для токового канала несжимаемость и равенство скоростей компонент, очевидно, приводят к независимости полного тока I через сечение канала от координаты и вполне определенному его распределению по спиновым компонентам, таким образом, все токовые характеристики системы определяет величина I .

Гидродинамические уравнения для носителей тока могут быть получены

из квазиклассического кинетического уравнения для функции распределения электронов

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} = \frac{\partial(\varepsilon + e\varphi)}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} + J(f) \quad (3.1)$$

методом, аналогичным примененному в работах [54, 55]. В (3.1) f считается функцией времени t , координаты \mathbf{r} , импульса \mathbf{p} и спинового индекса σ . Уравнение (3.1) записано таким образом, что допускает зависимость энергетического спектра носителей от координат: энергия электрона в кристалле ε предполагается функцией \mathbf{r} , \mathbf{p} , σ , скорость $\mathbf{v} = \partial\varepsilon/\partial\mathbf{p}$; φ - возникающий вследствие неравновесности электрический потенциал, $J(f)$ - оператор столкновений. Если считать столкновения электронов с потерей импульса крайне маловероятными и предположить выполненными неравенства $l_N/L, \omega l_N/v_F \ll 1$, L - характерный размер устройства, v_F - скорость Ферми, ω - характерная частота изучаемых процессов, то можно искать решение уравнения (3.1) в виде ряда $f = f^{(0)} + f^{(1)} + f^{(2)} + \dots$. В низшем порядке разложения имеем уравнение $J_N(f^{(0)}) = 0$ (J_N - часть оператора столкновений, соответствующая нормальным столкновениям), решение которого для функции распределения главного приближения

$$f_\sigma^{(0)} = n(\varepsilon_\sigma - \delta\mu_\sigma - \mathbf{u}\mathbf{p}), \quad n(z) = (e^{(z-\mu)/T} + 1)^{-1}, \quad (3.2)$$

т.е. квазиравновесное распределение со скоростью дрейфа \mathbf{u} , добавками к химическому потенциалу $\delta\mu_\sigma$, зависящими от \mathbf{r} и t (вариации температуры в данной работе не рассматриваются). Отметим, что в свою очередь, функция $f^{(0)}$ так же может быть разложена в ряд по $\delta\mu_\sigma$ и \mathbf{u} :

$$f_\sigma^{(0)} \approx n(\varepsilon_\sigma) - \frac{\partial n_\sigma}{\partial \varepsilon_\sigma} (\delta\mu_\sigma + \mathbf{u}\mathbf{p}). \quad (3.3)$$

Уравнением следующего приближения будет:

$$\frac{df^{(0)}}{dt} = J_N(f^{(0)} + f^{(1)}). \quad (3.4)$$

Известно свойство интеграла столкновений:

$$\int \chi(\mathbf{p}) J_N(\mathbf{p}) d\mathbf{p} = 0,$$

где $\chi(\mathbf{p})$ - сохраняющаяся в результате столкновений величина. Беря в качестве χ константу, и интегрируя уравнение (3.4) по пространству импульсов одной спиновой группы (используя при этом разложение (3.3)) получим уравнения непрерывности для каждой спиновой компоненты. Если затем взять в качестве χ импульс, проинтегрировать (3.4) по импульсному пространству каждой спиновой группы и сложить полученные уравнения (импульс электронов отдельной спиновой группы не сохраняется), то в результате получим силовое уравнение - аналог уравнения Эйлера [56] в классической гидродинамике. Оба эти уравнения есть уравнения (3.5), (3.6) что ниже, но с нулями в правой части. Чтобы учесть релаксационные процессы, следует записать кинетическое уравнение (3.1) во втором приближении:

$$\frac{d(f^{(0)} + f^{(1)})}{dt} = J(f^{(0)} + f^{(1)} + f^{(2)})$$

и записать для него те же уравнения баланса числа частиц и импульса, что и для уравнения (3.4) (считая функцию $f^{(1)}$ определенной уравнением (3.4)). В итоге получим следующую систему уравнений для величин $\delta\mu_\sigma$ и \mathbf{u} :

$$\frac{\partial \delta\rho_\sigma}{\partial t} + \text{div} \rho_{0\sigma} \mathbf{u} = (\hat{D} + \hat{F}) \delta\rho_\sigma, \quad (3.5)$$

$$m\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \sum_\sigma \rho_\sigma \nabla (\delta\mu_\sigma + e\varphi) = (\hat{V} + \hat{U}) \mathbf{u}, \quad (3.6)$$

$$\sum_\sigma \delta\rho_\sigma = 0, \quad (3.7)$$

$$\rho_\sigma = \rho_\sigma(\mu_\sigma). \quad (3.8)$$

Здесь плотность спиновой компоненты $\rho_\sigma = \rho_{0\sigma} + \delta\rho_\sigma$, $\rho_{0\sigma}$ - равновесная плотность (величина $\delta\rho_\sigma$ является функцией $\delta\mu_\sigma$, в линейном приближении, как и в предыдущем разделе $\delta\rho_\sigma = \Pi_\sigma \delta\mu_\sigma$, Π_σ - плотность состояний спиновой компоненты на поверхности Ферми), $m\rho = \left(\frac{1}{h}\right)^r r^{-1} \sum_\sigma \int p^2 \left(-\frac{\partial n}{\partial \varepsilon}\right) d^r p$,

$\rho = \sum_{\sigma} \rho_{\sigma}$, r - размерность задачи. Конкретный вид операторов диффузии \hat{D} , спин-флипа \hat{F} , вязкости \hat{V} и \hat{U} , описывающего иные механизмы релаксации импульса, для нас не существенен, соответствующие члены в уравнениях (3.5), (3.6) предполагаются малыми и будут использоваться только при оценках. Уравнение (3.5) выражает сохранение числа частиц, (3.6) - сохранение импульса всей системы, при их получении мы предполагали энергетический спектр электронов изотропным. Уравнения (3.5), (3.6) записаны в линейном приближении по \mathbf{u} , содержащие же $\delta\rho_{\sigma}$, $\delta\mu_{\sigma}$ члены выписаны точно в предположении $\mathbf{u} \rightarrow 0$, данное приближение является достаточным для целей этой работы, поскольку нелинейные эффекты будут рассмотрены в отсутствие дрейфа. Уравнение (3.7) является отмеченным выше условием несжимаемости кулоновской жидкости. Более подробное описание вывода уравнений спиновой гидродинамики с учетом нелинейных слагаемых будет рассмотрено в следующем разделе.

Уравнение (3.6) может быть переписано в следующем виде (в пренебрежении вязкостью)

$$m\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla P + e\rho \nabla \varphi + \sum_{\sigma} \int \frac{\nabla \varepsilon_{\sigma} \delta n}{h^r} d^r p = 0, \quad (3.9)$$

$$P = \sum_{\sigma} \int \frac{\mathbf{p} \mathbf{v} \delta n}{r h^r} d^r p, \quad \frac{\partial P}{\partial \delta \mu_{\sigma}} = \rho_{\sigma}. \quad (3.10)$$

преобразование от одного вида к другому осуществляется интегрированием по частям в пространстве импульсов. Уравнение (3.9) является естественным обобщением уравнения Эйлера [56] для смеси жидкостей, которые взаимодействуют с электрическим полем и полем, создающим неоднородный спектр электронов, $P(\delta\mu_{\sigma})$ - неравновесная добавка к давлению электронного газа. Давление, очевидно, не создает суммарной силы, действующей на электроны в кольце ($\oint \nabla P dx = 0$) (в случае однородного проводника сила давления может быть компенсирована электрическим полем $\mathbf{grad}\varphi$), сила же $\mathbf{grad}\varepsilon_{\sigma}$, действуя на неравновесные по спину электроны, способна вызывать

коллективный дрейф в кольце.

3.2. Спиновый маятник

Задача о собственных колебаниях полного тока в проводящем кольце, описываемых уравнениями (3.5)-(3.7), в линейном приближении (пренебрегая эффектами, связанными с диффузией, спин-флипом, вязкостью и процессами, способствующими выносу импульса из электронной системы) может быть решена точно. Полагая, что дрейфовая скорость \mathbf{u} , добавки к химическим потенциалам спиновых групп $\delta\mu_\sigma$ и электрический потенциал φ зависят от времени как $e^{i\omega t}$ запишем уравнения (3.5), (3.6):

$$i\omega\Pi_\sigma\delta\mu_\sigma + (\rho_{0\sigma}u)' = 0, \quad (3.11)$$

$$i\omega t\rho u + \sum_{\sigma} \rho_{\sigma}\delta\mu'_{\sigma} + e\rho\varphi' = 0, \quad (3.12)$$

$$\sum_{\sigma} \Pi_{\sigma}\delta\mu_{\sigma} = 0. \quad (3.13)$$

Используя условие электронейтральности (3.13) и уравнение непрерывности (3.11) получаем:

$$0 = (\rho u)' = \rho' u + u' \rho, \quad u' = -\frac{\rho'}{\rho} u, \quad (\rho_{\sigma} u)' = \rho'_{\sigma} u - \rho_{\sigma} \frac{\rho'}{\rho} = j \left(\frac{\rho_{\sigma}}{\rho} \right)',$$

где $j = \rho u$. Выразим из (3.11) $\delta\mu_{\sigma}$

$$\delta\mu_{\sigma} = \frac{i}{\Pi_{\sigma}\omega} (\rho_{\sigma} u)' = \frac{ij}{\Pi_{\sigma}\omega} \left(\frac{\rho_{\sigma}}{\rho} \right)' \quad (3.14)$$

и подставим (3.14) в (3.12) разделив обе части полученного уравнения на ρ :

$$\frac{i\omega t j}{\rho} + \frac{ij}{\omega} \sum_{\sigma} \frac{\rho_{\sigma}}{\rho} \left(\frac{1}{\Pi_{\sigma}} \left(\frac{\rho_{\sigma}}{\rho} \right)' \right)' + e\varphi' = 0. \quad (3.15)$$

Интегрируя (3.15) по замкнутому проводящему каналу, и учитывая, что $\oint \varphi' dx = 0$, мы получаем уравнение:

$$\omega \oint \frac{m}{\rho} dx + \frac{1}{\omega} \oint \sum_{\sigma} \frac{\rho_{\sigma}}{\rho} \left(\frac{1}{\Pi_{\sigma}} \left(\frac{\rho_{\sigma}}{\rho} \right)' \right)' dx = 0. \quad (3.16)$$

Второе слагаемое в (3.16) преобразуем с помощью интегрирования по частям:

$$\frac{1}{\omega} \oint \sum_{\sigma} \frac{\rho_{\sigma}}{\rho} \left(\frac{1}{\Pi_{\sigma}} \left(\frac{\rho_{\sigma}}{\rho} \right)' \right)' dx = -\frac{1}{\omega} \oint \sum_{\sigma} \frac{1}{\Pi_{\sigma}} \left(\frac{\rho_{\sigma}}{\rho} \right)'^2 dx = -\frac{1}{\omega} \oint \frac{1}{\Pi_0} \left(\frac{\rho_{\sigma}}{\rho} \right)'^2 dx.$$

И таким образом находим выражение для собственной частоты “спинового маятника”:

$$\omega^2 = \frac{\oint \left(\frac{\rho_{\uparrow}}{\rho} \right)'^2 \frac{1}{\Pi_0} dx}{\oint \frac{m}{\rho} dx}, \quad \frac{1}{\Pi_0} = \sum_{\sigma} \frac{1}{\Pi_{\sigma}}. \quad (3.17)$$

$$u = \frac{I}{es\rho}, \quad \delta\mu_{\sigma} = i \frac{I}{es\omega\Pi_{\sigma}} \left(\frac{\rho_{\sigma}}{\rho} \right)',$$

$$e\varphi' = -\frac{i}{\omega es} \left[\frac{m\omega^2}{\rho} + \sum_{\sigma} \frac{\rho_{\sigma}}{\rho} \left(\frac{1}{\Pi_{\sigma}} \left(\frac{\rho_{\sigma}}{\rho} \right)' \right)' \right] I \quad (3.18)$$

Здесь индекс \uparrow условно обозначает одну из спиновых компонент (любую), штрих означает дифференцирование по координате x , измеряемой вдоль кольца, s - площадь сечения проводника, которая, для простоты, предполагается не зависящей от x . Как следует из (3.17), для существования колебаний необходимо, чтобы относительная концентрация спиновых компонент менялась вдоль кольца

$$\omega \approx \alpha v_F (LL_{tr})^{-1/2}, \quad (3.19)$$

здесь степень магнитной неоднородности $\alpha = (\rho_{\sigma_{max}} - \rho_{\sigma_{min}})/\rho$, v_F - скорость Ферми, L - длина кольца, L_{tr} - расстояние, на котором происходит изменение спектра.

Таким образом, мы показали, что в неоднородном по магнитным свойствам канале, замкнутом в кольцо, величина I в отсутствие внешнего поля совершает гармонические слабозатухающие колебания, частота которых определяется параметрами неоднородности [57]. Природу таких колебаний можно пояснить следующим образом: дрейф электронов вследствие спиновой неоднородности кольца приводит к созданию неравновесной спиновой поляризации - накоплению неравновесной плотности спиновых компонент при

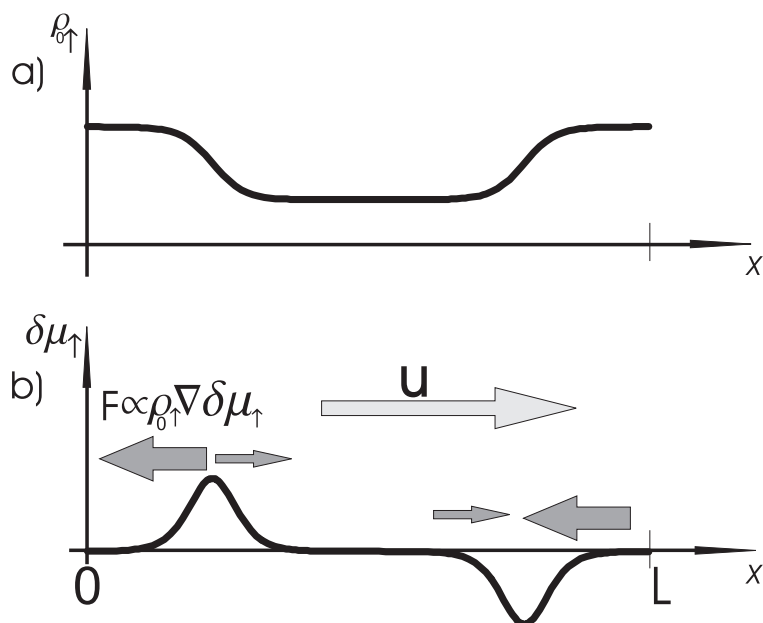


Рис. 3.1. Объяснение возникновения собственных колебаний типа “спинового маятника”. Сила взаимодействия неравновесных электронов с полем, вызвавшим равновесную магнитную неоднородность, пропорциональна градиенту неоднородной плотности, умноженному на значение равновесной плотности. Таким образом суммарная возвращающая сила во всем кольце не равна нулю и направлена против дрейфа.

сохранении полной плотности. Накопление продолжается до тех пор пока дрейф не будет остановлен силой взаимодействия неравновесных электронов с полем, создающим неоднородность электронного спектра; благодаря наличию у электронов инертной массы процесс пойдет в обратную сторону (рис. 3.1) - для описанного колебательного процесса мы используем название “спиновый маятник”. Подчеркнем, что в рассматриваемой системе из-за кулоновского характера взаимодействия при частотах, значительно меньших плазменной, невозможны известные в обычной гидродинамике волны, колебания типа “спинового маятника” являются единственными собственными колебаниями системы. Отметим также, что в неоднородном кольце, в отличие от однородного, протекание постоянного по времени электрического тока возможно только при включении в цепь источника эдс даже при наличии

только сохраняющих импульс столкновений: как показано в предыдущем разделе диссертации, неоднородность приводит к возникновению электросопротивления типа контактного, которое в случае нормальных столкновений связано с трением спиновых компонент друг о друга.

Очевидно, что для того, что бы описанные выше колебания “спинового маятника” имели место, необходимо выполнение неравенств $\nu_{relax} \ll \omega \ll \nu_{ee}$, где ν_{relax} - частота всевозможных релаксационных процессов, ведущих к потере импульса электронной системы и спиновому равновесию, ω - характерная частота колебаний “спинового маятника”, ν_{ee} - частота нормальных столкновений. Более того, как будет показано в следующем разделе, для того, что бы выражение (3.17) было справедливым, полный ток должен быть достаточно малым, для того, что бы мы могли считать, что хим. потенциал не зависит от дрейфовой скорости.

Колебания спинового маятника могут быть возбуждены “магнитным ударом”: быстрым (за время, много меньше ω^{-1}) включением магнитного поля, пронизывающего кольцо. Такое включение создает начальный ток $I = es\Phi/cm$, Φ - магнитный поток.

Затухание колебаний “спинового маятника” будет происходить из-за процессов диффузии, спин-флипа и столкновений, которые выносят импульс из электронной системы. Для оценки декремента затухания выпишем в уравнениях (3.5), (3.6) в явном виде слагаемые, которые отвечают за указанные выше релаксационные процессы. Тогда уравнения примут следующий вид:

$$\frac{\partial \delta \rho_\sigma}{\partial t} + \text{div} \rho_{0\sigma} \mathbf{u} = D \Delta \delta \rho_\sigma - \frac{\delta \rho_\sigma}{\tau_{sf}} \quad (3.20)$$

$$m\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \sum_{\sigma} \rho_{\sigma} \nabla (\delta \mu_{\sigma} + e\varphi) = -e^2 \rho^2 r \mathbf{u}, \quad (3.21)$$

где $D \approx l_{ee}/\tau_{ee}$ - коэффициент диффузии, который для простоты будем считать константой, r - удельное сопротивление, вызванное столкновениями выводящими импульс из электронной системы, τ_{sf} - время жизни электрона

относительно переворота спина. Если принять, что релаксационные добавки малы, т.е. $D/L_{tr}^2 \ll \omega$, $\tau_{sf}^{-1} \ll \omega$, $r \ll m\omega e^{-2}\rho^{-1}$, то получаем, что собственная частота по прежнему описывается формулой (3.17), и колебания затухают за время

$$\tau_d \approx \left(\frac{e^2 \rho s R}{mL} + \frac{D}{L_{tr}^2} + \frac{1}{\tau_{sf}} \right)^{-1}, \quad (3.22)$$

где R - полное сопротивление кольца для протекания постоянного тока.

Особое внимание нужно уделить случаю, когда размер области неоднородности стремится к нулю $L_{tr} \rightarrow 0$. Формулы (3.17) и (3.22) справедливы, если время диффузии спиновой неравновесности через область L_{tr} много больше, чем период собственных колебаний. Полагая, что время диффузии через область L_{tr} порядка L_{tr}^2/D и пользуясь оценкой (3.19) для собственной частоты можем написать условие, при выполнении которого пользоваться формулами (3.17) и (3.22) нельзя:

$$\frac{D}{L_{tr}^2} \gtrsim \frac{\alpha v_F}{\sqrt{L L_{tr}}},$$

или же

$$\frac{L_{tr}}{L} \lesssim \left(\frac{1}{\alpha} \frac{\omega_0}{\nu_{ee}} \right)^{2/3}, \quad \omega_0 = \frac{v_F}{L}. \quad (3.23)$$

Если условие (3.23) выполнено, то для нахождения собственной частоты и декремента затухания, связанного с диффузией, нужно точно, а не оценочно решить уравнение непрерывности с учетом диффузии.

Для простоты рассмотрим двумерный маятник, но в уравнении непрерывности учтем процесс диффузии.

$$\delta\mu_{\uparrow}(x) - \lambda^2 \delta\mu_{\uparrow}''(x) = -\frac{u}{i\omega\Pi} \rho'_{\uparrow}(x)$$

$$\lambda^2 = \frac{D}{i\omega}$$

Решение находим с помощью функции Грина.

$$\delta\mu_{\uparrow}(x) = -\frac{u}{i\omega\Pi} \int G(x-x') \rho'_{\uparrow}(x') dx' \quad (3.24)$$

где

$$G(x) = \begin{cases} \frac{1}{2\lambda} e^{\frac{x}{\lambda}}, & x < 0 \\ \frac{1}{2\lambda} e^{-\frac{x}{\lambda}}, & x > 0 \end{cases}$$

Подставляя (3.24) в силовое уравнение получим:

$$(i\omega)^2 m \rho L + \frac{2}{\Pi} \int \int G(x - x') \rho'_\uparrow(x) \rho'_\uparrow(x') dx dx' = 0 \quad (3.25)$$

Из (3.25) следует, что при $G(x - x') = \delta(x - x')$ мы получаем формулу (3.17) (при условии $\rho = Const$).

Пусть теперь $G(x - x')$ немного отличается от дельта-функции. Основной вклад в двойном интеграле (3.25) дает область, где $x \simeq x'$, поэтому можно разложить $\rho'_\uparrow(x')$:

$$\rho'_\uparrow(x') = \rho'_\uparrow(x) + \rho''_\uparrow(x)(x' - x) + \frac{1}{2} \rho'''_\uparrow(x)(x - x')^2$$

Подставим это разложение в (3.25). Перейдем от переменных x, x' к переменным $x, y = x - x'$ и получим:

$$\int \int G(x - x') \rho'_\uparrow(x) \rho'_\uparrow(x') dx dx' = \int \rho'^2_\uparrow dx + \frac{1}{2} \int G(y) y^2 dy \int \rho'_\uparrow(x) \rho'''_\uparrow(x) dx$$

Первое слагаемое здесь дает известную частоту, второе - поправку к частоте.

Пусть ω_p - частота, вычисляемая по формуле (3.17), $\delta\omega$ - искомая поправка. Тогда, взяв интеграл по y , (3.25) можно записать в виде:

$$\omega_p^2 + 2\omega_p \delta\omega = \omega_p^2 + 2i \frac{D}{\omega_p \Pi m \rho L} \int \rho''_\uparrow(x)^2 dx$$

Откуда:

$$\delta\omega = 2i \frac{D}{2\omega_p^2 \Pi m \rho L} \int \rho''_\uparrow(x)^2 dx$$

Или если воспользоваться формулой (3.17) для ω_p , то декремент затухания выражается формулой:

$$\gamma = 2D \frac{\int_0^L \rho''_\uparrow(x)^2 dx}{\int_0^L \rho'_\uparrow(x)^2 dx} \quad (3.26)$$

Необходимо заметить, что формула (3.26) верна для случая, когда функция Грина “острая” по сравнению с производной от плотности и функцию Грина можно считать дельта функцией. То есть формула (3.26) не описывает случай, когда ρ_{\uparrow} меняется скачкообразно. В этом случае нужно считать, что в выражении (3.25)

$$\rho'_{\uparrow}(x) = \Delta\rho \delta(x)$$

Тогда при подстановке в силовое уравнение получим:

$$(i\omega)^{3/2} = -\frac{\Delta\rho^2}{m\rho\Pi L\sqrt{D}}$$

Как несложно увидеть, в этом случае частота и затухание равны друг другу:

$$\omega_p = \gamma = \left(\frac{\Delta\rho^2}{m\rho\Pi L\sqrt{2D}} \right)^{2/3}, \quad (3.27)$$

где ω_p - реальная часть, а γ - мнимая часть (декремент затухания) от частоты ω . Причем, получить по порядку величины значение для частоты (3.27) можно, если в оценочную формулу (3.19) подставить значение L_{tr} , полученное из условия (3.23).

Интересной представляется возможность поддержания амплитуды колебаний неизменной (как это делается в обычных маятниковых часах) за счет связи кольца посредством магнитного поля с подкачивающим энергию элементом.

Отметим, что колебательные процессы в проводнике, затрагивающие спиновую степень свободы, возможны не только в условиях гидродинамического транспорта, но для одномерного проводника в бесстолкновительном, баллистическом режиме. Дело в том, что в 1D случае практически любое токовое распределение носителей (кроме существенно неравновесного по энергии) является дрейфовым, т.е. описывается выражением вида (3.2), с той только разницей, что спиновые компоненты не связаны между собой и их дрейфовая скорость может быть различна. Следовательно, для данной

ситуации вместо (3.5), (3.6) справедливы уравнения

$$\frac{\partial \rho_\sigma}{\partial t} + (\rho_\sigma u)' = 0 \quad (3.28)$$

$$m\rho_\sigma \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho_\sigma (\delta\mu_\sigma + e\varphi)' = 0 \quad (3.29)$$

В пространственно однородном случае эти уравнения (совместно с (3.7)) имеют решение

$$\delta\mu_\sigma, u_\sigma \propto e^{i(\omega t + kx)}, \quad \omega^2 = \frac{\rho_\uparrow \rho_\downarrow \Pi_0^{-1}}{m\rho} k^2 \quad (3.30)$$

Волны спиновой концентрации (3.30) качественно отличаются от колебаний спинового маятника (3.17): они существуют как в кольце ($k = 2\pi n/L$), так и в разомкнутом проводнике ($k = \pi n/L$), они не связаны с протеканием тока по проводнику (в случае кольца такая связь появляется в меру его неоднородности). Наиболее простой экспериментальный способ различить эти колебания – создать преграду протеканию тока по кольцу.

3.3. Статический спиново-электрический эффект

Если имеется незамкнутый в кольцо проводник длиной L в котором каким либо образом удалось создать спиновую неравновесность, то из уравнений (3.5), (3.6) и из того факта, что в таком проводнике отсутствует дрейф ($u = 0$) следует, что на концах проводника возникнет разность потенциалов:

$$\varphi(L) - \varphi(0) = \frac{1}{e\rho} [P(0) - P(L)],$$

$$P(x) = \left(\rho_\uparrow - \rho_\downarrow \frac{\Pi_\uparrow}{\Pi_\downarrow} \right) \delta\mu_\uparrow(x) + \left(\rho_\uparrow - \frac{\rho_\uparrow}{\Pi_\uparrow} \frac{d\Pi_\uparrow}{d\delta\mu_\uparrow} \right) \delta\mu_\uparrow(x)^2 \quad (3.31)$$

Приведенное выражение для давления есть разложение этой величины по степеням $\delta\mu$, видно, что в случае немагнетика эффект появляется во втором порядке (член второго порядка выписан именно для случая немагнетика), в коэффициентах перед $\delta\mu_\uparrow(x)$ и $\delta\mu_\uparrow(x)^2$ все величины относятся к равновесному состоянию. Из выражения (3.31) следует, что присутствие на

концах разомкнутого проводника неодинаковой по величине спиновой неравновесности создает разность потенциалов, которая может быть непосредственно измерена. Эта разность потенциалов существует в течение времени τ_φ , которое определяется либо релаксацией спиновой поляризации за счет процессов спин-флипа, либо диффузионным ее выравниванием по длине проводника: $\tau_\varphi \approx \left(\tau_{sf}^{-1} + D/L^2\right)^{-1}$. За это время через измерительный прибор проходит заряд $q \approx \Delta\varphi\tau_\varphi$. Если спиновая поляризация в немагнетике создана, например, пропусканием через него тока из магнетика, то после отключения тока инжекции через присоединенный к концам немагнетика вольтметр протечет заряд q , что укажет на существовавшую в немагнетике неравновесную спиновую плотность.

Необходимо отметить, что данный спиново-электрический эффект не специфичен для ситуации гидродинамического транспорта. Из уравнений непрерывности

$$\frac{\partial\delta\rho_\sigma}{\partial t} + \text{div}(\sigma_\sigma \mathbf{grad}(\delta\mu_\sigma + e\varphi)) = 0$$

справедливых для спинового транспорта в диффузионном пределе (см. уравнения (2.1), (2.2) в разделе 2) при преобладании не сохраняющих импульс столкновений (σ_σ - парциальный вклад в электропроводность), дополненных уравнением (3.7), нетрудно получить для однородного проводника:

$$e\varphi(x) = \frac{1}{\sigma} \left[\left(\sigma_\downarrow \frac{\Pi_\uparrow}{\Pi_\downarrow} - \sigma_\uparrow \right) \delta\mu_\uparrow(x) + \left(\frac{\sigma_\uparrow}{\Pi_\uparrow} \frac{d\Pi_\uparrow}{d\delta\mu_\uparrow} - \frac{d\sigma_\uparrow}{d\delta\mu_\uparrow} \right) \delta\mu_\uparrow(x)^2 \right] \quad (3.32)$$

Квадратичный по член приведен для случая немагнетика, $\sigma = \sum_\sigma \sigma_\sigma$.

3.4. Выводы

В этом разделе получены гидродинамические уравнения для магнитно-неоднородной неравновесной по спину электронной системы проводника. Показано, что в магнитно-неоднородных замкнутых проводниках могут существовать собственные связанные колебания полного тока и спиновой

поляризации. Найдена частота этих колебаний. Указаны возможные причины затухания этих колебаний, найдено по порядку величины время затухания.

Получены выражения, описывающие возникновение разности потенциалов на концах разомкнутого проводника в котором создана (инжектирована) неравновесная спиновая поляризация. Таким образом этот “спиново-электрический” эффект позволяет с помощью электрических измерений (гальванометр) детектировать наличие спиновой поляризации в проводнике.

РАЗДЕЛ 4

НЕЛИНЕЙНЫЕ КОЛЕБАНИЯ СПИНОВО-ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ЖИДКОСТИ

Гидродинамические уравнения для несжимаемой спиновой жидкости, описанные в предыдущем разделе 3, получены разложением кинетического уравнения для электронов по гидродинамическим малым параметрам l_N/l_i , $l_N/L \ll 1$ (l_N и l_i – длины свободного пробега электронов относительно нормальных столкновений и столкновений, не сохраняющих импульс, соответственно, L – размер проводника). Кроме того в предыдущем разделе использовано дополнительное приближение: содержащие скорость дрейфа u члены уравнений найдены в линейном по электронной неравновесности приближении. В данном разделе рассмотрение обобщено на случай произвольной величины отклонений от равновесного распределения.

Раздел 4 имеет следующую структуру. В подразделе 4.1. подробно описан вывод нелинейных уравнений гидродинамики для спиново-поляризованной электронной жидкости. В подразделе 4.2. решена задача о нелинейных собственных колебаниях “спинового маятника”.

4.1. Нелинейные уравнения спиновой динамики

Поскольку нас не будут интересовать релаксационные процессы, приводящие к затуханию рассматриваемых спиновых колебаний (эти процессы и соответствующие времена затухания обсуждены в разделе 3), то для получения уравнений спиновой динамики достаточно записать соотношения, выражающие сохранение числа электронов в каждом спиновом состоянии и сохранение полного квазиимпульса электронной системы:

$$a) \int K d^r p_\sigma = 0, \quad b) \int p_i K d^r p_\sigma = 0. \quad (4.1)$$

Где

$$K = \frac{\partial n}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial n}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\partial(\varepsilon + e\varphi)}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial n}{\partial \mathbf{p}}$$

$$n(\zeta) = \left(e^{\zeta/T} + 1 \right)^{-1}, \quad \zeta = \varepsilon_\sigma - \mathbf{u}\mathbf{p} - \mu_\sigma$$

Уравнения (4.1) можно преобразовать к обычному виду для уравнений гидродинамики.

Уравнение (4.1-a) приводится к виду уравнений непрерывности следующим преобразованием интегралов:

$$\int \left[\mathbf{v} \frac{\partial n}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\partial(\varepsilon + e\varphi)}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial n}{\partial \mathbf{p}} \right] d^r p = \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \int \mathbf{v} n d^r p =$$

$$= \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left[\mathbf{u} \int n d^r p + \int (\mathbf{v} - \mathbf{u}) n d^r p \right]$$

При первом преобразовании проведено интегрирование по частям второго слагаемого с учетом равенства $\partial \varepsilon / \partial \mathbf{p} = \mathbf{v}$. Равенство нулю последнего интеграла в правой части ясно из следующего его преобразования:

$$\int (\mathbf{v} - \mathbf{u}) n(\zeta) d^r p = \int d\zeta n(\zeta) \int \frac{ds(\mathbf{v} - \mathbf{u})}{|\mathbf{v} - \mathbf{u}|}$$

Здесь dS – элемент площади поверхности $\zeta = \varepsilon_\sigma - \mathbf{u}\mathbf{p} - \mu_\sigma$, этот интеграл по dS равен $\int \mathbf{dS} = 0$, учтено, что $\partial \zeta / \partial \mathbf{p} = \mathbf{v} - \mathbf{u}$. И в результате получаем уравнение непрерывности:

$$\frac{\partial \rho_\sigma}{\partial t} + \text{div} \rho_\sigma \mathbf{u} = 0 \quad (4.2)$$

Для получения уравнения, которое было бы аналогом уравнения Стокса в классической гидродинамике из (4.1-b) используем следующие преобразования.

$$\int p_i \left[\mathbf{v} \frac{\partial n}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\partial(\varepsilon + e\varphi)}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial n}{\partial \mathbf{p}} \right] d^r p = \sum_k \frac{\partial}{\partial r_k} \int p_i v_k n d^r p + \int \frac{\partial(\varepsilon + e\varphi)}{\partial r_i} n d^r p$$

Здесь при интегрировании по частям мы предполагаем, что заселенность областей p -пространства вблизи границ зоны Бриллюэна близка к нулю,

поэтому внеинтегральный член отсутствует. Далее преобразуем интеграл:

$$\int p_i(v_k - u_k)n d^r p = \int d\zeta n(\zeta) \int dS_k p_i = \delta_{ik} \int V(\zeta)n(\zeta)d\zeta$$

(интеграл по замкнутой поверхности преобразован в интеграл по ограниченному ею объему p -пространства) Таким образом, можем записать:

$$\frac{\partial \pi_i}{\partial t} + \nabla_k P_{ik} + e\rho \nabla_i \varphi + \sum_{\sigma} \int \frac{\partial \varepsilon_{\sigma}}{\partial r_i} n d^r p_{\sigma} = 0 \quad (4.3)$$

Здесь $\boldsymbol{\pi}$ – плотность квазиимпульса, P_{ik} – тензор потока квазиимпульса:

$$\rho_{\sigma} = \frac{1}{h^r} \int n(\zeta) d^r p_{\sigma}, \quad \boldsymbol{\pi} = \frac{1}{h^r} \int \mathbf{p} n(\zeta) d^r p, \\ P_{ik} = \pi_i u_k + P \delta_{ik}, \quad P = \frac{1}{h^r} \int V(\zeta) n(\zeta) d\zeta \quad (4.4)$$

где $V(\zeta)$ в выражении для давления P – объем области \mathbf{p} -пространства, ограниченной поверхностью

$$\zeta = \varepsilon_{\sigma} - \mathbf{u}\mathbf{p} - \mu_{\sigma} \quad (4.5)$$

Найдем теперь dP – изменение давления (4.4), при изменении химпотенциала, скорости, координаты. Для этого необходимо продифференцировать равенство (4.5) при постоянном ζ . Имеем

$$|\mathbf{v} - \mathbf{u}| dp_{\sigma} = d\mu_{\sigma} + \mathbf{p} d\mathbf{u} - \frac{\partial \varepsilon_{\sigma}}{\partial \mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad (4.6)$$

где dp_{σ} – смещение вдоль нормали к поверхности постоянной энергии ζ . Учитывая, что $dV_{\sigma}(\zeta) = dS_{\sigma} dp_{\sigma}$ и используя (4.6) запишем

$$dP = \int dV(\zeta) n(\zeta) d\zeta = \sum_{\sigma} \int dS_{\sigma} dp_{\sigma} n d\zeta = \\ = \sum_{\sigma} \int dS_{\sigma} \frac{d\mu_{\sigma} + \mathbf{p} d\mathbf{u} - \frac{\partial \varepsilon_{\sigma}}{\partial \mathbf{r}} d\mathbf{r}}{|\mathbf{v} - \mathbf{u}|} n d\zeta = \sum_{\sigma} \int \left(d\mu_{\sigma} + \mathbf{p} d\mathbf{u} - \frac{\partial \varepsilon_{\sigma}}{\partial \mathbf{r}} d\mathbf{r} \right) n d^r p_{\sigma}, \quad (4.7)$$

откуда следуют равенства:

$$\frac{\partial P}{\partial \mu_\sigma} = \rho_\sigma, \quad \frac{\partial P}{\partial \mathbf{u}} = \boldsymbol{\pi}. \quad (4.8)$$

Из (4.7) найдем производную от давления по координате и преобразуем уравнение (4.3):

$$\frac{\partial \pi_i}{\partial t} + \pi_k \nabla_i u_k + \nabla_k u_k \pi_i + \sum_\sigma \rho_\sigma \nabla_i \mu_\sigma + e \rho \nabla_i \varphi = 0. \quad (4.9)$$

Таким образом, уравнения (4.2), (4.9) и условие несжимаемости электронной жидкости

$$\rho = \sum_\sigma \rho_\sigma = \text{Const}(t) \quad (4.10)$$

представляют собой полную систему нелинейных дифференциальных уравнений, описывающих поведение спиново-поляризованной электронной жидкости. В разделе 3 мы пользовались линейными по \mathbf{u} и ρ_σ уравнениями, которые следуют из приведенных выше уравнений.

В модели квадратичного электронного спектра система уравнений спиновой гидродинамики значительно упрощается. Пусть $\varepsilon_\sigma(\mathbf{p}, \mathbf{r}) = p^2/2m + \alpha_\sigma(\mathbf{r})$. Для простоты мы предположили независимость массы от спина и координаты. В этой модели

$$\boldsymbol{\pi} = m\mathbf{u}\rho, \quad \rho_\sigma = \rho_\sigma(\mu_{\sigma c} - \alpha_\sigma), \quad \mu_{\sigma c} = \mu_\sigma + \frac{mu^2}{2} \quad (4.11)$$

и из (4.2), (4.9), (4.10) и (4.11) получаем следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial \rho_\sigma}{\partial t} + \text{div} \rho_\sigma \mathbf{u} = 0 \quad (4.12)$$

$$\rho \left(m \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla \mathbf{u} \right] + e \nabla \varphi \right) + \sum_\sigma \rho_\sigma \nabla \mu_{\sigma c} = 0 \quad (4.13)$$

$$\rho(\mathbf{r}) = \text{Const}(t) \quad (4.14)$$

$$\rho_\sigma = \rho_\sigma(\mu_{\sigma c} - \alpha_\sigma) \quad (4.15)$$

мы ввели здесь химпотенциал в сопутствующей системе отсчета $\mu_{\sigma c}$, который естественным образом возникает при преобразовании показателя экспоненты в выражении для $n(\zeta)$:

$$\begin{aligned} \varepsilon - \mathbf{u}\mathbf{p} - \mu &= \frac{p^2}{2m} - \mathbf{u}\mathbf{p} - \mu = \left(\frac{\mathbf{p}}{\sqrt{2m}} - \sqrt{\frac{m}{2}}\mathbf{u} \right)^2 - \frac{mu^2}{2} - \mu = \\ &= \frac{p_c^2}{2m} - \mu_c = \varepsilon_c - \mu_c, \mathbf{p}_c = \mathbf{p} - m\mathbf{u}. \end{aligned}$$

Уравнение (4.13) записано в форме, аналогичной уравнению Эйлера /11/, при преобразовании использованы уравнения (4.12) и (4.14).

4.2. Нелинейные колебания “спинового маятника”

Покажем, что одномерная нелинейная задача на нахождение собственных колебаний, определяемая уравнениями (4.12)-(4.15), как и в случае линейной задачи о спиновом маятнике, имеет точное решение. Возможность решения связана с тем, что несжимаемость жидкости (уравнение (4.14)) в сочетании с сохранением числа электронов (уравнение (4.12), просуммированное по σ) приводит к однородности тока по кольцу $I = \rho u$ и вполне определенному распределению полного тока по спиновым компонентам: $I_\sigma = \rho_\sigma u = I\rho_\sigma/\rho$. Таким образом, уравнение непрерывности (4.12) можно записать в виде

$$\frac{\partial \rho_\sigma}{\partial t} + I \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho_\sigma}{\rho} \right) = 0 \quad (4.16)$$

где x – координата вдоль кольца. Решение этого уравнения относительно ρ_σ при произвольно зависящем от времени I есть

$$\rho_\sigma(x, t) = \frac{\rho_\sigma(x_s(x, t), 0)\rho(x)}{\rho(x_s(x, t))} \quad (4.17)$$

Эта формула выражает распределение спиновой плотности по координате через распределение плотности в начальный момент времени, $x_s(x, t)$ – координата старта элемента жидкости, находящегося в данный момент в

точке x . Зависимость $x_s(x, t)$ определяется уравнением движения:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{I(t)}{\rho(x)} \quad (4.18)$$

Ввиду мультипликативной зависимости скорости движения от координаты и времени удобно вместо x ввести новую координату y , связанную с x дифференциальным соотношением $dy = \rho(x)dx$ и переписать уравнения (4.17), (4.18) в виде:

$$\rho_\sigma(y, t) = \frac{\rho_\sigma(y - Y, 0)\rho(y)}{\rho(y - Y)}, \quad (4.19)$$

$$Y(t) = \int_0^t I(t')dt' \quad (4.20)$$

Уравнение (4.13) запишем в виде:

$$\frac{m}{\rho} \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \sum_{\sigma} \rho_{\sigma} \frac{\partial \mu_{\sigma c}}{\partial x} + e \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0 \quad (4.21)$$

Проинтегрировав (4.21) по x по всему кольцу, учитывая, что второй и четвертый члены в левой части являются производными по x от однозначных функций x , получаем уравнение для тока:

$$\frac{dI}{dt} \oint \frac{m}{\rho} dx + \sum_{\sigma} \oint \frac{\rho_{\sigma}}{\rho} \frac{\partial \mu_{\sigma c}}{\partial x} dx = 0 \quad (4.22)$$

Покажем, что уравнению (4.22) можно придать вид «уравнения Ньютона»

$$m\ddot{Y} = -\frac{dU(Y)}{dY} \quad (4.23)$$

и определим в общем виде потенциальную энергию $U(Y)$ [58]. Как известно [59], задача об одномерном движении частицы имеет точное решение при произвольном потенциале. Ниже мы будем опускать индекс c у химпотенциала.

Второй интеграл в (4.22) заменой переменной интегрирования, интегрированием по частям и использованием уравнения (4.19) преобразуем следующим образом:

$$Q_\sigma = \oint \frac{\rho_\sigma}{\rho} \frac{\partial \mu_\sigma}{\partial x} dx = - \oint \delta \mu_\sigma \frac{\partial}{\partial y} \frac{\rho_\sigma}{\rho} dy = - \oint \delta \mu_\sigma \frac{\partial}{\partial y} f_\sigma(y - Y) dy \quad (4.24)$$

$$f_\sigma(\zeta) = \frac{\rho_\sigma(\zeta, 0)}{\rho(\zeta)} \quad (4.25)$$

(внеинтегральный член отсутствует, поскольку подынтегральное выражение периодически по y) неравновесная добавка к химпотенциалу $\delta \mu_\sigma = \mu_\sigma - \mu_e$, константа μ_e – равновесное значение химпотенциала. Согласно (4.11) величины ρ_σ являются известными функциями величин $\eta_\sigma = \mu_\sigma - \alpha_\sigma$, таким образом, используя обратную функцию $\eta_\sigma(\rho_\sigma)$, убеждаемся, что химпотенциал может быть представлен как функция от $f_\sigma(y - Y)$ и заданных функций от координаты α_σ и ρ :

$$\delta \mu_\sigma = \eta_\sigma(f_\sigma(y - Y)\rho(y)) + \alpha_\sigma(y) - \mu_e \quad (4.26)$$

С учетом (4.26), выражение (4.24) для Q_σ можно переписать следующим образом:

$$Q_\sigma = \frac{\partial}{\partial Y} \oint \int_{a(y)}^{\rho f_\sigma(y-Y)} [\eta_\sigma(\chi) + \alpha_\sigma - \mu_e] \frac{1}{\rho} d\chi dy \quad (4.27)$$

При интегрировании в (4.27) по переменной χ величины α_σ и ρ рассматриваются в качестве параметров, не зависящая от Y , функция $a(y)$ может быть выбрана произвольно. Величина Q_σ в (4.27) представлена в виде производной по Y , таким образом для потенциала в (4.23) имеем:

$$U(Y) = \sum_\sigma \oint \int_{a(y)}^{\rho f_\sigma(y-Y)} [\eta_\sigma(\chi) + \alpha_\sigma - \mu_e] \frac{1}{\rho} d\chi dy \left(\oint \frac{dx}{\rho} \right)^{-1} \quad (4.28)$$

Отметим, что условие несжимаемости (4.14) здесь достаточно наложить на распределение плотности в момент после инъекции: $\sum_\sigma f_\sigma = 1$.

В рассматриваемой квадратичной модели выражение (4.28) справедливо при произвольном отклонении начальной плотности $\rho_\sigma(x, 0)$ от равновесного значения $\rho_{e\sigma}$:

$$\rho_{e\sigma}(y) = \rho_\sigma(\mu_e - \alpha_\sigma) \quad (4.29)$$

и при произвольном «смещении» Y распределения плотности от начального положения. Следует только иметь в виду, что возможные отклонения ограничены значением $\rho_\sigma = 0$ для одной из компонент, поскольку изменение плотности другой компоненты при этом привело бы к нарушению условия несжимаемости (4.14).

Результаты, имеющие бо'льшую область применимости, могут быть получены в случае слабой неравновесности: $\delta\rho_\sigma = \rho_\sigma - \rho_{e\sigma} \ll \rho_{e\sigma}$. В этом случае величина f_σ мало отличается от равновесного значения $f_{e\sigma} = \rho_{e\sigma}(y)/\rho(y)$. Из сравнения этого равновесного значения с $f_\sigma(y - Y)$ в (4.25) видно, что неравновесность мала при произвольном Y , если $f_{e\sigma}$ и f_σ близки к $1/2$, т.е. проводник является слабо поляризованным по спину как в равновесном состоянии, так и после инъекции. Для немагнетика или слабого магнетика это условие сводится к ограничению степени инъекции: $\rho_\sigma(y, 0)/\rho(y) - 1/2 \ll 1$, но амплитуда колебаний может быть произвольной. Для выраженного магнетика кроме этого должно быть мало смещение: $Y \ll L\rho$.

При указанных условиях система уравнений (4.12), (4.9), (4.14), применимая при произвольном энергетическом спектре проводника, приводит к «уравнению Ньютона» (4.23), как и в случае квадратичного спектра. Действительно, вторым и третьим слагаемыми в (4.9), содержащими $\boldsymbol{\pi}$ и \mathbf{u} , можно пренебречь как членами второго порядка по u по сравнению с первым слагаемым. Плотность квазиимпульса в главном приближении может быть записана в виде:

$$\pi = m^* \rho u, \quad m^* \rho = \int p_x^2 \left(-\frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \right) d^r p \quad (4.30)$$

Следовательно, в главном приближении процедура сведения задачи к уравнению (4.23) не отличается от приведенной выше, а потенциал отличается от (4.28) только коэффициентом. Но величина $\delta\mu_\sigma$ как функция ρ_σ (величина в квадратных скобках в (4.28), см. также (4.26), (4.27)) должна быть

разложена по малому отклонению плотности от равновесного значения:

$$\delta\mu_\sigma = \frac{\chi - \rho_{e\sigma}}{\Pi_\sigma} \quad (4.31)$$

здесь равновесная плотность состояний $\Pi_\sigma = \partial\rho_\sigma/\partial\mu_\sigma$. Заметим, что в главном приближении можно считать плотность ρ_σ в каждой точке функцией только μ_σ , пренебрегая ее зависимостью от u , возникающей во втором по u порядке. Выполняя интегрирование по χ , получаем для потенциала:

$$U = m \sum_\sigma \oint \frac{\rho_\sigma(y)}{\Pi_\sigma(y)} [f_\sigma(y - Y) - f_{e\sigma}(y)]^2 dy \left(2 \oint \frac{m^*}{\rho} dx \right)^{-1} \quad (4.32)$$

При интегрировании по χ в (4.28) мы положили $a(y) = \rho_{e\sigma}(y)$. Отметим, что поскольку для двумерной электронной системы с квадратичным электронным спектром при $T = 0$ плотность состояний Π_σ не зависит от химпотенциала, то выражения (4.31), (4.32) являются точными независимо от степени неравновесности, $\Pi_\sigma = 2\pi m h^{-2}$, $m^* = m$.

Из выражения (4.32) видно существенное различие обсуждаемых колебаний спиновой плотности для магнетиков и немагнетиков. Для магнетиков ($\rho_{e\sigma}$ зависит от спинового индекса) возбуждение колебаний не требует спиновой инжекции, т.е. колебания возможны и при $\rho_\sigma(y, 0) = \rho_{e\sigma}(y)$, достаточно возбудить начальный токовый импульс. Из (4.23), (4.32) нетрудно получить для этого случая частоту колебаний малой амплитуды $Y \ll L\rho$, она получается равной частоте собственных колебаний “спиновой маятника” (3.17), вычисленной в предыдущем разделе.

Для случае немагнетиков выражение (4.32) имеет вид

$$U = 2m \sum_\sigma \oint \frac{\rho_\sigma(y)}{\Pi(y)} \left[\frac{\delta\rho_\uparrow(y - Y)}{\rho(y - Y)} \right]^2 dy \left(\oint \frac{m^*}{\rho} dx \right)^{-1} \quad (4.33)$$

Π - полная плотность состояний. Таким образом, в этом случае колебания возбуждаются инжекцией спиновой неравновесности, колебания малой амплитуды имеют место, если точка $Y = 0$ расположена вблизи минимума

потенциала $U(Y)$, частота колебаний

$$\omega = \frac{1}{m} \sqrt{\frac{d^2U}{dY^2}_{min}}$$

пропорциональна степени инжекции.

4.3. Выводы

В этом разделе получены уравнения нелинейной динамики спиново-поляризованной электронной жидкости, справедливые при произвольном неоднородном спектре электронов. На их основе показано, что динамика электронной жидкости в неоднородном по электронным и магнитным свойствам проводнике, может описываться уравнением типа Ньютона. При этом найдены выражения для “координаты” в данном уравнении и для “потенциала”. Показано, что при смещениях этой обобщенной координаты и при наличии магнитной неоднородности кольца, возникают как линейные (описываемые выражением (3.17)), так и нелинейные колебания типа “спиновое маятника”. В отличие от линейного приближения, рассмотренного в разделе 3, в нелинейном приближении колебания спиновой поляризации могут возникать и в магнитно-однородных проводниках. Однако при этом необходима инжекция спиновой неравновесности и неоднородность полной плотности проводника.

РАЗДЕЛ 5

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ МАГНИТНО-НЕОДНОРОДНОГО ЗАМКНУТОГО ПРОВОДНИКА

В предыдущих разделах 3 и 4 было показано, что в магнитных проводниках микроразмеров возможны новые слабозатухающие колебания спиновой поляризации, которые могут сопровождаться колебаниями электрического тока, и их частоту можно регулировать в широких пределах изменением внешних параметров. Такого типа “спиновый маятник” может быть предложен как дополнение к разнообразным спинтронным устройствам, предложенным ранее [60]. Было также показано существование колебаний нового типа в проводниках с баллистическим транспортом.

Однако, при описании собственных колебаний таких колец всегда предполагалось, что столкновения, приводящие к выносу импульса из электронной системы, либо вообще отсутствуют, либо являются очень редкими по сравнению с нормальными столкновениями. Также не был рассмотрен вопрос о том, измерение каких характеристик магнитно-неоднородных колец позволит экспериментально определить наличие в них возможности собственных колебаний тока и спиновой поляризации. В данном разделе рассмотрено возбуждение всех колебаний указанного выше типа в магнитно-неоднородном кольце при произвольном соотношении между частотами столкновений с потерей и без потери импульса, частотой колебаний [61].

Раздел 5 имеет следующую структуру. В подразделе 5.1. описывается изучаемая система и записываются основные уравнения для нестационарного спинового транспорта. В подразделе 5.2. рассчитано сопротивление магнитно-неоднородного кольца, состоящего из двух частей с разными магнитными свойствами как функция частоты внешней ЭДС. В подразделе 5.3. рассмотрено сопротивление магнитно-неоднородного кольца в пределе баллистиче-

ского транспорта. В подразделе 5.4. рассмотрено сопротивление магнитно-неоднородного кольца в случае, когда магнитная неоднородность имеет произвольный характер при том, что транспорт в кольце является гидродинамическим.

5.1. Постановка задачи

Рассмотрим кольцо из одномерного проводника, магнитная неоднородность которого моделируется его составлением из двух однородных магнетиков длиной L_l и L_r (рис. 5.1), равновесные концентрации спиновых компонент в “левой” и “правой” частях кольца $n_{\uparrow, \downarrow l}$ и $n_{\uparrow, \downarrow r}$ соответственно. Данная модель кольца выбрана для упрощения вычислений и на эксперименте не обязательно должна реализовываться соединением двух разных магнетиков - в случае соединения обычно возникает контактный потенциальный барьер, который не присутствует в нашем рассмотрении. Направления намагниченности во всех точках кольца считаем коллинеарными и поэтому эффекты когерентности магнитных компонент отсутствуют.

В разделе 2 для случая одномерного проводника мы пользовались стационарными уравнениями спинового транспорта, которые были получены в работе Фленсберга [46]. Сейчас же мы хотим рассмотреть динамическую ситуацию, когда спиновые токи, электрический и химические потенциалы спиновых групп могут зависеть от времени. В этом случае можно легко модернизировать уравнения, добавив к ним слагаемые стандартного вида, которые представляют собой производную по времени от плотности для уравнения непрерывности, и производную по времени от тока для “силового” уравнения. Тогда имеем следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial \rho_\sigma}{\partial t} + j'_\sigma = -\frac{e\Pi_0}{\tau_{sf}} (\mu_\sigma - \mu_{-\sigma}) \quad (5.1)$$

$$\frac{m}{n_\sigma} \frac{\partial j_\sigma}{\partial t} + (\mu_\sigma + e\varphi)' - eE = -\sum_{\sigma'} \beta_{\sigma\sigma'} j_{\sigma'} \quad (5.2)$$

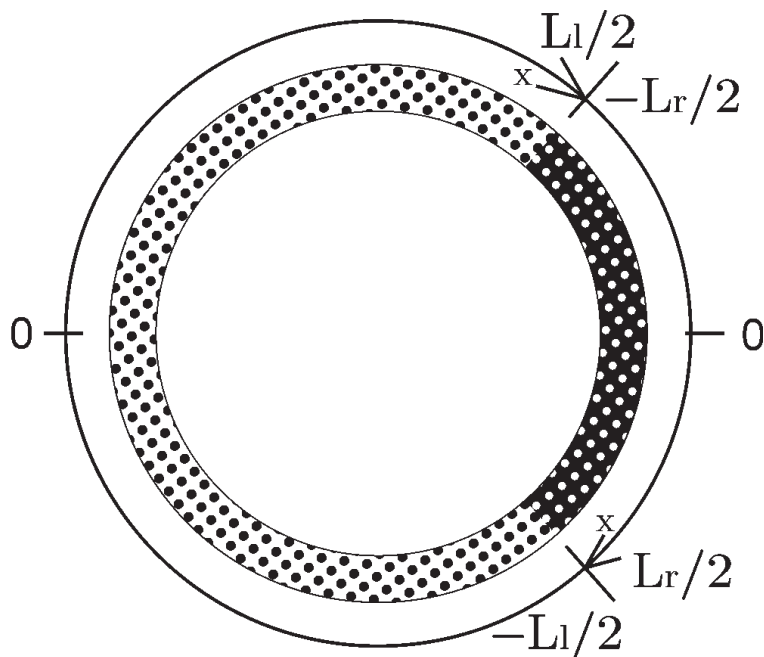


Рис. 5.1. Проводящее кольцо, составленное из двух частей с разными магнитными свойствами.

$$\beta_{\uparrow\uparrow} = e(\rho_{i\uparrow} + An_{\uparrow}^{-2}), \quad \beta_{\downarrow\downarrow} = e(\rho_{i\downarrow} + An_{\downarrow}^{-2}), \quad \beta_{\uparrow\downarrow} = \beta_{\downarrow\uparrow} = -eA(n_{\uparrow}n_{\downarrow})^{-1} \quad (5.3)$$

$$\sum_{\sigma} \rho_{\sigma} = 0 \quad (5.4)$$

Эти уравнения записаны для вырожденной электронной системы в линейном по отклонению от состояния равновесия приближении. Индекс σ нумерует направления спина ($-\sigma$ - направление, противоположное σ); $j_{\sigma} = n_{\sigma}u_{\sigma}$ - электрический ток спиновой компоненты; $\Pi_0^{-1} = \Pi_{\uparrow}^{-1} + \Pi_{\downarrow}^{-1}$, Π_{σ} - плотность состояний на уровне Ферми; τ_{sf} - время жизни относительно переворота спина электрона (процесса спин-флипа); массы электронов обеих компонент для простоты считаем одинаковыми и равными m ; φ - потенциал электрического поля, возникающего в условиях электронной неравновесности; e - заряд электрона; μ_{σ} - неравновесная добавка к химическому потенциалу компоненты, в линейном приближении

$$\rho_{\sigma} = e\Pi_{\sigma}\mu_{\sigma} \quad (5.5)$$

Величины $\beta_{\sigma\sigma'}$ описывают процессы электронной релаксации: ρ_i - это удель-

ное сопротивление, связанное со столкновениями электронов с потерей импульса (столкновения с примесями, например), константа A пропорциональна частоте электрон-электронных столкновений ν_{ee} ($A \approx e^{-1}m\nu_{ee}n_m$, $n_m^{-1} = n_{\uparrow}^{-1} + n_{\downarrow}^{-1}$), сохраняющих импульс электронной системы.

5.2. Расчет сопротивления магнитно-неоднородного кольца

Мы будем рассматривать возбуждение колебаний спиновой плотности в кольце электрическим полем индукции, напряженностью $E = E_0 e^{i\omega t}$, создаваемым потоком через площадь кольца внешнего переменного магнитного поля. Ограничимся рассмотрением линейных колебаний, поэтому далее будем предполагать, что $\rho_{\uparrow,\downarrow}(x,t) = \rho_{\uparrow,\downarrow}(x)e^{i\omega t}$, $j_{\uparrow,\downarrow}(x,t) = j_{\uparrow,\downarrow}(x)e^{i\omega t}$. Необходимо отметить, что в данной задаче, в отличие от задачи, рассмотренной в разделе 2, мы не можем объединить электрический и химический потенциалы в один электро-химический потенциал, т.к. в уравнение непрерывности входит только химическая часть потенциала. Кроме того, в этой задаче нам пришлось разделить электрический потенциал на две части: φ - потенциальная часть, E - электрическое поле, не потенциальной природы. Для дальнейших вычислений удобно используя соотношения (5.4),(5.5) привести уравнение (5.1) к следующему виду:

$$e\Pi_{\sigma}\mu_{\sigma} \left(i\omega + \tau_{sf}^{-1} \right) + j'_{\sigma} = 0 \quad (5.6)$$

Уравнение (5.2) запишем в следующем виде:

$$\gamma_{\sigma}j_{\sigma} - aj = -\frac{\mu'_{\sigma}}{e} - \varphi' + E \quad (5.7)$$

где

$$\gamma_{\sigma} = \frac{i\omega m}{en_{\sigma}} + \rho_{i\sigma} + \frac{A}{n_{\sigma}^2} + \frac{A}{n_{\sigma}n_{-\sigma}}, \quad a = \frac{A}{n_{\sigma}n_{-\sigma}}, \quad j = j_{\uparrow} + j_{\downarrow} \quad (5.8)$$

Пусть точки $x = 0$ находятся посередине каждой из частей, как это показано на рис. 5.1. Тогда решение уравнений (5.6) и (5.7) удобно искать

в следующем виде:

$$j_\sigma(x) = d_\sigma + f_\sigma \left(e^{-x/\lambda} + \alpha e^{x/\lambda} \right) \quad (5.9)$$

$$\mu_\sigma(x) = g_\sigma \left(e^{-x/\lambda} - \alpha e^{x/\lambda} \right) \quad (5.10)$$

$$\varphi(x) = b + cx + h \left(e^{-x/\lambda} - \alpha e^{x/\lambda} \right) \quad (5.11)$$

Вычисления значительно упрощаются благодаря симметрии всех уравнений задачи для величин j_σ , μ_σ , φ относительно замены $x \rightarrow -x$. Симметрия означает, что для всех решений (если они существуют), коэффициент α может быть выбран принимающим значения $\alpha = \pm 1$. Если $E \neq 0$ (вынужденные колебания), то выбор $\alpha = -1$ не соответствует симметрии вынуждающей силы в уравнении (5.2). Таким образом, рассматриваемый способ возбуждения колебаний электрическим полем выявляет только собственные колебания, симметричные относительно начала отсчета на рис. 1. Полагая $\alpha = 1$ и подставляя токи и потенциалы в уравнения (5.6), (5.7) и приравнявая отдельно свободные константы и предэкспоненциальные множители получаем для каждой части кольца систему уравнений

$$e\Pi_\sigma \left(i\omega + \tau_{sf}^{-1} \right) g_\sigma = \frac{f_\sigma}{\lambda} \quad (5.12)$$

$$\gamma_\sigma f_\sigma = \frac{1}{e\lambda} (g_\sigma + eh) \quad (5.13)$$

$$\gamma_\sigma d_\sigma - aj = c + E. \quad (5.14)$$

Из условия электронейтральности (5.4) и уравнения непрерывности (5.1) следует независимость полного тока j от координаты, откуда $f_\sigma = -f_{-\sigma} = f$. Тогда первое и второе уравнения здесь являются системой четырех линейных

однородных уравнений для величин f , g_σ и h :

$$e\Pi_\uparrow \left(i\omega + \tau_{sf}^{-1} \right) g_\sigma = \frac{f}{\lambda} \quad (5.15)$$

$$e\Pi_\downarrow \left(i\omega + \tau_{sf}^{-1} \right) g_\sigma = -\frac{f}{\lambda} \quad (5.16)$$

$$\gamma_\uparrow f = \frac{1}{e\lambda} (g_\uparrow + eh) \quad (5.17)$$

$$-\gamma_\downarrow f = \frac{1}{e\lambda} (g_\downarrow + eh). \quad (5.18)$$

Откуда, вычитая (5.18) из (5.17) получаем:

$$g_\uparrow - g_\downarrow = \frac{f}{e \left(i\omega + \tau_{sf}^{-1} \right) \Pi_0 \lambda}. \quad (5.19)$$

Вычитая (5.16) из (5.15) и используя (5.19) получаем, что данная система уравнений имеет нетривиальное решение при следующем значении параметра λ :

$$\lambda^2 = \left(e^2 \Pi_0 \left(i\omega + \tau_{sf}^{-1} \right) \gamma \right)^{-1}. \quad (5.20)$$

где $\gamma = \gamma_\uparrow + \gamma_\downarrow$. Заметим, что в предельном переходе $\omega \rightarrow 0$ величина λ совпадает с формулой для длины спиновой релаксации (2.13), полученной в разделе 2. С помощью (5.14) константы d_σ могут быть выражены через полный ток j

$$d_\sigma = j \frac{\gamma_{-\sigma}}{\gamma}. \quad (5.21)$$

Для связи констант, соответствующих разным частям кольца, нужно воспользоваться условием непрерывности спиновых токов и электро-химических потенциалов на двух границах в кольце. Причем, поскольку симметрия задачи уже учтена в записи этих величин, достаточно записать условия сшивки на одной из двух границ:

$$j_{l\sigma}(-L_l/2) = j_{r\sigma}(L_r/2)$$

$$\mu_{l\sigma}(-L_l/2) + e\varphi_l(-L_l/2) = \mu_{r\sigma}(L_r/2) + e\varphi_r(L_r/2).$$

Или расписав эти уравнения, используя (5.9), (5.10) и (5.11):

$$d_{l\uparrow} + f_l \left(k_l + \frac{1}{k_l} \right) = d_{r\uparrow} + f_r \left(k_r + \frac{1}{k_r} \right) \quad (5.22)$$

$$d_{l\downarrow} - f_l \left(k_l + \frac{1}{k_l} \right) = d_{r\downarrow} - f_r \left(k_r + \frac{1}{k_r} \right) \quad (5.23)$$

$$\begin{aligned} - \left(\frac{g_{l\uparrow}}{e} + h_l \right) \left(k_l - \frac{1}{k_l} \right) + b_l - c_l L_l / 2 = \\ = \left(\frac{g_{r\uparrow}}{e} + h_r \right) \left(k_r - \frac{1}{k_r} \right) + b_r + c_r L_r / 2. \end{aligned} \quad (5.24)$$

$$\begin{aligned} - \left(\frac{g_{l\downarrow}}{e} + h_l \right) \left(k_l - \frac{1}{k_l} \right) + b_l - c_l L_l / 2 = \\ = \left(\frac{g_{r\downarrow}}{e} + h_r \right) \left(k_r - \frac{1}{k_r} \right) + b_r + c_r L_r / 2. \end{aligned} \quad (5.25)$$

Где мы обозначили $k_{l,r} = \exp(L_{l,r}/2\lambda_{l,r})$. Вычитая (5.25) из (5.24) и используя (5.19), (5.20) получаем:

$$f_r = - \frac{\gamma_l \lambda_l \left(k_l - \frac{1}{k_l} \right)}{\gamma_r \lambda_r \left(k_r - \frac{1}{k_r} \right)} f_l \quad (5.26)$$

Подставляя (5.26) в одно из уравнений (5.22) или (5.23) можно выразить константы f_σ через константы d_σ :

$$f_{l,r\sigma} = \frac{(d_{r,l\sigma} - d_{l,r\sigma})(1 - N_{r,l})\gamma_{r,l}\lambda_{r,l}e^{-L_{l,r}/2\lambda_{l,r}}}{(1 + N_l)(1 - N_r)\gamma_r\lambda_r + (1 + N_r)(1 - N_l)\gamma_l\lambda_l} \quad (5.27)$$

$$N_{l,r} = e^{-L_{l,r}/\lambda_{l,r}}$$

Подставляя (5.27) в (5.7) используя при этом (5.21) и интегрируя полученное равенство по всему кольцу, получим связь между полным током j и внешней

ЭДС $\oint E dx$

$$\oint E dx = Rj \quad (5.28)$$

$$R = R_l + R_r + 2R_{border} \quad (5.29)$$

$$R_{l,r} = L_{l,r} \left(\frac{\gamma_{\uparrow l,r} \gamma_{\downarrow l,r}}{\gamma_{l,r}} - a \right) \quad (5.30)$$

$$R_{border} = \frac{(1 - N_l)(1 - N_r)(\gamma_{\downarrow l} \gamma_{\uparrow r} - \gamma_{\downarrow r} \gamma_{\uparrow l})^2}{\gamma_l^2 \gamma_r^2 \left(\frac{(1 + N_l)(1 - N_r)}{\lambda_l \gamma_l} + \frac{(1 + N_r)(1 - N_l)}{\lambda_r \gamma_r} \right)} \quad (5.31)$$

Выражение (5.30) определяет сопротивления обеих частей кольца в отсутствие спиновой неравновесности, таким образом, величина R_{border} связана с магнитной неоднородностью кольца. Если положить $\omega = 0$, $N_{l,r} = 0$, то выражение (5.31) в точности равно неравновесному сопротивлению одиночной границы между двумя проводниками с разными магнитными свойствами, полученному в разделе 2 этой работы (формула (2.32)). В дальнейшем нас будет интересовать зависимость реальной части кондактанса кольца от частоты ω внешней ЭДС, т.е. величина $Z(\omega) = \text{Re}(1/R(\omega))$.

На рис. 5.2 показан график зависимости $Z(\omega)/Z(0)$, построенный по формуле (5.29), для кольца, составленного из двух частей одинаковой длины ($L_l = L_r$). Частота измеряется в единицах характерной частоты системы $\omega_0^2 = \frac{n_{\uparrow} n_{\downarrow}}{m n e \Pi_0 L^2} \approx \frac{v_F^2}{L^2}$. Сплошная и пунктирная кривые соответствуют случаю, когда частоты нормальных столкновений и столкновений с потерей импульса электронной системы в 10 раз выше характерной частоты ($\nu_{ee} = \nu_i = 10\omega_0$). При этом, сплошная кривая соответствует магнитно-однородному кольцу ($n_{l\uparrow\downarrow} = n_{r\uparrow\downarrow}$), а пунктирная кривая соответствует магнитно-неоднородному кольцу ($n_{l\uparrow\downarrow} = n_{r\downarrow\uparrow}$) с поляризацией электронной плотности $n_{\uparrow}/n_{\downarrow} = 30/70$. Штрих-пунктирная кривая соответствует случаю, когда кольцо магнитно-неоднородное ($n_{l\uparrow\downarrow} = n_{r\downarrow\uparrow}$) с поляризацией электронной плотности $n_{\uparrow}/n_{\downarrow} = 30/70$, а частота е-е столкновений в 10 раз выше частоты столкновений с потерей импульса электронной системы ($\nu_{ee} = 10\omega_0$, $\nu_i = \omega_0$). Для всех

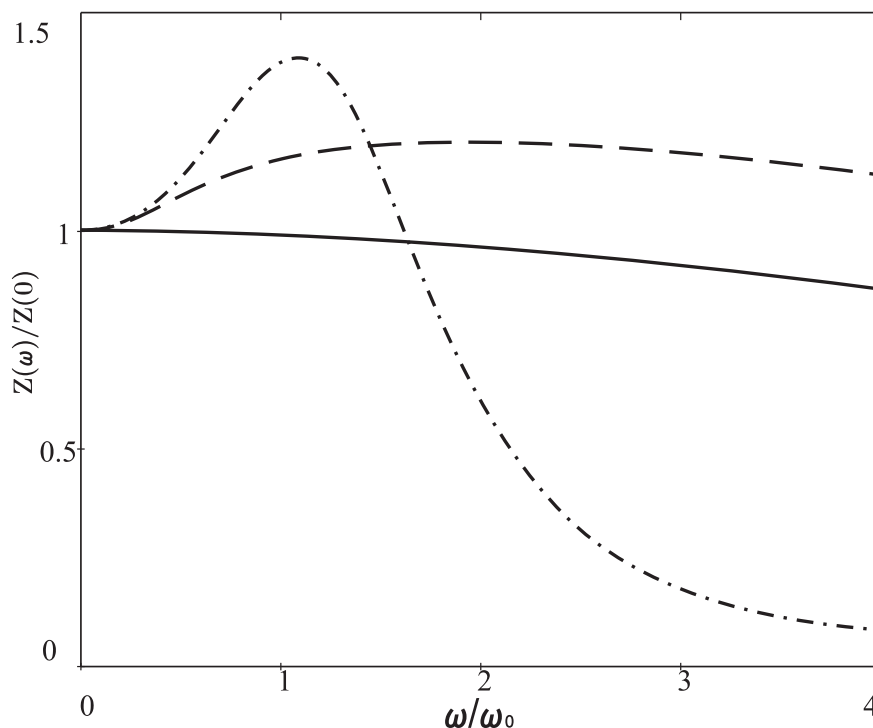


Рис. 5.2. График зависимости $Z(\omega)/Z(0)$ для случая диффузионного транспорта.

случаев частота спин-флипа $\tau_{sf}^{-1} = \omega_0/10$

Как видно из рис. 5.2, магнитная неоднородность кольца приводит к возрастанию $Z(\omega)$ с ростом частоты при малых ω , в то время как для магнитно-однородного кольца величина $Z(\omega)$ монотонно убывает с ростом внешней частоты. Рост кондактанса на малых частотах в случае магнитно-неоднородного образца можно объяснить, основываясь на результатах, полученных в разделе 2 диссертации: поскольку в статической проводимости спиновая неравновесность приводит к увеличению электросопротивления, то рост частоты, ограничивая, согласно (5.20), область неравновесности, приводит к увеличению кондактанса. Дальнейшее уменьшение кондактанса с ростом частоты объясняется (как и в случае однородного кольца) инерционностью носителей заряда - в соответствии с формулой Друде-Лоренца. Указанный рост кондактанса при частотах, меньших и сравнимых с ω_0 , имеет место в случае $\nu_i + \nu_{ee} > \omega_0 \gg \tau_{sf}^{-1}$.

Характерный максимум на рис. 5.2 для гидродинамической ситуации в проводимости соответствует резонансу типа “спинового маятника” вблизи характерной частоты (см. раздел 3). Однако, следует принять во внимание, что в рассматриваемой модели мы имеем дело с резкими переходами в кольце между областями с разными магнитными свойствами, поэтому собственные колебания такого “спинового маятника” будут сильно затухающими из-за диффузионных процессов вблизи границ, декремент затухания в этом случае оказывается порядка самой частоты резонанса (см. выражение (3.27) в разделе 3).

Следует также отметить, что разная длина свободного пробега относительно столкновений с примесями для спиновых групп в магнетике [62] также может влиять на характер резонансных пиков. Так, если электроны спиновой группы с меньшей плотностью рассеиваются на примесях чаще, чем электроны другой спиновой группы, то резонансные пики будут более ярко выражены, по сравнению с ситуацией, когда рассеяние электронов из разных спиновых групп происходит одинаково.

5.3. Предел баллистического транспорта

В пределе баллистического транспорта в кольце, когда длина свободного пробега электронов относительно любых столкновений много больше длины кольца $\nu_{ee}, \nu_i \ll v_F/L$ и время спиновой релаксации много больше характерного периода пробега электрона вдоль кольца $\tau_{sf} \gg L/v_F$ поведение кондактанса магнитно-неоднородного кольца существенно отличается от диффузионного или гидродинамического случаев. Вместо одного резонансного максимума в зависимости величины $Z(\omega)$ появляется ряд резонансов, эти максимумы тем более выражены, чем меньше частота релаксационных процессов. Так, на рис. 5.3 изображен график зависимости $Z(\omega)/Z(0)$, построенный по формуле (5.29), для кольца, составленного из двух частей

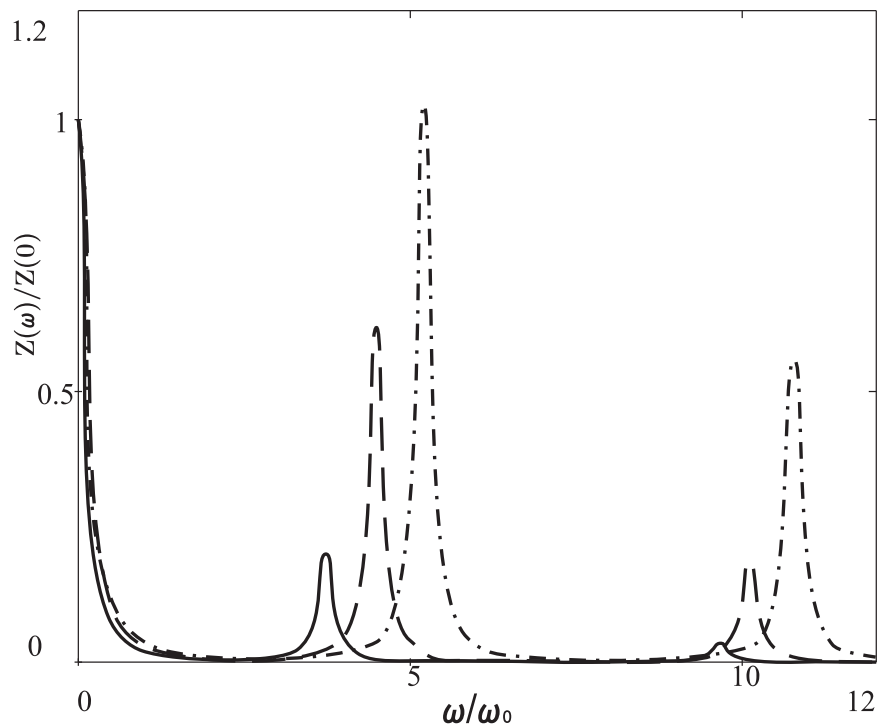


Рис. 5.3. График зависимости $Z(\omega)/Z(0)$ для случая баллистического транспорта.

одинаковой длины ($L_l = L_r$). Частота измеряется в единицах характерной частоты системы $\omega_0^2 = \frac{n_\uparrow n_\downarrow}{mne\Pi_0 L^2} \approx \frac{v_F^2}{L^2}$, поляризация электронной плотности n_\uparrow/n_\downarrow составляет 20/80 для сплошной кривой, 10/90 - для пунктирной кривой и 5/95 для штрих-пунктирной кривой. Частоты нормальных столкновений, столкновений с потерей импульса электронной системы и частота спин-флипа в 10 раз меньше характерной частоты ($\nu_{ee} = \nu_i = \tau_{sf}^{-1} = \omega_0/10$). Как и в случае с диффузионным транспортом, резонансы выражены ярче, если магнитная неоднородность кольца больше.

Для случая, когда обе части кольца одинаковой длины $L_l = L_r$, поляризации “левой” и “правой” частей противоположны ($n_{l\uparrow\downarrow} = n_{r\downarrow\uparrow}$) и при этом слабые $|n_\uparrow - n_\downarrow|/n \ll 1$, $\Pi_0 = Const$ можно аналитически найти резонансные частоты ω . Для этого необходимо в выражениях (5.30), (5.31) положить $\rho_{i\uparrow\downarrow} = 0$, $A = 0$, а затем решить уравнение $R(\omega) = 0$. При данных предположениях выражения для сопротивления кольца значительно

упрощаются, т.к. $N_l = N_r = N$, $\gamma_l = \gamma_r = \gamma$, $\lambda_l = \lambda_r = \lambda$ и уравнение $R = 0$ запишется в виде:

$$\frac{L(1+N)}{\lambda(1-N)} + \delta = 0, \quad \delta = \frac{(\gamma_{\uparrow} - \gamma_{\downarrow})^2}{\gamma_{\uparrow}\gamma_{\downarrow}} \ll 1. \quad (5.32)$$

Используя (5.8) и (5.20) преобразуем выражение L/λ :

$$\frac{L}{\lambda} = \sqrt{-\frac{me\Pi_0 n L^2 \omega^2}{n_{\uparrow} n_{\downarrow}}} = i \frac{\omega}{\omega_0 + \delta\omega}, \quad \omega_0 + \delta\omega = \sqrt{\frac{n_{\uparrow} n_{\downarrow}}{me\Pi_0 n L^2}}. \quad (5.33)$$

Исходя из определения δ в (5.32)

$$\delta = \frac{(n_{\uparrow}^{-1} + n_{\downarrow}^{-1})^2}{n_{\uparrow}^{-1} n_{\downarrow}^{-1}} = \frac{(n_{\uparrow} - n_{\downarrow})^2}{n_{\uparrow} n_{\downarrow}},$$

откуда следует:

$$\omega_0 + \delta\omega = \sqrt{\frac{n}{4me\Pi_0 L^2}} \left(1 - \frac{\delta}{4}\right) = \sqrt{\frac{n}{4me\Pi_0 L^2}} \left(1 - \frac{\delta}{8}\right),$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{n}{4me\Pi_0 L^2}}, \quad \delta\omega = -\frac{\delta}{8}\omega_0$$

Обозначим $\omega/\omega_0 = x$, тогда уравнение (5.32) запишется в виде:

$$ix \left(1 + \frac{\delta}{8}\right) \frac{1 + e^{-ix(1+\delta/8)}}{1 - e^{-ix(1+\delta/8)}} + \delta = 0. \quad (5.34)$$

Будем искать решение (5.34) в виде ряда $x = x_0 + x_1 + \dots$ методом последовательных приближений. Уравнение нулевого приближения

$$x_0(1 + e^{-ix_0}) = 0,$$

откуда $x_0 = \pi + 2\pi k$, $k = 0, 1, 2, \dots$ или $x_0 = 0$. Уравнение первого приближения:

$$i \frac{1 - e^{i(x_0\delta/8+x_1)}}{1 + e^{i(x_0\delta/8+x_1)}} \left(x_0 + x_0 \frac{\delta}{8} + x_1\right) + \delta = 0,$$

откуда, разлагая экспоненты в ряд, получаем:

$$-x_0^2 \frac{\delta}{16} - \frac{x_0 x_1}{2} + \delta = 0.$$

Таким образом

$$x_1 = 2\delta \left(\frac{1}{x_0} - \frac{x_0}{16} \right).$$

В результате получаем окончательное выражение, для резонансных частот

$$\omega = \omega_0 \left(1 - \frac{\delta}{8} \right) \left(\pi + 2\pi k + \frac{2\delta}{\pi + 2\pi k} \right), \quad \delta = 4 \frac{(n_{\uparrow} - n_{\downarrow})^2}{n^2} \ll 1 \quad (5.35)$$

$$\omega_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{n}{me\Pi_0 L^2}}, \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

Как видно из (5.31), $R_{border} = 0$ при всех частотах, если отношение $\gamma_{\uparrow}/\gamma_{\downarrow}$ не зависит от координаты, т.е. при этом условии все указанные выше особенности кондактанса отсутствуют. Такое положение имеет место не только для однородного кольца, но и если неоднородность не имеет характер “магнитной”, т.е. если плотности спиновых компонент и их удельные проводимости ρ_i меняются от точки к точке пропорционально друг другу. Таким образом, утверждение о том, что рассмотренные колебания могут быть возбуждены электрическим полем в магнитно-неоднородном кольце, доказано. Именно в этом случае колебания спиновой плотности сопровождаются переменным электрическим током по кольцу. Связь спиновых колебаний с током на качественном уровне можно пояснить следующим образом. Условие электронейтральности вынуждает неоднородные концентрации двух различных спиновых компонент двигаться по проводнику совместно. При неоднородной проводимости компонент это достигается появлением в проводнике внутреннего электрического поля, которое и создает ток.

Следует иметь в виду, что корни уравнения $R(\omega) = 0$ определяют частоты не всех собственных колебаний в системе, а только тех, которые могут быть возбуждены рассмотренным электрическим методом. Выше упоминалось о колебаниях с нечетными по x токами, они не возбуждаются электрическим полем, но являются решениями системы уравнений (5.4) - (5.7) в отсутствие столкновений и при $E = 0$. Частоты этих собственных колебаний

$$\omega = \omega_0 \left(1 - \frac{\delta}{8} \right) \left(2\pi k + \frac{\delta}{\pi k} \right)$$

Как четные по x , так и нечетные колебания существуют в баллистическом режиме и в однородном кольце ($\delta = 0$).

5.4. Случай плавных границ

Поскольку резкий переход между магнитно-однородными частями кольца приводит к сильному затуханию колебаний типа “спинового маятника”, то понятно, что к наиболее существенным изменениям плавный характер перехода приведет в случае гидродинамического транспорта. Чтобы проследить эти изменения, введем конечную длину перехода $L_{tr} \ll L$, пусть $\nu_{ee} \gg \omega_0$, столкновениями с несохранением импульса и спина пренебрежем. Выделим в токах чисто гидродинамическую часть, соответствующую равенству дрейфовых скоростей компонент:

$$j_\sigma = j \frac{n_\sigma}{n} \pm j_1,$$

знак $+$ соответствует “спину вверх”, минус - “спину вниз”. Вычитая одно из другого уравнения (7) для разных компонент, разрешая получившееся уравнение относительно j_1 и подставляя в (1), имеем:

$$\frac{\partial \rho_\uparrow}{\partial t} = \left[\frac{n_0}{A} \left(\frac{\rho_\uparrow}{\Pi_0} \right)' \right]' - j \left(\frac{n_\uparrow}{n} \right)' \quad (5.36)$$

где $n_0^{-1} = n_\uparrow^{-1} + n_\downarrow^{-1}$. Уравнение (5.36) описывает диффузию неравновесных спинов вблизи перехода, где протекающий ток генерирует спиновую неравновесность. Упростим модель, полагая, что величины n_0 , Π_0 , A не зависят от x . Тогда имеем:

$$\mu_\sigma(x) = -\frac{j}{\Pi_\sigma} \int G(x-y) \left(\frac{n_\uparrow(y)}{n(y)} \right)' dy \quad (5.37)$$

где функция Грина уравнения диффузии (16)

$$G(x) = \frac{1}{2i\omega\lambda} e^{-|x|/\lambda}, \quad \lambda = \sqrt{\frac{n_0^2}{i\omega A \Pi_0}}$$

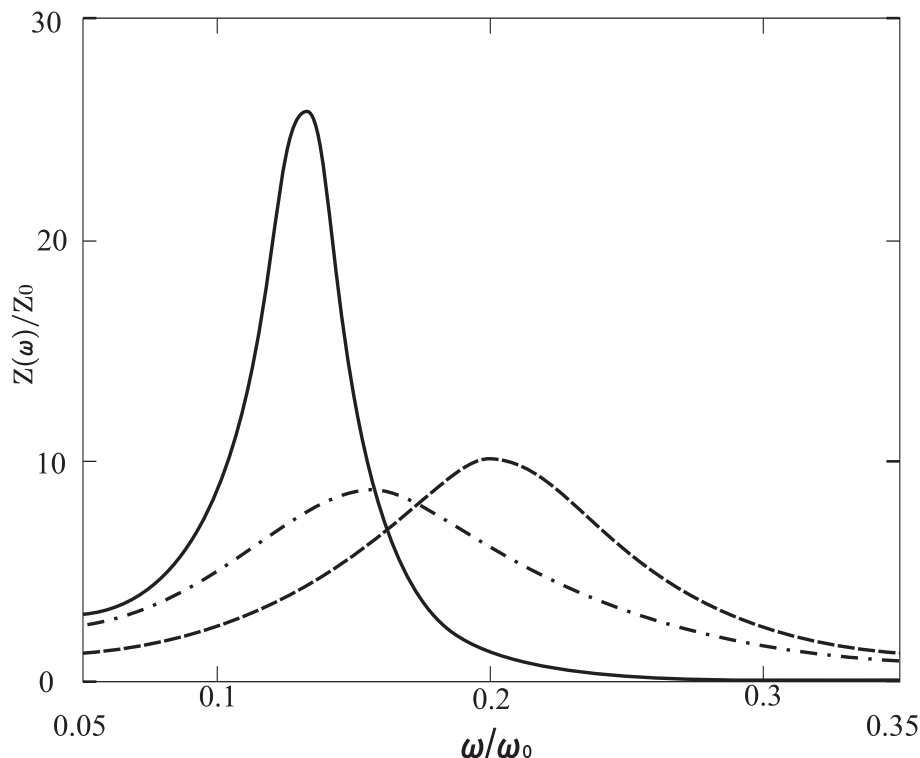


Рис. 5.4. График зависимости $Z(\omega)/Z_0$, построенный с использованием формулы (5.38), для магнитно-неоднородного кольца с плавным изменением магнитных свойств. $Z_0^{-1} = \oint \frac{m\omega_0}{ne^2} dx$ Сплошная кривая: $L_{tr} = 0.2L$; пунктирная кривая: $L_{tr} = 0.05L$; штрих-пунктирная кривая: $L_{tr} = 0.0125L$, где L - длина кольца, L_{tr} характерный размер магнитной неоднородности.

Чтобы получить выражение для сопротивления R в рассматриваемом случае, умножим обе части уравнений (5.7) на n_σ , сложим уравнения для разных компонент (из этой суммы выпадают слагаемые с A), разделим на n и проинтегрируем по всему кольцу. После интегрирования по частям с использованием (5.37) имеем:

$$R = \frac{1}{e^2} \oint \left[\frac{i\omega m}{n} - \frac{1}{\Pi_0} \int \left(\frac{n_\uparrow(x)}{n(x)} \right)' G(x-y) \left(\frac{n_\uparrow(y)}{n(y)} \right)' dy \right] dx \quad (5.38)$$

При $\lambda \ll L_{tr}$ функцию $G(x-y)$ в (5.38) можно заменить на $(i\omega)^{-1}\delta(x-y)$ и условие $R = 0$ определяет тогда частоту колебаний “спинового маятника” (3.17), найденную разделе 3 диссертации.

На рис.5.4 изображен график зависимости $Z(\omega)$ для кольца состоящего из

двух противоположно намагниченных частей одинаковой длины с областями плавных переходов между ними длиной L_{tr} , построенный с использованием формулы (5.38) для трех различных значений L_{tr} . При построении графиков предполагалось слабая намагниченность кольца ($|n_{\uparrow} - n_{\downarrow}|/n = 0.035$), так, чтобы величину λ можно было считать не зависящей от x , частота нормальных столкновений $\nu_{ee} = 1000\omega_0$, процессы спин-флипа и столкновения с потерей импульса электронной системы отсутствуют. Видно, что наиболее выраженный максимум кондактанса имеется в случае наиболее плавного изменения магнитных свойств кольца, это объясняется тем, что период собственных колебаний в этом случае меньше времени диффузии спиновой неравновесности через область L_{tr} . В случае же уменьшения длины перехода между разными по магнитным свойствам половинками, частота резонанса сначала увеличивается согласно формуле для частоты собственных колебаний “спинового маятника” (3.17) и перестает расти, когда частота “спинового маятника” становится порядка τ_d^{-1} , где $\tau_d \approx L_{tr}^2/D$ - время диффузии спиновой неравновесности в области L_{tr} , $D \approx v_F^2/\nu_{ee} \approx \omega_0^2 L^2/\nu_{ee}$ - коэффициент диффузии.

Оценим порядок величины характерной для рассмотренных колебаний в баллистическом режиме частоты $\omega_0 \approx v_F/L$. Поскольку в гетероструктурах на основе AsGa длина свободного пробега относительно столкновений с несовершенствами структуры достигает 10μ , а $v_F \approx 10^7$ см/сек, то $\omega_0 \approx 10^{10}$ сек $^{-1}$. Частота колебаний “спинового маятника” (гидродинамический режим) может быть заметно уменьшена по сравнению с ω_0 , поскольку содержит занижающим фактором степень неоднородности $(n_{\uparrow}/n)_r - (n_{\uparrow}/n)_l$.

5.5. Выводы

Получены выражения для электросопротивления проводящего кольца для определенных моделей его пространственной неоднородности, но при

произвольном характере рассеяния электронов. Продемонстрировано наличие при определенных условиях особенностей в частотной зависимости сопротивления, связанных с возбуждением всех рассмотренных в разделах 3,4 типов собственных колебаний. Найдена также новая особенность, обязанная уменьшению с ростом частоты области магнитной неоднородности.

Представляется возможным создание новых устройств спинтроники, использующие динамические эффекты спинового транспорта. Примером такого устройства, например, может служить частотный фильтр - кольцо, составленное из двух проводников, имеющих сильно отличающиеся друг от друга g -факторы. Характеристики такого фильтра зависят от напряженности магнитного поля, в которое он помещен. По величине добротности такого фильтра можно судить о степени спин релаксационных процессов в проводниках.

РАЗДЕЛ 6

ДИНАМИЧЕСКИЕ СПИН-ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И СПИН-ТЕПЛОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В СИСТЕМЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОГО ГЕЛИЯ

В разделах 3,4 предсказаны связанные колебания спиновой поляризации и электрического тока в проводящем микрокольце, электронный спектр которого пространственно неоднороден. Проведенное рассмотрение относится к вырожденным магнитным и немагнитным электронным системам. Условия существования динамических спин-электрических эффектов включают достаточно большое время жизни неравновесной спиновой поляризации электронов, высокую подвижность носителей тока и гидродинамическую ситуацию в проводимости – существенное преобладание сохраняющих импульс носителей тока столкновений над столкновениями, выводящими импульс из системы. Последнее условие трудно выполнимо для электронных гетероструктур, оно экспериментально осуществлено только в режиме перегрева электронной системы по отношению к кристаллической решетке [20].

Между тем развитая гидродинамическая ситуация является типичной для системы электронов над поверхностью жидкого гелия (ЭПЖГ) [22, 23]. Частоты сохраняющих импульс электрон-электронных столкновений достигают величин порядка $10^9 - 10^{10}$ сек.⁻¹, а частоты отбирающих у электронов импульс столкновений с риплонами при низких температурах порядка 10^8 сек.⁻¹ [22]. Последняя величина определяет и высокую подвижность электронов над поверхностью гелия (очевидно, что электрон-электронные столкновения не уменьшают электропроводность). Время релаксации спина, по-видимому, также весьма велико в ЭПЖГ [26]. Таким образом, данная система представляется весьма благоприятным объектом для обнаружения спин-электрических эффектов, рассмотренных в разделе 3.

Следует иметь в виду, что, поскольку ЭПЖГ представляет собой невы-

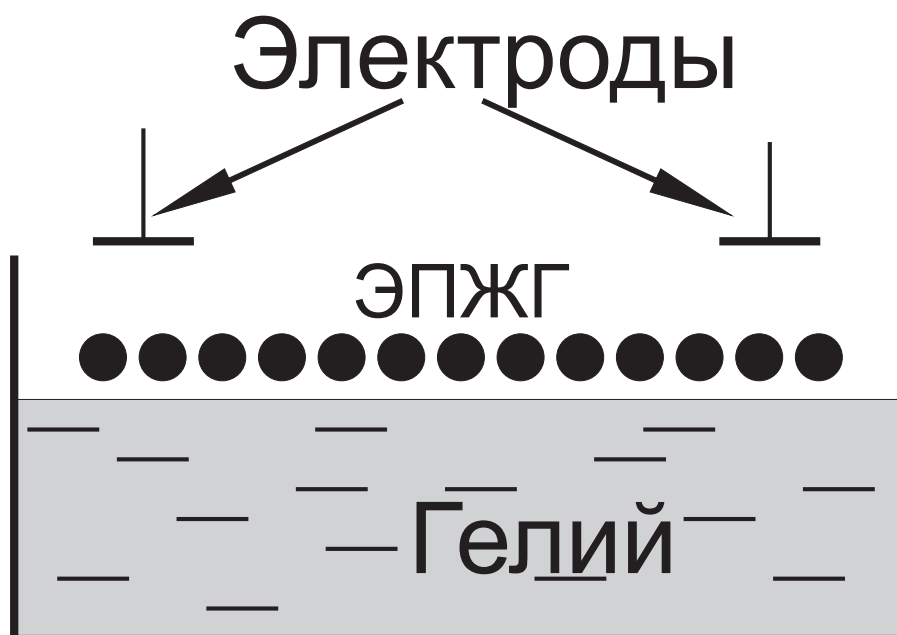


Рис. 6.1. Схематическое изображение бесконтактного метода измерения проводимости ЭПЖГ

рожденную электронную плазму, то существенной оказывается роль тепловых эффектов, которые в случае вырожденной плазмы малы и не учитывались в предыдущих разделах диссертации. Еще одно обстоятельство, определяющее необходимость специального рассмотрения спин-электрических эффектов в ЭПЖГ: обычно применяемый в эксперименте бесконтактный метод измерения электропроводности (рис. 6.1), в котором протекание электрического тока по ЭПЖГ обусловлено изменением плотности электронов под воздействием создаваемого электродами электрического поля. Указанная специфика ЭПЖГ позволяет ожидать здесь спин-электрических и спин-тепловых эффектов нового типа [63].

Раздел 6 имеет следующую структуру. В подразделе 6.1. записываются основные уравнения динамики ЭПЖГ. В подразделе 6.2. показано, что в кольце из ЭПЖГ возможны собственные гидродинамические колебания, связанные с градиентами магнитного поля и температуры. В подразделе 6.3. рассчитана добавка к электрическому потенциалу, которая возникает вслед-

ствие приложения к ЭПЖГ неоднородного магнитного поля или создания в ЭПЖГ градиента температуры.

6.1. Постановка задачи и основные уравнения

Магнитное поле, приложенное к ЭПЖГ для дифференциации спиновых компонент, предполагается направленным параллельно поверхности гелия, чтобы исключить его орбитальные эффекты.

Уравнение непрерывности для плотностей двух электронных спиновых компонент rs (числа частиц, отнесенных к единице длины ЭПЖГ):

$$\frac{\partial \rho_\sigma}{\partial t} + j'_\sigma = \hat{I}_{sf}(\rho_\sigma), \quad (6.1)$$

где j'_σ - поток соответствующей спиновой компоненты, штрихом обозначаем производную по единственной в задаче пространственной координате. $\hat{I}(\rho_\sigma)$ - оператор приводящих к перевороту спина (спин-флипу) столкновений, который в предположении о быстро устанавливаемом внутри каждой спиновой компоненты локальном равновесии можно записать в виде:

$$\hat{I}_{sf} = -\frac{\rho_\sigma e^{-\Delta\sigma/kT} - \rho_{-\sigma} e^{-\Delta\sigma/kT}}{2\tau_{sf} \text{ch}(\Delta/2kT)} \quad (6.2)$$

Выражение (6.2) можно получить из следующих рассуждений. В условиях спинового равновесия плотности спиновых компонент можно записать в следующем виде:

$$\rho_{\sigma e} = \rho_0 e^{2\sigma\mu H/kT} = \rho_0 e^{\sigma\Delta/kT}, \quad (6.3)$$

где $\Delta = 2\mu H$ - энергия зеемановского расщепления, H - напряженность магнитного поля, μ - магнетон Бора, T - температура, $\sigma = \pm 1/2$. Если мы отклоним одну из компонент от ее равновесного значения, то неравновесная добавка к плотности $\delta\rho_\sigma = \rho_\sigma - \rho_{\sigma e}$ за характерное время спиновой релаксации τ_{sf} должна обратиться в 0. Очевидно, уравнение описывающее спиновую

релаксацию будет иметь вид:

$$\frac{\partial \delta \rho_\sigma}{\partial t} = -\frac{\delta \rho_\sigma}{\tau_{sf}}. \quad (6.4)$$

Таким образом, правая часть уравнения (6.4) будет отвечать оператору переворота спина \hat{I}_{sf} . Для получения явного вида \hat{I}_{sf} распишем более подробно правую часть уравнения (6.4):

$$-\frac{\delta \rho_\sigma}{\tau_{sf}} = -\frac{\rho_\sigma - \rho_{\sigma e}}{\tau_{sf}} = -\frac{\rho_\sigma - \rho_0 e^{\sigma \Delta / kT}}{\tau_{sf}} = -\frac{\rho_\sigma e^{-\Delta \sigma / kT} - \rho_{-\sigma} e^{-\Delta \sigma / kT}}{2\tau_{sf} \text{ch}(\Delta / 2kT)}$$

при этом мы воспользовались следующим из (6.3) соотношением:

$$\rho_0 = \frac{\rho_\sigma + \rho_{-\sigma}}{2\text{ch}(\Delta / 2kT)}. \quad (6.5)$$

Уравнение баланса импульса для спиновых компонент (аналог уравнений Эйлера), линейризованное по скорости дрейфа компонент u_σ , запишем в виде:

$$\rho_\sigma \left(m \frac{\partial u_\sigma}{\partial t} + e\varphi' - \sigma \Delta' \right) + (\rho_\sigma kT)' = -\rho_\sigma \sum_{\sigma'} \beta_{\sigma\sigma'} j_{\sigma'} \quad (6.6)$$

Здесь скорость дрейфа определена соотношением $j_\sigma = \rho_\sigma u_\sigma$, φ - потенциал электрического поля, m - масса электрона. Матрица $\beta_{\sigma\sigma'}$, так же как и в разделе 2 диссертации пропорциональна электросопротивлению двухкомпонентной электронной жидкости в однородном случае (коэффициент пропорциональности e^{-2}) и, записывается в том же виде как и в уравнениях (2.3)

$$\beta_{\sigma\sigma'} = \beta_{i\sigma} \delta_{\sigma\sigma'} + \frac{4A\sigma\sigma'}{\rho_\sigma \rho_{\sigma'}} \quad (6.7)$$

где $\delta_{\sigma\sigma'}$ - символ Кронекера, величины $e^{-2}\beta_{i\sigma}$ - электросопротивления отдельных спиновых компонент, связанные с рассеянием носителей на несовершенствах структуры, величина A пропорциональна частоте электрон-электронных столкновений τ_{ee}^{-1} : $A \approx \frac{m}{\tau_{ee}} \sum_{\sigma} \frac{1}{\rho_\sigma \rho_{\sigma'}}$. В уравнении (6.6) ρkT - давление, создаваемое компонентой электронного газа, его неидеальность учитывается соответствующим вкладом в потенциал электрического поля; слагаемое с β учитывает затухание дрейфа, связанное с потерей импульса на

дефектах, и трение друг о друга спиновых компонент. Заметим, что в отличие от обычных уравнений гидродинамики смеси жидкостей, в которых скорости компонент полагаются одинаковыми вследствие частых столкновений между частицами смеси (как, например, полагалось в разделе 4), в данной задаче возможно заметное различие скоростей. Суммируя (6.6) по σ , получаем аналог уравнения Эйлера для смеси компонент:

$$m \frac{\partial j}{\partial t} + (\rho k T)' + \rho e \varphi' - \frac{1}{2} \Delta' (\rho_{\uparrow} - \rho_{\downarrow}) = -\frac{j}{\rho} \sum_{\sigma} \rho_{\sigma}^2 \beta_{i\sigma} \quad (6.8)$$

Уравнение баланса тепловой энергии нетрудно вывести из кинетического уравнения методом, использованным в 3 части диссертации:

$$\sum_{\sigma} \int \left(\frac{p^2}{2m} + \sigma \Delta \right) \frac{df_{\sigma}^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)}{dt} \mathbf{p} = 0,$$

здесь $f_{\sigma}^{(0)}$ - локально равновесная функция распределения Максвелла (нулевое приближение решения кинетического уравнения по малому параметру $l_{ee}/L \ll 1$), которую можно записать в следующем виде

$$f_{\sigma}^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = f_{0\sigma}(p^2) \left(1 + \frac{\delta T(\mathbf{r}, t)}{T} \left(\frac{p^2}{2mkT} - \frac{r}{2} \right) + \frac{\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) \mathbf{p}}{kT} + \frac{\delta \rho_{\sigma}(\mathbf{r}, t)}{\rho_{\sigma}} \right),$$

где $f_{0\sigma}$ - равновесная по всему объему функция распределения Максвелла.

Таким образом получаем:

$$\frac{r}{2} \frac{\partial \rho k T}{\partial t} + \left(\frac{r}{2} + 1 \right) (j k T)' + e j \varphi' - (\chi \rho k T')' = \Delta \hat{I}_{sf}(\rho_{\uparrow}) + \frac{1}{2} \Delta' (j_{\uparrow} - j_{\downarrow}), \quad (6.9)$$

где $r = 1, 2$ - размерность пространства импульсов для ЭПЖГ, величина $\chi \approx v^2 \tau_{ee}$ имеет смысл коэффициента температуропроводности ЭПЖГ (v - характерная скорость электрона). При выводе также использовано уравнение (6.1), слагаемое, ответственное за теплоперенос диффузионного типа написано феноменологически (оно соответствует следующему приближению по малому параметру l_{ee}/L).

Везде ниже мы будем считать частоту рассматриваемых процессов много меньшей плазменной частоты ω_{pl} ($\omega_{pl} \approx 10^8$ сек $^{-1}$ для используемых в

эксперименте ЭПЖГ). Это условие позволяет считать полную плотность ρ заданной функцией координат, определяемой внешними по отношению к ЭПЖГ зарядами.

6.2. Электронное кольцо

Рассмотрим задачу о собственных колебаниях в кольце из ЭПЖГ, линейную по u и добавкам δT и $\delta\rho_\sigma$ к равновесным значениям соответствующих величин. Пренебрегая спин-флипом и теплопроводностью, имеем из (6.1), (6.8), (6.9) в линейном приближении

$$i\omega\delta\rho_\sigma + j'_\sigma = 0 \quad (6.10)$$

$$\frac{1}{\rho} \left[mi\omega j - \frac{1}{2}\Delta'(\delta\rho_\uparrow - \delta\rho_\downarrow) + (\rho k\delta T)' \right] + e\delta\varphi' = 0 \quad (6.11)$$

$$\frac{r}{2}i\omega\rho^2 k\delta T = \frac{1}{2}j\Delta'(\rho_{0\uparrow} - \rho_{0\downarrow}) \quad (6.12)$$

здесь ω частота колебаний, (учтено, что в силу однородности величин j и равновесной температуры T , линейное приближение второго слагаемого в левой части (6.9) отсутствует) равновесные относительно приложенного магнитного и статического электрического полей значения плотностей (неоднородность плотности предполагает наличие статического электростатического потенциала φ_0). При собственных колебаниях скорости обеих компонент можно считать равными [19], таким образом $j_\sigma = j\rho_{0\sigma}/\rho$. Из уравнения (6.10) получаем, что

$$\delta\rho_\sigma = -\frac{ij}{\omega} \left(\frac{\rho_{0\sigma}}{\rho} \right)', \quad (6.13)$$

из уравнения (6.12) получаем

$$k\delta T = -\frac{ij\Delta'}{r\rho^2\omega}(\rho_{0\uparrow} - \rho_{0\downarrow}). \quad (6.14)$$

подставляя величины $\delta\rho_\sigma$ из (6.13) и δT из (6.14) в (6.11) и интегрируя (6.11) по координате, находим частоту собственных колебаний:

$$\omega^2 = \frac{\oint \frac{dx}{\rho} \left[\frac{\Delta'^2}{2kT \operatorname{ch}^2(\Delta/2kT)} + \frac{2kT\rho'^2}{r\rho^2} \right]}{2m \oint \frac{dx}{\rho}} \quad (6.15)$$

здесь использовано справедливое в главном приближении равенство

$$\rho' = \frac{-\rho e \varphi'_e + \frac{\Delta'}{2}(\rho_{0\uparrow} - \rho_{0\downarrow})}{kT} \quad (6.16)$$

В (6.15) первое слагаемое в прямоугольных скобках связано со взаимодействием создаваемой током неравновесной спиновой поляризации с неоднородным магнитным полем, т.е. “возвращающая сила” аналогична рассмотренной в разделе 3. Второе слагаемое обязано тепловому эффекту и появляется, если плотность электронов неоднородна. Потенциальная энергия участвующих в дрейфе электронов изменяется при движении вдоль кольца и, в силу сохранения энергии, адиабатически изменяется их тепловая энергия. Нагрев одной стороны кольца при охлаждении другой вызывает градиент электронного давления в кольце, который компенсируется возникающим вследствие неравновесности системы электрическим полем. Поскольку электронная плотность неоднородна, электрическое поле создает вращательный момент, действующий на электронное кольцо. Подчеркнем, что обусловленные тепловым эффектом колебания имеют место и в отсутствие магнитного поля.

Таким образом, наличие неоднородного магнитного поля является условием возникновения спин-электрических колебаний, затухание которых определяется процессами спин-флипа (а также спиновой диффузии и рассеяния с потерей импульса); а наличие внешних зарядов, создающих неоднородность электронной плотности, - термоэлектрических колебаний, затухание которых не связано со спин-флипами. Время затухания последних $\approx (\chi/L^2 + \tau_i^{-1} + \eta)^{-1}$, L - длина окружности кольца, τ_i - время свободного пробега относительно

столкновений с потерей импульса; здесь также учтен уход тепла из ЭПЖГ в гелий, η - частота ухода.

6.3. Вынужденные колебания системы электронов на поверхности жидкого гелия

Приложение к ЭПЖГ неоднородного магнитного поля в схеме эксперимента с вынужденными колебаниями ЭПЖГ, изображенной на рис.6.1, позволяет исследовать эффекты, связанные со спином электронов. Как следует из (6.1), (6.6), и это нетрудно понять из физических соображений, при частотах приложенного к ЭПЖГ электрического поля $\tau_{sf}^{-1} \ll \omega \ll \nu l_{ee}/L^2$ ($\nu \approx \sqrt{kT/m}$), за период колебаний диффузия электронов успевает установить для каждой спиновой компоненты равновесное в приложенных полях распределение электронов по всей ЭПЖГ $\rho_{e\sigma}$. Плотность спиновых компонент при этом: $\rho_{\sigma} = \rho_{e\sigma} + \delta\rho_{\sigma}$, $\rho_{e\sigma} = \rho_{0\sigma}(1 + \delta\rho/\rho + c_{\sigma})$, $\delta\rho_{\sigma} \ll \delta\rho$. Здесь $\rho_{0\sigma}$ - равновесная плотность компонент в отсутствие переменного электрического потенциала, $\rho_{0\uparrow}/\rho_{0\downarrow} = \exp(\Delta/kT)$, $\delta\rho_{\sigma}$ - неравновесная добавка к плотности, константа c_{σ} определяется из условия постоянства полного количества электронов каждой компоненты: $\int \rho_{0\sigma}(\delta\rho/\rho + c_{\sigma})dx = 0$. Подставляя написанные выше разложения для спиновых плотностей в уравнение (6.6) получаем для нулевого приближения:

$$\rho_{e\sigma}e\varphi' - \rho_{e\sigma}\sigma\Delta' + (\rho_{e\sigma}kT)' = 0 \quad (6.17)$$

Первое приближение запишется следующим образом:

$$\rho_{e\sigma}e\delta\varphi' + \delta\rho_{\sigma}e\varphi' - \delta\rho_{\sigma}\Delta' + (\delta\rho_{\sigma}T)' = -A(u_{\sigma} - u_{-\sigma}) \quad (6.18)$$

Используя (6.17) перепишем (6.18) в следующем виде:

$$e\delta\varphi' + T \left(\frac{\delta\rho_{\sigma}}{\rho_{0\sigma}} \right)' = -\frac{A}{\rho_{0\sigma}}(u_{\sigma} - u_{-\sigma}),$$

откуда

$$e\delta\varphi + T \left(\frac{\delta\rho_\sigma}{\rho_{0\sigma}} \right) = - \int^x \frac{A(x_1)}{\rho_{0\sigma}(x_1)} (u_\sigma(x_1) - u_{-\sigma}(x_1)) dx_1. \quad (6.19)$$

Домножая обе части (6.19) на $\rho_{0\sigma}(x)$ и складывая два уравнения для спинов \uparrow и \downarrow и учитывая то, что $\delta\rho_\uparrow = -\delta\rho_\downarrow$, получаем в итоге выражение для неравновесного потенциала, возникающего вследствие магнитной неоднородности:

$$e\delta\varphi = -\frac{1}{\rho_0} \int_0^x dx_1 A \left[\frac{\rho_{0\uparrow}(x)}{\rho_{0\uparrow}(x_1)} - \frac{\rho_{0\downarrow}(x)}{\rho_{0\downarrow}(x_1)} \right] (u_\uparrow - u_\downarrow) \quad (6.20)$$

При этом дрейфовые скорости находятся из уравнения непрерывности (6.1)

$$u_\sigma(x) = -(i\omega/\rho_{0\sigma}) \int^x \rho_{0\sigma} (\delta\rho/\rho + c_\sigma) dx_1 \quad (6.21)$$

(интегрирование ведется от левого края ЭПЖГ) вследствие неоднородности Δ оказываются различными для разных спиновых компонент. Т.е. имеет место сильное трение компонент друг о друга, что приводит к значительному увеличению электросопротивления ЭПЖГ: в однородном поле сохраняющие импульс электрон-электронные столкновения не приводят к сопротивлению и оно пропорционально τ_i^{-1} , при наличии градиента H сопротивление пропорционально τ_{ee}^{-1} .

Оценим разность потенциалов на концах ЭПЖГ интегрируя в формуле (6.20) по всей длине ЭПЖГ. Пусть полный ток $j = j_0 \cos \pi x/L$, будем также считать, что равновесная плотность ρ_0 не зависит от x — это означает, что магнитное поле достаточно мало $\Delta/kT \ll 1$, при этом экспоненту в выражении (6.3) можно разложить в ряд, оставив линейный член. Тогда равновесные спиновые плотности запишутся в виде:

$$\rho_{0\uparrow} = \frac{\rho_0}{2} \left(1 + \frac{\Delta}{2kT} \right), \quad \rho_{0\downarrow} = \frac{\rho_0}{2} \left(1 - \frac{\Delta}{2kT} \right)$$

Для простоты будем предполагать линейную зависимость $\Delta/kT = Kx$ ($T = Const$). Из уравнения непрерывности находим, что

$$\delta\rho + \rho_{0\uparrow}c_\uparrow + \rho_{0\downarrow}c_\downarrow = -\frac{i\pi j_0}{\omega L} \sin(\pi x/L). \quad (6.22)$$

Константы $c_{\uparrow\downarrow}$ найдем, как уже было сказано, из условия постоянства числа частиц в каждой спиновой группе

$$c_{\sigma} = -\frac{\int \rho_{0\sigma} \frac{\delta\rho}{\rho_0} dx}{\int \rho_{0\sigma} dx}, \quad (6.23)$$

где интегрирование ведется по всей длине ЭПЖГ. Подставляя (6.23) в (6.22) и учитывая, что $\int \delta\rho dx = 0$, получаем

$$\delta\rho = -\frac{ij_0}{\omega L} \sin(\pi x/L). \quad (6.24)$$

Подставляя теперь (6.24) в (6.23) получаем

$$c_{\uparrow} = \frac{2ij_0}{\rho_0\omega\pi} K, \quad c_{\downarrow} = -\frac{2ij_0}{\rho_0\omega\pi} K \quad (6.25)$$

Подставляя выражения (6.24), (6.25) в (6.21) находим разность дрейфовых скоростей

$$\begin{aligned} u_{\uparrow} - u_{\downarrow} &= \frac{j_0}{\rho_0} \left(-\frac{2\pi K}{L} \int_{-L/2}^x x_1 \sin(\pi x_1/L) dx_1 + \frac{4L}{\pi} K \right) = \\ &= 2Kx \cos(\pi x/L) + \frac{2LK}{\pi} (\sin(\pi x/L) - 1) \end{aligned} \quad (6.26)$$

Подставляя теперь (6.26) в (6.20) получаем окончательное выражение для добавки к разности потенциалов на концах ЭПЖГ, связанной с магнитной неоднородностью:

$$U_{un} = 0,04 \frac{L^3}{e} K^2 \frac{Aj_0}{\rho_0^2} \approx \left(\frac{\Delta'}{kT} \right)^2 \frac{L^3 m}{e\rho\tau_{ee}} j_0 \quad (6.27)$$

Как видно из (6.27) дополнительное сопротивление, как и можно было предположить, всегда положительное, исчезает если магнитное поле однородно, пропорционально частоте электрон-электронных столкновений.

При частотах $\omega \gg \nu l_{ee}/L^2$ разностью скоростей компонент можно пренебречь (т.е. положить $j_{\sigma} = j\rho_{0\sigma}/\rho$) и добавку к потенциалу, связанную с неоднородностью магнитного поля, найдем из (6.10), (6.11):

$$e\delta\varphi'_1 = -\frac{ij}{\rho} \left(m\omega - \frac{\Delta'^2}{4kT \operatorname{ch}^2(\Delta/2kT)\omega} \right), \quad (6.28)$$

или, если проинтегрировать (6.28) по длине ЭПЖГ, то получим разность потенциалов на концах ЭПЖГ:

$$U_1 = -\frac{ij}{e} \int \left(\frac{m\omega}{\rho} - \frac{\Delta'^2}{4kT\rho\text{ch}^2(\Delta/2kT)\omega} \right) dx \quad (6.29)$$

Сравнивая выражения (6.29) и первое слагаемое в (6.15) можно увидеть, что и в разомкнутом проводнике, состоящим из ЭПЖГ с постоянной температурой, возможен резонансный эффект: на собственной частоте спиново-электрических колебаний разность потенциалов, возникающая в ЭПЖГ вследствие прохождения тока через неоднородное магнитное поле, обращается в нуль.

Таким образом, приложение неоднородного магнитного поля приводит к появлению добавок к действительной и мнимой части электросопротивления, определяемой формулами (6.20)-(6.28), причем эти добавки «включаются» после момента приложения поля за время τ_{sf} установления в системе спинового равновесия. Последнее обстоятельство позволяет непосредственно наблюдать действие процессов спин-флипа.

В отсутствие неоднородного магнитного поля, как это следует из (6.8), (6.9), осциллирующая добавка к электрическому потенциалу имеет вид:

$$e\delta\varphi' = -kT \left(\frac{\delta\rho}{\rho} \right)' + \frac{kT}{\rho} \left[\left(\frac{j}{\rho} \right)' \frac{\rho}{\frac{r}{2}i\omega + \frac{\chi}{L^2} + \eta} \right]' - \frac{(i\omega + \tau_i^{-1})mj}{\rho} \quad (6.30)$$

Первое слагаемое в (6.30) - это производная от того потенциала, в котором $\delta\rho$ является равновесной добавкой к плотности, последнее пропорционально электросопротивлению электронного газа, а второе слагаемое - это термо-электрический эффект, связанный с создаваемой в условиях вынужденных колебаний неоднородной добавкой к электронной температуре:

$$\delta T = -\frac{T}{\frac{r}{2}i\omega + \frac{\chi}{L^2} + \eta} \left(\frac{j}{\rho} \right)' \quad (6.31)$$

здесь учтена также передача тепла в гелий с частотой η . Сравнение (6.20)-(6.28) с (6.30) показывает, что при существенной неоднородности магнитного

поля $\Delta' \approx kT/L$ связанная с неоднородностью добавка к действительной части электросопротивления может преобладать при $\eta \gg \chi/L^2$, а добавка к мнимой части при $\omega \gg \nu l_{ee}/L^2$ становится того же порядка, что и определяемая первым слагаемым в (6.30). При $\omega\tau_{sf} \ll 1$ эти добавки, естественно, исчезают.

Дополнительная возможность экспериментального исследования процессов спин-флипа - наблюдение за увеличением температуры системы в ходе установления спинового равновесия после включения магнитного поля (известный магнетокалорический эффект). Из (6.9) видно, что каждый акт спин-флипа сопровождается выделением (поглощением) тепловой энергии Δ - энергия взаимодействия с магнитным полем переходит в тепловую. (Это не связано с изменением энергии электрона при спин-флипе, при выводе (6.9) мы для простоты считали этот процесс упругим.) Таким образом, после включения магнитного поля за время τ_{sf} происходит нагревание электронной системы, разница между конечной T_1 и начальной T_0 температурами, как следует из уравнений (6.1), (6.2), (6.9) при пренебрежении передачей тепла в гелий определяется уравнением $T_1 - T_0 = \frac{\Delta}{rk} \text{th}(\Delta/2kT_1)$ (при $\Delta \ll kT_0$, $T_1 - T_0 \approx \frac{\Delta^2}{2rk^2T_0}$). Это изменение температуры со временем можно зафиксировать с помощью вынужденных колебаниях ЭПЖГ: два первых слагаемых в (6.30) пропорциональны температуре ЭПЖГ.

6.4. Выводы

Система электронов на поверхности жидкого гелия проявляет в магнитном поле спин-электрические и спин-тепловые эффекты, позволяющие исследовать спиновые характеристики этой системы. В электронном кольце, помещенном в неоднородное магнитное поле, возникают спин-электрические колебания, а в неоднородное электрическое - термоэлектрические колебания. Неоднородное магнитное поле приводит к связанным со спином изменениям

параметров вынужденных электронных колебаний, причем эти изменения «включаются» за время спин-флипа после приложения неоднородного поля. Действие процессов спин-флипа проявляется также в магнетокалорическом эффекте; за повышением электронной температуры, происходящем вследствие процессов спин-флипа, можно наблюдать с помощью вынужденных колебаний электронной системы.

ВЫВОДЫ

В диссертационной работе решена важная задача в области теоретической физики конденсированного состояния - произведен учет электрон-электронных столкновений при расчете транспортных характеристик магнитно-неоднородных проводников. При этом обнаружены новые стационарные и динамические спин-транспортные эффекты в замкнутых и разомкнутых магнитно-неоднородных проводниках, связанные с наличием е-е взаимодействия.

Основные результаты диссертационной работы:

- Получены выражения для электросопротивления проводника с пространственно неоднородными магнитными свойствами. Показано, что магнитная неоднородность приводит к увеличению сопротивления, причем степень увеличения существенно зависит от следующих обстоятельств:
 - различие в магнитных свойствах подводящих каналов;
 - соотношение между пространственным масштабом неоднородности и длиной спиновой релаксации.
- Показано, что электрон-электронные столкновения, не приводящие к сопротивлению однородного проводника, увеличивают сопротивление при наличии распределенной магнитной неоднородности (эффект «электронной толпы»). Найдена температурная зависимость сопротивления, обусловленного электрон-электронным рассеянием.
- Показано, что в случае достаточно плавной неоднородности магнитных свойств связанное с ней сопротивление пропорционально времени жизни неравновесного спина, что может быть использовано для экспериментального определения этого времени.
- Продемонстрирована высокая чувствительность электросопротивления к образованию в магнитном контакте типа спин-вентилля области полной

спиновой поляризации.

- Получены уравнения спиновой динамики для магнитных проводников с коллинеарным во всех точках направлением намагниченности при произвольном пространственно неоднородном энергетическом спектре электронов. Показано, что линейные и нелинейные решения этих уравнений допускают существование новых связанных собственных колебаний спиновой поляризации и электрического тока. В пределе гидродинамического транспорта имеет место колебание одной частоты в замкнутом проводнике («спиновый маятник»), причем линейные колебания этого типа возможны только в магнитно неоднородном проводнике, а нелинейные – также и в однородном. В ограниченном проводнике с баллистическим транспортом существуют колебания определенного набора частот. Найден статический спиново-электрический эффект в разомкнутом проводнике с неравновесной поляризацией.
- Проанализированы условия возбуждения новых колебаний внешним электрическим полем при произвольном характере рассеяния электронов. Показано, что частотная зависимость импеданса магнитно неоднородного кольца содержит максимумы, соответствующие указанным колебаниям, и дополнительную особенность, обязанную уменьшению области неоднородности спиновой плотности с увеличением частоты.
- Предсказанные эффекты спиновой динамики и спинового транспорта проанализированы для системы электронов на поверхности жидкого гелия. Показано, что данная система является подходящим кандидатом для экспериментального наблюдения данных эффектов. В частности, увеличения электросопротивления при включении неоднородного магнитного поля, которое обеспечивает эффективность электрон-электронных столкновений. Показано, что в результате невырожденности этой электронной системы возникают также спин-тепловые эффекты.

Автор считает своим долгом выразить свою искреннюю благодарность научному руководителю, доктору физ.-мат. наук Копелиовичу Александру Ильичу, за руководство работой, разностороннюю помощь и постоянное внимание. Автор также благодарен всем сотрудникам отдела 26 за содержательное обсуждение научных результатов на семинарах и доброжелательное отношение в ходе выполнения работы.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Baibich M.N. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices / M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert et al. // Phys. Rev. Lett. -1988. -61. -p.2472.
2. Valet T. Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers / T. Valet and A. Fert // Phys. Rev. B. -1993. -48. -pp.7099–7113.
3. Aronov A. G. Spin injection and polarization of excitations and nuclei in superconductors / A.G. Aronov // Zh. Eksp. Teor. Fiz. -1976. -71. -pp.370–376.
4. Aronov A. G. Spin injection in metals and polarization of nuclei / A.G. Aronov // Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pisma Red. -1976. -24. -pp.37–39.
5. Elliott R.J. Theory of the Effect of Spin-Orbit Coupling on Magnetic Resonance in Some Semiconductors / Elliott R.J. // Phys. Rev. - 1954. -96.- C. 266–279.
6. Yafet Y. Solid State Physics, edited by F. Seitz and D. Turnbull/ Y. Yafet // Academic Press Inc., New York, -1963. -Vol. 14. -p. 1–98.
7. Overhauser A.W. Paramagnetic Relaxation in Metals / Overhauser A.W. // Phys.Rev. - 1953. -89. - C. 689–700.
8. Grimaldi C. Theory of screening of the phonon-modulated spin-orbit interaction in metals / Grimaldi C., Fulde P. // Phys. Rev. B. - 1997.- 55. - C. 15523–15530.
9. Beuneu F. The Elliott relation in pure metals / Beuneu F., P. Monod // Phys.Rev.B. - 1978. - 18. -C. 2422–2425.
10. D'yakonov M.I. Spin relaxation of conduction electrons in noncentrosymmetric semiconductors / D'yakonov M.I., Perel' V.I. // Fiz.Tverd.Tela. - 1971. -13. -C.3581–3585.
11. Coey J.M.D. Magnetism and magnetic materials / J.M.D. Coey. - New York: Cambridge University Press, 2010. -614p.
12. Datta S. Electronic analog of the electro-optic modulator / S. Datta and B. Das // Appl. Phys. Lett. -1990. -56. -p.665.

13. Рашба Э.И. Свойства полупроводников с петлей экстремумов / Э.И. Рашба // ФТТ. -1960. -2(7). -С.1224.
14. Bychkov Yu.A. Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers / Yu.A.Bychkov, E.I.Rashba // Journal of Physics C: Solid State Physics. -1984. -17. -p.6039.
15. Koo H.C. Control of Spin Precession in a Spin-Injected Field Effect Transistor / H.C. Koo, J.H. Kwon, J. Eom [et al.] // Science. -2009. -325 -p.1515.
16. Gurzhi R.N. A magnetic-field-effect transistor and spin transport / R. N. Gurzhi, A. N. Kalinenko, A. I. Kopeliovich et. al. // Appl. Phys. Lett. -2003. -83. -p.4577.
17. Gurzhi R.N. Spin-guide source for the generation of highly spin-polarized currents / R.N.Gurzhi, A.N.Kalinenko, A.I.Kopeliovich et al. // Phys.Rev.B. -2003. -68. -p.125113.
18. Gurzhi R.N. Spin-polarized current in a non-magnetic conductor and the role of electron-electron scattering / R.N. Gurzhi, A.N. Kalinenko, A.I. Kopeliovich et al. // J. Supercond.: Inc. Nov. Magn. -2003. -16. -p.201.
19. Гуржи Р.Н. Гидродинамические эффекты в твердых телах при низких температурах / Р.Н. Гуржи // УФН. -1968. -94 (4). -с.689.
20. M.J.M. de Jong Electron-electron-scattering-induced size effects in a two-dimensional wire / M.J.M. de Jong, L.W. Molenkamp // Phys. Rev. B. -1994. -49. -p.5038.
21. Two-Dimensional Electron Systems on Helium and other Substrates / edited by E.Andrei - Dordrecht, Boston, London: Kluwer academic publishers, 1997.
22. Monarkha Yu.P. Two-Dimensional Coulomb Liquids and Solids / Yu.P.Monarkha and K. Kono // Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (2004).
23. Бунтарь В.А. Исследование скорости релаксации импульса и наблюдение режима полного контроля в двумерной системе электронов на поверхности гелия / Бунтарь В.А., Ковдря Ю.З., Григорьев В.Н. [та ін.] // ФНТ. – 1987. – Т. 13, № 8. – С. 789 – 799.

24. Platzman P.M. Quantum Computing with Electrons Floating on Liquid Helium / P.M. Platzman and M.I. Dykman // Science - 1999. -284. -p.1967.
25. Dahm A.J. Using Electrons on Liquid Helium for Quantum Computing / A.J. Dahm, J.M. Goodkind, I. Karakurt, and S. Pilla // J. Low Temp. Phys. -2002. -126. -p.709.
26. Lyon S.A. Spin-based quantum computing using electrons on liquid helium / S. A. Lyon // cond-mat/0301581.
27. Mott N. F. The Electrical Conductivity of Transition Metals / N.F. Mott //Proc. R. Soc. London, Ser.A -1936. -153. -pp.699–717.
28. Mott N.F. The Resistance and Thermoelectric Properties of the Transition Metals / N.F. Mott // Proc. R. Soc. London Ser.A -1936. -156. -pp.368–382.
29. Fert A. Two-Current Conduction in Nickel / Fert A. and I. A. Campbell //Phys. Rev. Lett. -1968. -21. -pp.1190–1192.
30. Clark W. G. Nuclear Polarization in InSb by a dc Current / W. G. Clark and G. Feher // Phys. Rev. Lett. -1963. -10. -pp.134–138.
31. Tedrow P. M. Spin-Dependent Tunneling into Ferromagnetic Nickel / Tedrow P. M., and R. Meservey // Phys. Rev. Lett. -1971. -26. -pp.192–195.
32. Tedrow P. M. Spin Polarization of Electrons Tunneling from Films of Fe, Co, Ni, and Gd / Tedrow P. M. and R. Meservey // Phys. Rev. B. -1973. -7. -pp.318–326.
33. Aronov A. G. Spin injection into semiconductors / A.G. Aronov and G.E. Pikus // Fiz. Tekh. Poluprovodn. -1976. -10. -pp.1177–1180.
34. Johnson M. Interfacial charge-spin coupling: Injection and detection of spin magnetization in metals / M. Johnson and R. H. Silsbee // Phys. Rev. Lett. -1985. -55. -pp.1790–1793.
35. Fert A. Theory of the bipolar spin switch / A.Fert and S.F.Lee // Phys. Rev. B. -1996. -53. -p.6554.

36. Hersheld S. Charge and spin transport through a metallic ferromagnetic-paramagnetic-ferromagnetic junction / S.Hersheld and H.L.Zhao // Phys. Rev. B. -1997. -56. -p.3296.
37. Takahashi S. Spin injection and detection in magnetic nanostructures / S.Takahashi and S.Maekawa // Phys. Rev. B. -2003. -67. -p.052409.
38. Bhallamudi V.P. Spin transport and imaging opportunities in inhomogeneous environments / V.P.Bhallamudi, A.J.Berger, D.E.Labanowski, D.Stroud, P.C.Hammel // eprint arXiv:1010.3747, 2010.
39. Slonczewski J.C. Current-driven excitation of magnetic multilayers / J.C.Slonczewski // J. Magn. Magn. Mater. -1996. -159, L1.
40. Brataas A. Non-collinear magnetoelectronics / Arne Brataas, Gerrit E.W. Bauer and Paul J. Kelly // Physics Reports. -2006. -427. -4. -pp.157-255.
41. Schmidt G. Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor / G.Schmidt, D.Ferrand, L.W.Mollenkamp et al. // Phys. Rev. B. -2000. -62. -p.4790.
42. Fiederling R. Injection and detection of a spin-polarized current in a light-emitting diode / R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher et al. // Nature (London). -1999. -402. -p.787.
43. Rashba E.I. Theory of electrical spin injection: Tunnel contacts as a solution of the conductivity mismatch problem / E.I.Rashba // Phys. Rev. B. -2000. -62. -p.16267.
44. Motsnyi V.F. Electrical spin injection in a ferromagnet/tunnelbarrier/semiconductor heterostructure / V.F.Motsnyi, V.I.Safarov, J.DeBoeck et al. // Appl. Phys. Lett. -2002. -81. -p.265.
45. Гуржи Р.Н. О спиновой инжекции фононным ветром и эффекте «несоответствия проводимостей» / Гуржи Р.Н., Калинин А.Н., Копелиович А.И., Яновский А.В. // ЖЭТФ. -2007. -т.132, Вып.1. -с.171.

46. Flensberg K. Diffusion equation and spin drag in spin-polarized transport / K. Flensberg, T.S. Jensen, N.A.Mortensen // Phys. Rev. B. -2001. -64. -p.245308.
47. Jauho A.P. Coulomb drag between parallel two-dimensional electron systems / A.P.Jauho and H.Smith // Phys.Rev.B. -1993. -47. -p.4420.
48. Gurzhi R.N. The electrical resistance of spatially varied magnetic interface. The role of normal scattering / R.N.Gurzhi, A.N.Kalinenko, A.I.Kopeliovich et al. // ФНТ. -2011.- т.37, №2.-С. 186-194.
49. Schmidt G. Large magnetoresistance effect due to spin-injection into a non-magnetic semiconductor / G.Schmidt, G.Richter, P.Grabs et al. // cond-mat/0108510.
50. Ando T. Electronic properties of two-dimensional systems, Reviews of modern physics / T.Ando, A.B.Fowler, F.Stern // Review of Modern Physics. -1982. -vol.54, No.2. -pp.437-458.
51. Tserkovnyak Y. Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures / Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer, B. I. Halperin // Review of Modern Physics. -2005. -77. -pp.1375-1418.
52. Ziman J.M., Electrons and Phonons: The Theory of Transport Phenomena in Solids / Ziman J.M. // Clarendon Press, Oxford, UK, 1960. 554 pp.
53. Gurzhi R.N. Electron-Electron Collisions and a New Hydrodynamic Effect in Two-Dimensional Electron Gas / R. N. Gurzhi, A. N. Kalinenko, and A. I. Kopeliovich // Phys. Rev. Lett. -1995. -74. -p.3872.
54. Гуржи Р.Н. Электронный звук в металлах / Р.Н. Гуржи, В.М. Конторович // ЖЭТФ. -1968. -55. -с.1105.
55. Гуржи Р.Н. Теплопроводность металлов с равным числом электронов и дырок / Р.Н. Гуржи, В.М. Конторович // ФТТ. -1969. -11. -с.3109.
56. Ландау Л.Д. Гидродинамика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц // Москва, “Наука”, 733с, 1986.

57. Gurzhi R.N. Dynamics of a spin-polarized electron liquid: Spin oscillations with a low decay / R.N.Gurzhi, A.N.Kalinenko, A.I.Kopeliovich et al. // *Phys. Rev. B*. -2006. -73. -p.153204.
58. Gurzhi R.N. Non-Linear Spin Dynamics Of The Electron Liquid In Nanosystems / R.N.Gurzhi, A.N.Kalinenko, A.I.Kopeliovich et al. // *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*. -2007. -vol.10, №3. -pp.238-246.
59. Ландау Л.Д. Механика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц // Москва, “Наука”, 214с, 1988.
60. I. Žutić Spintronics: Fundamentals and applications / I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma // *Rev. Mod. Phys.* -2004. -76. -p.323.
61. П.В.Пышкин Колебания спиновой поляризации в магнитнонеоднородном проводящем кольце / П.В.Пышкин // *ФНТ*. -2010. -т.36, №12. -с.1329-1334.
62. Bruce A. Gurney Direct measurement of spin-dependent conduction-electron mean free paths in ferromagnetic metals / Bruce A. Gurney, Virgil S. Speriosu, Jean-Pierre Nozieres et al. // *Phys. Rev. Lett.* -1993. -71. -pp.4023–4026.
63. Копелиович А.И. Динамические спин-электрические и спин-тепловые эффекты в системе электронов на поверхности жидкого гелия / А.И.Копелиович, П.В.Пышкин // *ФНТ*. -2009. -т.35, №5. -с.540-544.