Письма в ЖЭТФ, том 110, вып. 7, с. 482 – 492

Динамические спиновые явления в сложных структурах на основе ферромагнитных металлов и полупроводников (Миниобзор)

Н. В. Агринская, В. И. Козуб[1], *А. В. Шумилин*

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 22 августа 2019 г.
После переработки 29 августа 2019 г.
Принята к публикации 29 августа 2019 г.

Представлен краткий обзор теоретических и экспериментальных исследований спиновых явлений в различных гибридных структурах на основе металлов и полупроводников, проявляющих магнитное упорядочение. В частности, будут рассмотрены следующие вопросы: 1) эффекты электрического переключения намагниченности с минимальными энергетическими потерями; 2) ферромагнитное упорядочение в квантовых ямах GaAs-AlGaAs, легированных Mn, которому способствует заполнение верхней зоны Хаббарда; 3) исследование магнитных возбуждений в нанокомпозитах ферромагнитных гранул с помощью аналитических и численных методов; 4) теоретические исследования спиновых эффектов в сильно неупорядоченных полупроводниковых структурах; 5) изотропное магнетосопротивление, линейное по магнитному полю, экспериментально наблюдавшееся в легированных квантовых ямах GaAs-AlGaAs, которое мы связываем с некоторым упорядочением в системе локализованных спинов.

DOI: 10.1134/S0370274X19190093

1. Введение. Как известно, в настоящее время значительное внимание уделяется исследованию физических явлений, связанных со спиновыми степенями свободы, включая как фундаментальные аспекты, так и возможные применения. Соответствующая область исследований обычно называется спинтроникой. Привлекательной чертой спинтроники является богатая физическая картина, характеризуемая целым рядом аспектов. В частности, спинтроника на основе полупроводников обычно имеет целью операции с отдельными спинами, тогда как ферромагнитная спинтроника имеет дело с магнитными моментами отдельных элементов структуры. В настоящее время особый интерес проявляется к сложным структурам, включающих в себя, в частности, элементы с различной степенью спинового упорядочения. В данном обзоре мы представим результаты исследований, относящихся к спиновым системам в различных гибридных структурах на основе металлов и полупроводников.

В разделе 2 данного обзора рассматривается проблема управления намагниченностью с помощью электрических импульсов. В частности, мы обсудим эффект сверхбыстрого переключения намагниченности в ферримагнитных структурах. Такое переключение недавно наблюдалось под действием фемтосекундных лазерных импульсов. Кроме сверхкоротких времен переключения, этот эффект позволяет избежать больших энергетических потерь, поскольку полная поглощенная энергия мала. Мы также рассмотрим переключение в гибридной ферромагнитной структуре, обусловленное влиянием электрического поля на непрямой обмен между отдельными ферромагнитными элементами. Показано, что такой эффект может быть реализован без протекания тока через структуру.

В разделе 3 представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований квантовых ям GaAs-AlGaAs, легированных Mn. Показано, что дополнительное легирование барьеров акцепторной примесью позволяет существенно увеличить температуру Кюри. Мы связываем этот эффект с заполнением верхней зоны Хаббарда примесей Mn дырками, поставляемыми акцепторами барьера.

В разделе 4 описаны теоретические исследования (включая как аналитические, так и численные методы) магнитных возбуждений в композитах ферромагнитных наногранул, формирующих так называемое “ферромагнитное стекло”.

Раздел 5 описывает теоретические исследования спиновых эффектов в сильно неупорядоченных системах. В частности, рассмотрена возможность спи-

[1]e-mail ven.kozub@mail.ioffe.ru

нового переноса, не сопровождающегося переносом заряда. Мы также обсудим механизм, приводящий к так называемому органическому магнетосопротивлению (т.е. к магнетосопротивлению, которое наблюдается в органических полупроводниках в очень слабых магнитных полях в широком диапазоне температур).

Наконец, в разделе 6 мы опишем эффект изотропного отрицательного магнетосопротивления, линейного по магнитному полю, которое недавно наблюдалось в квантовых ямах GaAs-AlGaAs, легированных Be. Вследствие изотропного характера эффекта мы связываем его с некоторым упорядочением в системе локализованных спинов.

2. Переключение намагниченности электрическими импульсами.

2.1. Сверхбыстрое переключение в ферримагнитных структурах. Самым удивительным эффектом, обнаруженным в динамике ферромагнетиков, несомненно, является сверхбыстрое переключение намагниченности ферримагнитных образцов, вызванное фемтосекундными лазерными импульсами (см., например, [1–3]). А именно, при каждом лазерном импульсе намагниченость меняла знак. Эффект наблюдался под действем неполяризованного света в различных структурах, в частности, в сплавах GdFeCo и в гетероструктурах, состоящих из двух ферромагнитных слоев, антиферромагнитно связанных через прослойку нормального металла. Мы развили теоретическую модель, объясняющую проявление эффекта в ферримагнитных структурах различных типов [4]. Здесь мы дадим краткое описание нашей модели.

1) Мы рассматриваем ферримагнитную структуру, состоящую из двух антиферромагнитно связанных ферромагнитных подсистем (A и B). Учитывается, что, в дополнение к локализованным f и (или) d электронам, существует также подсистема делокализованных $s(p)$ электронов, сильно связанная с обоими ферромагнитными подсистемами.

2) Предполагается, что подвижные $s(p)$ электроны контролируют как энергетический баланс, так и баланс углового момента. В частности, они обеспечивают спиновую релаксацию за счет взаимодействия с решеткой. Размагничивание ферромагнитных подсистем при нагреве также опосредовано $s(p)$ электронами за счет их спинового обмена с соответствующими подсистемами.

3) Предполагается, что подсистема (A), обладающая в равновесии большей намагниченностью, в то же время имеет меньшее время размагничивания (благодаря передаче спина $s(p)$ электронам). Так что в некоторый момент ее намагниченность обращается в нуль, тогда как вторая подсистема, (B) (которая изначально имеет противоположное направление намагниченности), все еще сохраняет в течение какого-то времени намагниченность (хотя процесс размагничивания происходит). Видно, что в соответствующий момент за счет сохранения спина в процессах обменного рассеяния $s(p)$ электроны начинают переносить спин от подсистемы B к подсистеме A, придавая таким образом подсистеме A направление намагниченности, противоположное исходному (точка поворота).

4) Если бы после этого температура не менялась, в конце концов процессы спиновой релаксации, связанные с $s(p)$ электронами, привели бы к полному размагничиванию системы. Однако мы полагаем, что в окрестности точки поворота электронная температура за счет процессов охлаждения оказывается ниже критической температуры подсистемы A. Соответственно, эта подсистема начинает восстанавливать свою намагниченность со знаком, который на этой стадии диктуется подсистемой B, т.е. в направлении, противоположном исходному. Подсистема B (имеющая критическую температуру ниже, чем A) в течение этого времени все еще теряет намагниченность, а затем начинает ее восстанавливать за счет обменного взаимодействия с подсистемой A. Весь процесс схематически представлен на рис. 1.

Таким образом, наша модель объясняет механизм переключения. Поскольку он полностью основан на кинетических процессах с малыми временами релаксации, переключение может быть очень быстрым. Видно, что механизм зависит от деликатного соотношения между временами обменного рассеяния и временами энергетической и спиновой релаксации.

Важным фактором является то, что за время сверхбыстрого переключения энергия, переданная системе, мала. Действительно, нужно лишь нагреть электронную систему до температур порядка критической. Ожидается, что в течение процесса переключения эта энергия не успевает перейти к решетке. Надо также иметь в виду, что теплоемкость фононной системы в соответствующей области температур значительно выше, чем электронная теплоемкость. Так что переключающий импульс не может привести к заметному локальному нагреву решетки.

Наиболее важный вывод связан с тем фактом, что упомянутое выше соотношение между различными временами релаксации играет решающую роль, тогда как роль источника возбуждения (в вышеупомянутых экспериментах им служил лазерный импульс) ограничена лишь нагревом образца. Ясно, что такой нагрев может быть вызван, в частности,

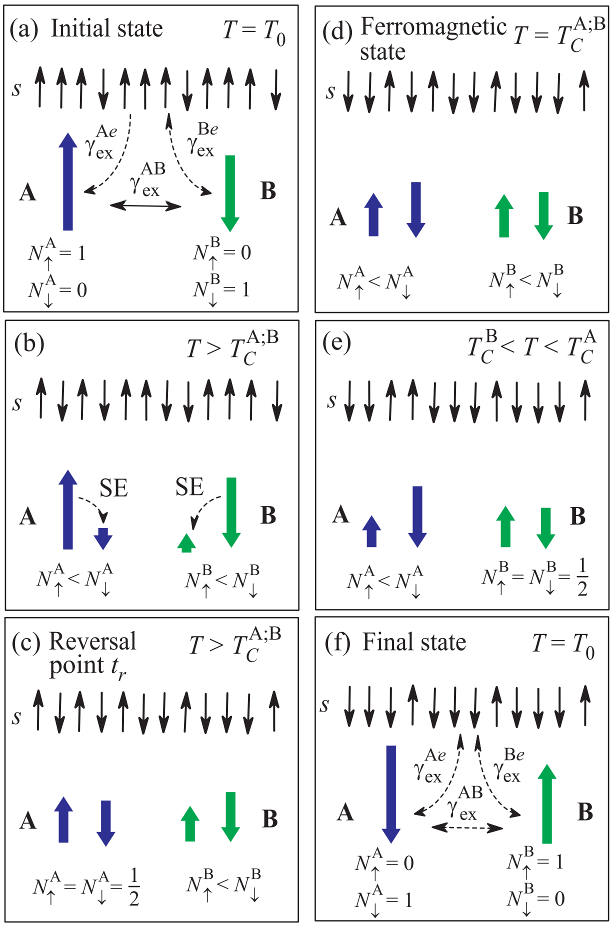

Рис. 1. (Цветной онлайн) Эволюция трех электронных подсистем ферримагнитной структуры. (a) – Представляет равновесную систему, где обменное взаимодействие γ между подсистемами A и B опосредовано подвижными электронами $s(p)$. (b) – В результате облучения лазерным импульсом начинается размагничивание подсистем A и B за счет обменного рассеяния на горячих подвижных электронах. В момент (c) подсистема A полностью размагничена. Благодаря передаче углового момента от подсистемы B, которая еще имеет ненулевую намагниченность, намагниченность подсистемы A начинает восстанавливаться в направлении, противоположном исходному (d). Последующая эволюция (e) к конечному состоянию с переключенной намагниченностью (f) контролируется магнитным упорядочением в подсистеме A

пропусканием тока через образец, сконструированный соответствующим образом. В частности, концентрация электрического тока достигается в точечных или туннельных контактах. Мы можем рассмотреть структуру, сформированную из двух ферромагнитных слоев, A и B, разделенных прослойкой нормального металла NM, включенную в точечный контакт из нормального металла NM. Толщина прослойки NM выбрана так, чтобы обеспечить антиферромагнитную связь между слоями A и B. Электрический импульс, поданный на точечный контакт, вызывает нагрев ферримагнитной структуры A-NM-B, который может переключить намагниченность структуры при условии, что длительность импульса выбрана в соответствии с временами релаксации, указанными выше. Пример соответствующего устройства представлен на рис. 2.

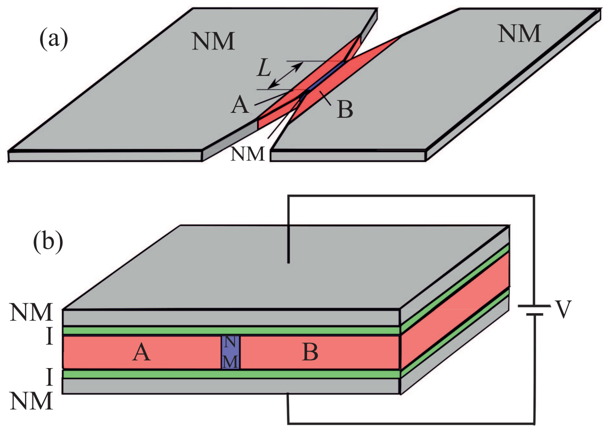

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Структура, сформированная двумя ферромагнитными слоями, A и B, разделенными прослойкой нормального металла NM, помещенная в точечный контакт на основе нормального металла NM. Толщина прослойки NM выбрана так, чтобы обеспечить антиферромагнитную связь между слоями A и B. (b) – Структура, сформированная двумя ферромагнитными островками, A и B, разделенными нормальной прослойкой NM, помещенная между двумя нормальными электродами NM и отделенная от них двумя туннельными прослойками I. Нормальная прослойка обеспечивает антиферромагнитный обмен между A и B

Отметим, что малый размер двухслойных структур A-NM-B имеет одно преимущество. A именно, ферромагнитный монослой, благодаря малому размеру, является однодоменным. Поэтому знак аномального эффекта Холла в нем полностью диктуется направлением намагниченности. Соответственно, мы имеем возможность “считывания” состояния устройства в соответствующий момент. Так что мы можем заключить, что данное устройство представляет собой аналог стандартного триггера, состояния которого можно переключать импульсами тока.

2.2. Бездиссипативное переключение намагниченности, обусловленное влиянием электрического поля на непрямой обмен в условиях кулоновской блокады. Пионерская работа [5], в которой было предложено переключать магнитное состояние структур Ферромагнетик/Нормальный металл/Ферромагнетик путем пропускания спинового тока, открыло новое направление в изучении магнитных гетероструктур с перестраиваемой конфигурацией. Следуя концепции, предложенной в работе [5], в последующих работах [6, 7] была предложена возможность управления намагниченностью электрическим полем в магнитных двухслойных структурах с изолирующей прослойкой. Было показано, что в таких структурах непрямой обмен (RKKI) между магнитными моментами слоев осциллирует как функция приложенного напряжения. Это позволяет менять знак намагниченности, меняя знак напряжения. Здесь мы, следуя работе [8], рассмотрим туннелирование в гибридной структуре F1-I-N-F2, в которой один из ферромагнитных островков, F2, достаточно мал для проявления кулоновской блокады. Мы покажем, что в такой структуре изменение знака RKKI может быть достигнуто с помощью электрической поляризации за счет воздействия потенциала затвора V на наночастицу F2 без пропускания тока через структуру (рис. 3).

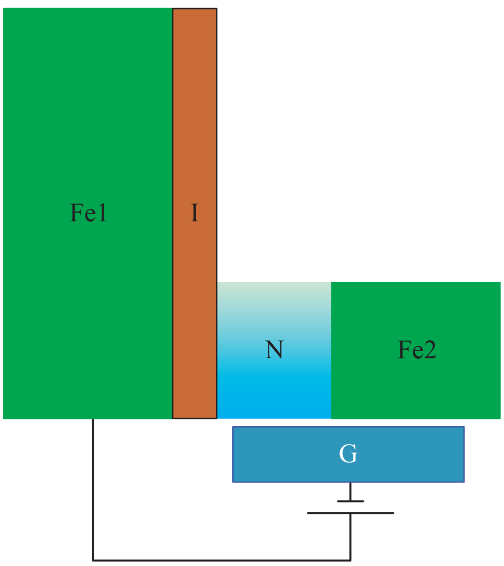

Рис. 3. (Цветной онлайн) Изображение экспериментальной установки. Fe1 – ферромагнитный поляризатор; I – туннельный барьер; N – прослойка нормального металла; Fe2 – ферромагнитная частица; G – затвор

Заметим, что туннельная связь гибридизует состояния в объеме и на грануле. Так что мода $\alpha; b\rangle$, распространяющаяся в объеме, в первом приближении по туннельной прозрачности A_T, приобретает добавку $|\alpha; g\rangle$, распространяющуюся в грануле, и наоборот. Граничные условия на туннельном барьере имеют вид $|\alpha; b\rangle = A_T|\alpha; g\rangle$. Эти же соображения выполняются для мод $|\alpha; b, j\rangle$, являющихся результатом рассеяния мод $|\alpha, b\rangle$ спином, локализованным на узле j в объеме. Далее, мы учитываем, что состояние $|\alpha, g\rangle$ может испытать рассеяние назад в грануле на узле i, формируя состояние рассеяния $|\alpha; g, i\rangle$. В свою очередь, во втором приближении по туннельной амплитуде оно приводит к добавке $|\alpha; \mathrm{gran}, i; \mathrm{bulk}\rangle$ в объемном слое. В результате исходная мода α приобретает вид

$$|\alpha\rangle = |\alpha; b\rangle + |\alpha; g\rangle + \\ +\sum_j(|\alpha; b, j\rangle + |\alpha; b, j; g\rangle)+\sum_i(|\alpha; g, i\rangle + |\alpha; g, i; b\rangle). \quad (1)$$

Аналогичная процедура может быть применена к состояниям ψ_β, которые в случае $A_T = 0$ локализованы в грануле.

Заметим, что добавки к состояниям α, возникающими от гибридизации с гранулой, формируются из состояний β, имеющих ту же энергию, что и мода α. В то же время туннелирование электрона из объема в гранулу увеличивает кулоновскую энергию гранулы. Если затвор создает потенциал V между гранулой и объемом, электрон, имеющий кинетическую энергию ε в объеме, приобретает кинетическую энергию $\varepsilon' = \varepsilon - eV - e^2/C$ после туннелирования на гранулу, где C – емкость гранулы. Если туннелирует дырка, состояние с энергией ε в грануле связано с состоянием с энергией $\varepsilon' = \varepsilon - eV + e^2/C$ в объеме. Ясно, что туннелирование дырки из объема в гранулу связано с туннелированием электрона из гранулы в объем и наоборот.

При рассмотрении процессов туннелирования, вовлекающих моды α, соответствующие вклады описывают туннелирование электрона на гранулу, тогда как процессы, вовлекающие моды β описывают туннелирование электрона с гранулы. Далее, при $|eV| < e^2/C$ реальные процессы туннелирования подавлены кулоновской блокадой и становятся виртуальными. Заметим, однако, что соотношения между энергиями гибридизованных состояний не зависят от того, является ли туннелирование реальным или виртуальным, поскольку эти соотношения не зависят от чисел заполнения состояний. Именно процессы виртуального туннелирования позволяют подавить ток через структуру. Имея все эти соображения в виду, мы получаем для энергии связи

$$U_{\mathrm{ex}}(\tilde{\mathbf{R}}) = J^2\mathbf{S}_i\mathbf{S}_j\frac{ma^3|A_T|^2}{2\pi\hbar^2\tilde{R}}\sum_{\mathbf{k},\nu}(2e^{i(\mathbf{k}'_\nu\tilde{\mathbf{R}}-k'_\nu\tilde{R})} + \\ + e^{i(-\mathbf{k}'_\nu\tilde{\mathbf{R}}-k'_\nu\tilde{R})} + e^{i(-\mathbf{k}'_\nu\tilde{\mathbf{R}}+k'_\nu\tilde{R})}), \quad (2)$$

где k и k' соответствуют энергиям ε и ε', тогда как $\tilde{\mathbf{R}}$ – расстояние между центрами за вычетом толщины изолирующего слоя, а $\nu = 1, 2$ соответствуют электронным и дырочным каналам. В процессе последующего суммирования важно учесть, что электрон может туннелировать лишь с заполненного состояния, тогда как дырка – только на заполненное состояние. Соответственно, для $\nu = 1$ интегрирование по k ограничено k_F, тогда как для $\nu = 2$ оно ограничено значением $k_F\left(1 + \frac{eV - e^2/C}{2\varepsilon}\right)$. Окончательно мы получаем для энергии обменного взаимодействия двух частиц в расчете на единицу площади:

$$\frac{U_{\rm ex}}{A} = \frac{J^2 m S_g S_b}{16\pi^2\hbar^2} K(k_F d), \tag{3}$$

где d – расстояние между ферромагнитными слоями, A – площадь контакта, S_g и S_b – значения локализованных спинов в объеме и на грануле. В пределе малых напряжений зависящая от напряжения часть K оценивается как

$$K(z) \simeq -\frac{eV|A_T|^2}{2\varepsilon_F z} \cos\left[z\left(1 - \frac{e^2}{2C\varepsilon_F}\right)\right]. \tag{4}$$

Как видно, знак соответствующего вклада в энергию обмена зависит от знака приложенного напряжения.

3. Ферромагнетизм структур GaAs:Mn/AlGaAs:Be, стимулированный заполнением верхней зоны Хаббарда. В недавней работе [9] мы сообщали о наблюдении ферромагнетизма в структурах GaAs/AlGaAs, где ямы GaAs были легированы Mn. Удивительно, что высокие температуры Кюри ($\sim$100 K) наблюдались при малых концентрациях Mn ($\sim 10^{19}$ см$^{-3}$), тогда как увеличение концентрации на порядок приводило к подавлению ферромагнетизма. Мы объяснили этот факт проявлением низкого уровня беспорядка при малых концентрациях примеси, что обеспечивает достаточный уровень непрямого обмена между магнитными ионами. Соответственно, увеличение беспорядка с ростом легирования подавляло эффективность непрямого обмена (и, соответственно, ферромагнитного упорядочения) несмотря на увеличение концентрации Mn.

Поэтому мы ограничимся рассмотрением ситуации, соответствующей относительно малым уровням легирования ($x < 0.001$). В частности, с целью дальнейшего увеличения температуры Кюри мы обсуждали механизм непрямого обмена, обусловленного состояниями верхней зоны Хаббарда (UHB), которые, как известно, имеют большие длины локализации, и, таким образом, обеспечивают большие значения интегралов перекрытия. Далее мы представим результаты [10], полученные для структуры, где заполнение UHB (Mn+) достигалось путем легирования соседнего барьера дельта-слоем акцепторов Be, которые поставляли в яму необходимое количество дырок.

В наших образцах легирование Mn осуществлялось в центральной области квантовых ям с шириной 5 нм, расположенной между нелегированными слоями GaAs с той же толщиной. 3D концентрации соответствовали $2 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$. Это значение значительно меньше, чем критическое для перехода металл-диэлектрик $N_c = 2.2 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$. Барьер $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ был легирован Be в полоске шириной 5 нм на расстоянии 5 нм от края ямы с концентрацией 10^{19} см$^{-3}$. Так что расстояние между центрами в слоях Be и Mn составляло 15 нм.

На рисунке 4 мы представляем температурное поведение аномального холловского сопротивления.

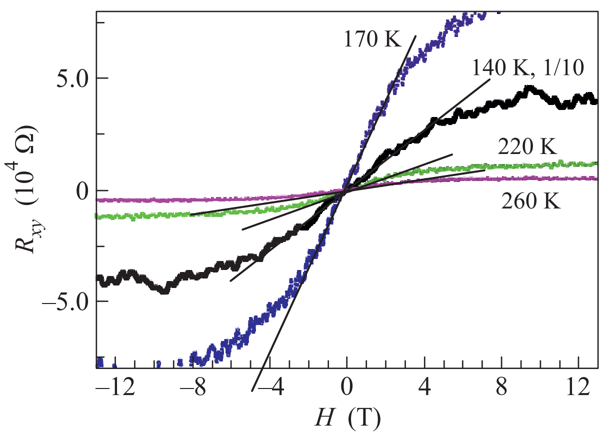

Рис. 4. (Цветной онлайн) Магнетополевая зависимость аномального сопротивления Холла (полученного путем вычитания нормального холловского сопротивления в сильных полях) для образца 2 при различных температурах

Как видно из рис. 4, измерения аномального эффекта Холла однозначно демонстрируют наличие ферромагнитного порядка до очень высоких температур ($\sim$250 K). В отличие от наших предыдущих исследований структур с нелегированными барьерами, температуры Кюри (оцененные по четкому проявлению аномального эффекта Холла) были значительно выше (около 150 K по сравнению со 100 K).

В то же время проводимость демонстрировала активационное поведение с высокими температурами активации ($\sim$100 мэВ) и была на порядок меньше, чем типичная для образцов с нелегированными барьерами [9]. Мы связываем такое поведение с электростатическим потенциалом, создаваемым в яме заряженными акцепторами в барьере. Наши оценки приводят к следующему заключению. Указанный потенциал приводит к изгибу дна квантовой ямы GaAs и создает потенциальную яму в прибарьерной области. Таким образом, заметная часть дырок, поставляемых барьерными акцепторами локализована в этой яме и, соответственно, заполнение верхней зоны Хаббарда было недостаточно большим. В результате эффект крупномасштабных флуктуаций потенциала, обусловленных заряженными барьерными акцепторами достаточно велик и приводит к подавлению проводимости структуры. Соответственно, ферромагнитное упорядочение ограничено "каплями" делокализованных дырок в этих потенциальных ямах.

Отметим, что сосуществование ферромагнетизма и активационной проводимости в 2D монослоях наблюдалось в [11]. В указанной работе монослой Mn был сформирован вне ямы, тогда как ферромагнетизм был опосредован дырками в квантовой яме InGaAs, поставленными акцепторами Mn. Авторы [11] предположили, что активационное поведение проводимости случайной структуры монослоя Mn возникает из-за беспорядка, связанного с наличием атомов Mn в междуузельной позиции. Эта модель подразумевала формирование заряженных капель в яме, разделенных изолирующими барьерами. Хотя мы можем отметить аналогии с нашей моделью, существуют, однако, существенные различия. Прежде всего, концентрация Mn в монослое в нашем случае была на порядок меньше, чем в [11]. Несмотря на это, наблюдаемая критическая температура в несколько раз выше. Мы полагаем, что это связано со значительно большей степенью компенсации в исследованиях [11]. Во-вторых, наша модель предполагает наличие верхней зоны Хаббарда, частично заполненной дырками, поставляемыми барьерными акцепторами. Эти дырки способствуют ферромагнитному упорядочению благодаря их связи с магнитными ионами Mn. Именно последний фактор может объяснить рост температуры Кюри по сравнению с образцами с нелегированными барьерами [9].

Чтобы частично устранить эффект потенциальных флуктуаций в последующих экспериментах, мы планируем поместить слои легирующих акцепторов по обе стороны от квантовой ямы GaAs. В этом случае электрические поля, создаваемые заряженными барьерными акцепторами будут компенсировать друг друга в яме. Мы надеемся, что в этом случае практически все дырки барьерных акцепторов будут занимать состояния UHB. При этом эффект флуктуаций заряда в барьерах будет в значительной степени подавлен, что будет способствовать поддержке магнитного упорядочения.

4. Магнитные возбуждения в ферромагнитном стекле. Наноструктурированные материалы, несомненно, как с научной, так и с технологической точек зрения привлекают повышенное внимание. В частности, это относится к агрегатам ферромагнитных наногранул. Они представляют собой новый объект, свойства которого могут существенно отличаться от свойств объемного материала. Далее, композиты наночастиц перспективны в плане возможных применений. Недавно в нашем институте была развита технология получения гранулированных металлов на основе лазерного электроосаждения [12]. Свойства ансамблей наночастиц (гранул) зависят от таких факторов, как размер и форма наночастиц, эффективность межгранульного обмена (которая зависит от свойств туннельной прослойки), а также от диполь-дипольного взаимодействия между гранулами и от энергий анизотропии отдельных гранул.

Ранее были выполнены теоретические исследования статических магнитных свойств агрегатов ферромагнитных наногранул в присутствии прямого обмена между соседними гранулами и случайных полей анизотропии [13]. Было показано, что система демонстрирует случайное пространственное распределение намагниченности отдельных гранул, которое является гладким и характеризуется корреляционной длиной, много большей, чем размер гранулы: $\mathcal{L} \sim 6\pi^2(Rd)^{1/2}/K$, где R – размер гранулы, d – толщина пленки, а K – безразмерный параметр анизотропии.

В работе [14], используя как аналитические вычисления, так и компьютерные симуляции, мы продолжили теоретические исследования "ферромагнитного стекла", детально исследовав картину магнитных возбуждений в этих материалах (ограничившись случаем монослоя гранул). Наши главные результаты представлены на рис. 5 (на котором частоты даны в единицах предельной частоты магнонов в объемном материале).

Мы пришли к следующим основным выводам.

1) "Ферромагнитное стекло", сформированное из агрегатов ферромагнитных гранул, связано с наличием делокализованных магнитных возбуждений, аналогичных магнонам в объемном материале. Важным отличием является наличие обрезания спектра при довольно низких частотах. Грубая оценка отношения этой пороговой частоты к предельной частоте магнонов в объемных материалах есть $(aS_{\text{eff}}/R^3)k_T^2$, где a – постоянная решетки, S_{eff} – эффективная пло-

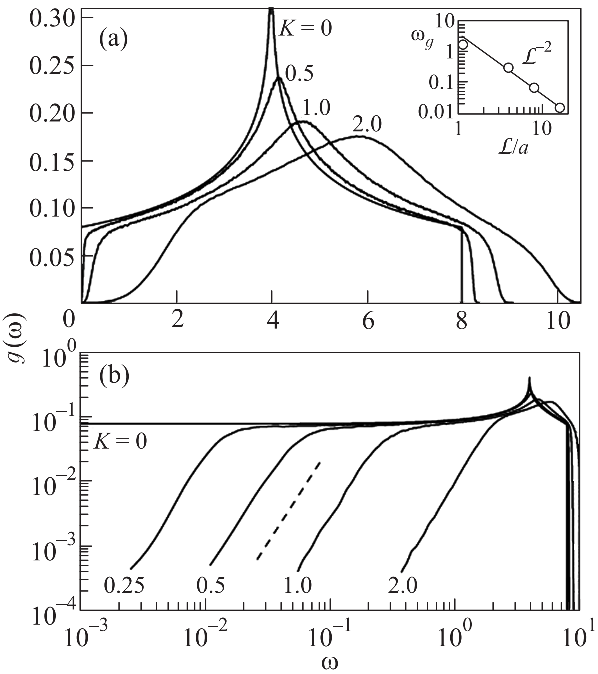

Рис. 5. Плотность состояний для различных значений безразмерного параметра анизотропии K. Верхняя панель представляет результаты для $K = 0, 0.5, 1, 2$ в линейной шкале. Нижняя панель представляет $K = 0, 0.25, 0.5, 1, 2$ в двойном логарифмическом масштабе. Пунктир соответствует закону x^3 . Вставка на верхней панели показывает соотношение между шириной щели ω_g и корреляционной длиной $\mathcal{L}$. Жирная линия на вставке описывает соотношение $\omega_g \propto \mathcal{L}^{-2}$

щадь межгранульного контакта, k_T – туннельная амплитуда. Отметим, что даже для лучших межгранульных контактов $S_{\rm eff} \sim R^2$, $k_T \sim 1$ эта оценка сводится к малому параметру a/R, тогда как сама реализация ферромагнитного стекла предполагает, что контакты далеки от идеальных (в противном случае мы имели бы сплошной объемный материал). Таким образом, предельная частота для гранул из типичных ферромагнетиков не может выходить за терагерцовый диапазон и скорее соответствует меньшим частотам ($\sim 10^{11}$ Гц).

2) Эти возбуждения рассеиваются на неоднородностях намагниченности на расстояниях порядка корреляционной длины.

3) Указанные выше неоднородности (обусловленные случайной анизотропией) приводят к наличию низкочастотной щели в спектре возбуждений.

4) Возбуждения с частотами выше, чем высокочастотный порог, локализованы в отдельных гранулах.

5. Спиновые явления в сильно неупорядоченных материалах.

5.1. Возбуждения в сильно неупорядоченных спиновых системах в сильных магнитных полях. В системах с сильным беспорядком зарядовый транспорт сильно подавляется случайными электрическими полями. Перемещение электрона связано с изменением потенциальной энергии и требует связи с фононами. При этом реализуется режим прыжковой проводимости и при температуре, стремящейся к нулю электронный транспорт становится невозможен.

Случайные магнитные поля (магнитный беспорядок) в таких системах, как правило, приводят к магнитным энергиям на несколько порядков меньше, чем связанные с электрическими полями. В связи с этим возникает вопрос, может ли магнитное возбуждение распространяться без участия фононов. Например, будет ли выравниваться со временем средняя намагниченность образца с прыжковой проводимостью при температуре, стремящейся к нулю? Подобный вопрос имеет непосредственную значимость для понимания физики многих важных для современной технологии систем. Так, например, существует попытка объяснить сильный эффект спинового клапана (*spin-valve*) эффект в гибридных системах ферромагнетик–органический полупроводник–ферромагнетик именно с помощью гипотезы о быстром переносе спина за счет обменного взаимодействия [15].

Заметим, что диэлектрический образец может даже при малых случайных магнитных энергиях демонстрировать сильный спиновый беспорядок. Действительно, концентрация электронных состояний n в диэлектрических образцах, как правило, мала по сравнению с длиной локализации a, так что безразмерный параметр $na^d \ll 1$ мал (здесь d – размерность системы).

Причиной переноса спина без переноса заряда в диэлектрической системе могло бы служить обменное взаимодействие. Энергия такого взаимодействия J_{ij} для водородоподобых состояний имеет вид

$$J_{ij} = J_0 \left(\frac{r_{ij}}{a}\right)^{5/2} \exp(-2r_{ij}/a), \qquad (5)$$

где J_0 – константа. Известно [16], что для электронной системы закон (5) при малом $na^d \ll 1$ приводил бы к локализации даже при отсутствии диагонального беспорядка: зависимости энергии электрона от положения, за счет локализации Лифшица (ЛЛ). Если такая локализация существует, она должна подавлять бесфононный спиновый транспорт, обусловленный обменным взаимодействием.

Тем не менее вопрос о спиновой локализации достаточно сложен, поскольку спиновая система может быть сведена к системе обычных частиц (для которых разработана теория локализации) лишь приблизительно. В общем случае подобный переход от спинов к частицам приводит к системе частиц с сильным взаимодействием. В связи с этим оказывается важным анализ частных случаев, для которых переход к описанию с помощью эффективных частиц возможен.

В работе [17] рассмотрен случай, когда неупорядоченная спиновая система помещена в достаточно сильное магнитное поле, так что в равновесии все спины намагничены. После вывода такой системы из равновесия за счет переворота одного спина, ее динамика на временах, малых по сравнению с временем спиновой релаксации, сводится к одночастичной задаче. Частица при этом соответствует перевернутому спину, а электроны – центрам, на которых частица может находиться. При этом обменные интегралы J_{ij} для такой эффективной частицы играют двоякую роль: во-первых, они соответствуют интегралам перекрытия, определяющим переход частицы между центрами, а во-вторых, они вносят вклад в диагональную энергию, связанную с нахождением частицы на том или ином центре.

Подобная система исследовалась численно [17] с помощью метода граничных условий Таулеса [19]. Метод был выбран из-за того, что он не только позволяет отличить локализованные состояния эффективной частицы от делокализованных, но и определить длину локализации в локализованных состояниях и коэффициент диффузии в делокализованных.

Было показано, что в случае, когда обменное взаимодействие исходных спинов изотропное, полная ЛЛ невозможна. Аналитически можно доказать, что у эффективной частицы есть, по крайней мере, одно состояние с делокализованной волновой функцией. Кроме того, численные результаты свидетельствуют, что, по крайней мере, в трехмерных системах даже при сильном беспорядке $na^3 \ll 1$ всегда существует зона делокализованных состояний эффективной частицы.

ЛЛ восстанавливается, если обменное взаимодействие анизотропно. Даже слабая анизотропия приводит к локализации всех состояний частицы при достаточно сильном беспорядке. Чтобы качественно понять это явление, рассмотрим три центра i, j и k, где связь между центрами $i-j$ намного сильнее, чем связь с третьим центром k (рис. 6). В рамках обычной электронной задачи о ЛЛ (рис. 6b) туннелирование между центрами i и j приводит к тому, что энергии симметричного и антисимметричного состояния изменяются на величину порядка интеграла

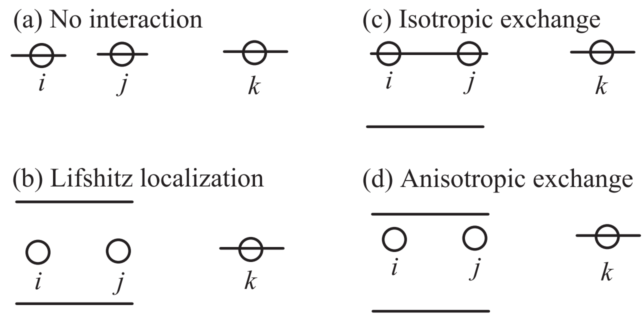

Рис. 6. Качественная картина энергетических уровней трех центров. (a) – Без взаимодействия; (b) – условия задачи Лифшица; (c) – изотропный обмен; (d) – анизотропный обмен

перекрытия между центрами i и j. Так как перекрытие с третьим центром намного слабее, это изменение энергии не позволяет электрону покинуть пару $i-j$. В задаче об изотропном обменном взаимодействии (рис. 6c) эффективной частице соответствует перевернутый спин. За счет обмена $i-j$ уровни энергии частицы соответствуют триплетному и синглетному состояниям спина. При этом энергия уровня, соответствующего триплетному состоянию в точности соответствует энергии, при которой частица (перевернутый спин) находится на удаленном центре, не взаимодействующем с окружением. Это разрушает физическую картину, приводящую к ЛЛ. В случае, когда обменное взаимодействие анизотропно (рис. 6d), энергии уровней частицы на центрах i и j сдвигаются и физика ЛЛ восстанавливается.

5.2. Магнетосопротивление органических полупроводников и корреляция чисел заполнения в режиме прыжковой проводимости. Интересным эффектом, существующим в органических полупроводниках, является так называемое органическое магнетосопротивление (OMAR) [20, 21]. OMAR представляет собой сильное (порядка 10 %) магнетосопротивление, наблюдаемое в органических полупроводниках с прыжковой проводимостью в полях порядка 10–100 Гс. Магнетосопротивление наблюдается как при низких, так и при комнатных температурах.

Впервые качественное объяснение этому магнетосопротивлению было дано в работе [22]. Было показано, что оно может возникать за счет влияния магнитного поля на скорость спиновой релаксации. В органических полупроводниках спиновая релаксация, как правило, определяется сверхтонким взаимодействием с ядерными спинами. Такое взаимодействие можно приближенно описать как вращение электронного спина в случайном магнитном поле, зависящем от положения электрона. Релаксация спина достигается за счет прыжков электронов между различными центрами. Этот механизм релаксации подавляется, когда к полупроводнику приложено внешнее магнитное поле, большее, чем эффективное “сверхтонкое” поле, возникающее из-за взаимодействия с ядерными спинами. В этом случае на каждом центре спин электрона вращается вокруг одного и того же (внешнего) магнитного поля и спиновой релаксации не происходит.

В работе [22] был рассмотрен следующий механизм влияния скорости спиновой релаксации на проводимость. Предполагалось, что существует вероятность двукратного заполнения прыжковых центров, но электронами с противоположными спинами. Соответственно, прыжок с одного однократно заполненного центра на другой оказывается невозможен в случае, если спины электронов на обоих центрах сонаправлены. Однако, если в системе существует эффективный механизм спиновой релаксации, он может изменить взаимное направление двух спинов и восстановить возможность прыжка (рис. 7). Таким

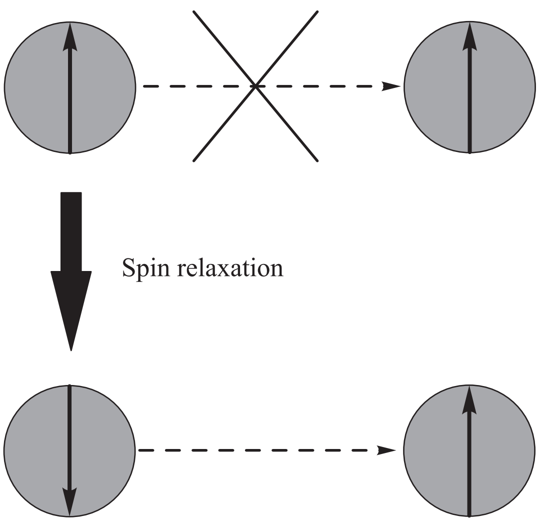

Рис. 7. Механизм влияния скорости спиновой релаксации на проводимость, рассмотренный в [22, 24]

образом, спиновая релаксация приводит к увеличению проводимости. Магнитное поле, за счет подавления спиновой релаксации, ведет к уменьшению проводимости. Подобные качественные рассуждения были подкреплены в работе [22] численным расчетом с помощью метода Монте-Карло.

Включение органического магнетосопротивления в традиционную аналитическую теорию прыжковой проводимости вызвало серьезные трудности. Действительно, традиционная теория построена на теории среднего поля. Однако, как было показано в [23], органическое магнетосопротивление не может быть получено в этом приближении. Для того, чтобы описать OMAR, требуется теория, выходящая за рамки приближения среднего поля.

Такая теория была построена в работе [24]. Уравнения теории среднего поля были модифицированы с учетом корреляции на близких парах узлов. В случае большой энергии Хаббарда, такие корреляции можно описать двумя величинами: зарядовой корреляцией $c_{ij} = \overline{n_{i\uparrow}n_{j\uparrow}} + \overline{n_{i\uparrow}n_{j\downarrow}} - 2\overline{n}_{i\uparrow}\overline{n}_{j\uparrow}$, и спиновой корреляцией $s_{ij} = \overline{n_{i\uparrow}n_{j\uparrow}} - \overline{n_{i\uparrow}n_{j\downarrow}}$. Здесь $\overline{n}_{i\uparrow}$ – вероятность заполнения центра i электроном со спином вверх. При этом корреляциями на удаленных парах центров пренебрегалось. Это позволило написать замкнутую систему уравнений для чисел заполнения и корреляций.

В линейном, по приложенному электрическому полю, приближении, уравнения на числа заполнения и парные корреляции были сведены к модифицированной сетке резисторов Миллера–Абрахамса, в которой сопротивление резистора между парой центров i–j было связано уже не только с самими центрами i, j, но и с их окружением. При этом время спиновой релаксации входило в выражение для сопротивления, что позволяет связать влияние магнитного поля на скорость релаксации с проводимостью и таким образом описать OMAR.

6. Необычное магнетосопротивление структур, легированных немагнитными примесями (GaAs:Be/AlGaAs). Мы исследовали магнетосопротивление МС структур квантовых ям GaAs-AlGaAs, легированных мелким акцептором Be в центре ямы при концентрациях, близких к критической для перехода металл–диэлектрик [25].

Образцы демонстрировали активационную температурную зависимость с малыми энергиями активации (много меньшими, чем боровская энергия центров). Ранее [26] мы объяснили такое поведение как результат активации носителей с уровня Ферми в зону делокализованных состояний (ЗДС), существующую в окрестности центра примесной зоны. Поскольку образцы характеризовались слабым беспорядком (в силу отсутствия компенсации), критерий перехода Андерсона начинал выполняться при концентрациях, существенно меньших, чем типичные для широких примесных зон. Однако в этом случае примесная зона почти полностью заполнена дырками, и уровень Ферми находится в хвосте зоны, т.е. вне ЗДС. Такое поведение аналогично наблюдавшемуся ранее для образцов со слабой компенсацией.

В то же время, магнетосопротивление демонстрировало крайне необычное поведение. Оно было практически изотропным, отрицательным и линейным по магнитному полю в широкой области магнитных полей. Наши результаты представлены на рис. 8.

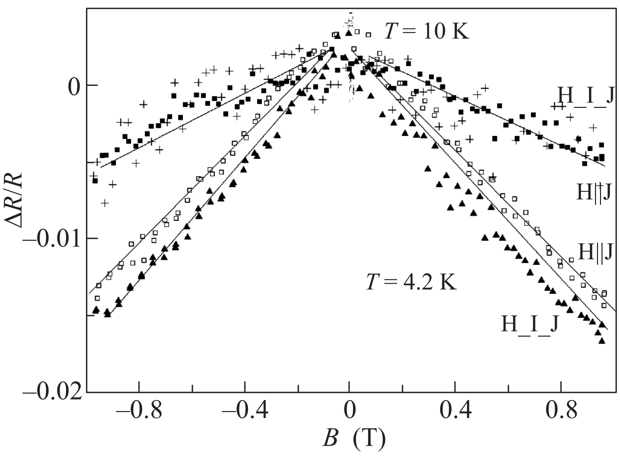

Рис. 8. Магнетосопротивление образца 1 при 4.2 и 10 K. Направление магнитного поля представлено по отношению к плоскости ямы

Насколько нам известно, это – первое наблюдение такого поведения. (Заметим, что сильное отрицательное линейное магнетосопротивление в достаточно широкой области магнитных полей 0.2–1 Тл наблюдалась в Si МДП структурах в работе [27], причем, как и у нас, в области слабых полей оно сменялось квадратичным, а в области очень сильных полей меняло знак. Однако наблюдавшийся эффект был сильно анизотропным). Изотропное отрицательное магнетосопротивление требует дополнительного анализа. Как известно, линейное отрицательное магнетосопротивление в прыжковом режиме обычно объясняется результатом интерференции между "прямым" прыжком и прыжковыми траекториями, включающими центр подбарьерного рассеяния [28]. Однако в таком случае магнетосопротивление определяется магнитным потоком через площадь, ограниченную вышеуказанными траекториями. Так что в 2D структуре оно зависит только от компоненты поля, нормального к плоскости 2D структуры. Поэтому такой (орбитальный) механизм не позволяет объяснить экспериментально наблюдаемое поведение. В то же время изотропный характер эффекта заставляет рассмотреть возможные спиновые механизмы, которые не должны зависеть от направления поля. Естественный спиновый эффект связан с зеемановской энергией. Однако мы показали, что прямой эффект зеемановского расщепления не позволяет объяснить линейную полевую зависимость, наблюдаемую экспериментально. С нашей точки зрения, важным фактором, подчеркивающим роль спиновых эффектов, здесь может быть влияние обменного взаимодействия между локализованными носителями на сопротивление.

Так что для понимания природы загадочного отрицательного линейного магнетосопротивления необходим дальнейший детальный теоретический анализ. В частности, можно отметить следующие факторы, которые пока не получили должного рассмотрения. 1) Для оценки зависящего от магнитного поля разброса обменных энергий на узлах необходим детальный анализ статистики спиновых агрегатов; 2) насколько нам известно, до сих пор никоим образом не оценено влияние спиновых эффектов на положение края подвижности.

Заключение. Мы обсуждали влияние спиновых степеней свободы на различные динамические свойства сложных физических систем. Последние включают гибридные гетероструктуры на основе металлов и полупроводников, прыжковые изоляторы, гранулярные композиты. Значительное внимание было уделено процессам переключения намагниченности в гибридных ферромагнитных структурах с помощью электрических импульсов. В частности, выполнен краткий обзор сверхбыстрого переключения намагниченности в ферримагнитных структурах. Мы также обсудили бездиссипативное переключение в ферромагнитных структурах в режиме кулоновской блокады. Другой рассмотренный выше сценарий связан с ферромагнетизмом в квантовых ямах GaAs:Mn/AlGaAs, стимулированным заполнением верхней зоны Хаббарда примесей Mn. С помощью как аналитических, так и численных методов были исследованы магнитные возбуждения в гранулярных ферромагнитных композитах ("ферромагнитное стекло"). Также представлены результаты исследований спиновых эффектов в прыжковой проводимости. Они включают, в частности, спиновые возбуждения, способные распространяться без переноса заряда. Далее, учет спиновых корреляций в прыжковой проводимости позволил адекватно объяснить так называемое органическое магнетосопротивление, наблюдаемое в органических полупроводниках. Наконец, представлены экспериментальные результаты, демонстрирующие крайне необычный эффект изотропного отрицательного магнетосопротивления, линейного по магнитному полю, в легированных квантовых ямах GaAs-AlGaAs (насколько нам известно, такой эффект наблюдался впервые). Мы связываем такое поведение с некоторым спиновым упорядочением, существующим в примесной зоне, сформированной немагнитными примесями.

1. A. Kirilyuk, A. V. Kimel, and Th. Rasing, Rep. Prog. Phys. **76**, 026501 (2013).
2. C. D. Stanciu, F. Hansteen, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto, A. Itoh, and Th. Rasing, Phys. Rev. Lett. **99**, 047601 (2007).
3. K. Vahaplar, A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, D. Hinzke, U. Nowak, R. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, Phys. Rev. Lett. **103**, 117201 (2009).
4. A. M. Kalashnikova and V. I. Kozub, Phys. Rev. B **93**, 054424 (2016).
5. J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
6. N. F. Schwabe, R. J. Eliott, and N. S. Wingreen, Phys. Rev. B **54**, 12953 (1996).
7. Ch.-Y. You and S. D. Bader, J. Magn. and Magn. Mater. **195**, 488 (1999).
8. V. I. Kozub, Y. M. Galperin, and V. M. Vinokur, J. Magn. Magn. Mater. **465**, 304 (2018).
9. N. V. Agrinskaya, V. A. Berezovets, A. Bouravlev, and V. I. Kozub, Solid State Commun. **183**, 27 (2014).
10. N. V. Agrinskaya, V. A. Berezovets, and V. I. Kozub, J. Magn. Magn. Mater. **466**, 180 (2018).
11. V. Tripathi, K. Dhochak, B. A. Aronzon, V. V. Rylkov, A. B. Davydov, B. Raquet, M. Goiran, and K. I. Kugel, Phys. Rev. B **84**, 075305 (2011).
12. V. Kozhevin, D. Yavsin, V. Kouznetsov, V. Busov, V. Mikushkin, S. Y. Nikonov, S. Gurevich, and A. Kolobov, J. Vac. Sci. Technol. B **18**, 1402 (2000).
13. D. S. Ilyushenkov, V. I. Kozub, I. N. Yassievich, T. T. Nguyen, and E. H. Bruck, J. Magn. Magn. Mater. **323**, 1588 (2011).
14. Y. M. Beltukov and V. I. Kozub, J. Magn. Magn. Mater. **449**, 1 (2018).
15. Z. G. Yu, Phys. Rev. Lett. **111**, 016601 (2013).
16. I. M. Lifshitz, Sov. Phys.-Usp. **7**, 549 (1965).
17. A. V. Shumilin, J. Phys.: Condens. Matter **28**, 395301 (2016).
18. J. T. Edwards and D. J. Thouless, J. Phys. C: Solid State Phys. **5**, 807 (1972).
19. J. Kalinowski, M. Cocchi, D. Virgili, P. D. Marco, and V. Fattori, Chem. Phys. Lett. **380**, 710 (2003).
20. O. Mermer, G. Veeraraghavan, T. L. Francis, Y. Sheng, D. T. Nguyen, M. Wohlgenannt, A. Kohler, M. K. Al-Suti, and M. S. Khan, Phys. Rev. B **72**, 205202 (2005).
21. P. A. Bobbert, T. D. Nguyen, F. W. A. van Oost, B. Koopmans, and M. Wohlgenannt, Phys. Rev. Lett. **99**, 216801 (2007).
22. A. V. Shumilin and V. V. Kabanov, Phys. Rev. B **92**, 014206 (2015).
23. A. V. Shumilin, V. V. Kabanov, and V. I. Dediu, Phys. Rev. B **97**, 094201 (2018).
24. N. V. Agrinskaya, V. I. Kozub, N. Yu. Mikhailin, and D. V. Shamshur, JETP Lett. **105**(8), 484 (2017).
25. N. V. Agrinskaya, Y. M. Galperin, V. I. Kozub, and D. V. Shamshur, J. Phys.: Condens. Matter **20**, 395216 (2008).
26. А. Е. Войсковский, В. М. Пудалов, Письма в ЖЭТФ **62**, 929 (1995).
27. B. I. Shklovskii and B. Z. Spivak, in *Hopping Transport in Solids*, ed. by M. Pollak and B. Shklovskii, Elsevier, Amsterdam (1991), p. 271.