

Спин-флуктуационные переходы

С.В. Демишев

Под спин-флуктуационным переходом (СФП) понимается изменение характеристик спиновых флуктуаций в магнетике под воздействием управляющих параметров (например, температуры или состава материала), не связанное непосредственно с образованием фаз с дальним магнитным порядком. Поэтому СФП в большинстве случаев выходят за рамки стандартной теории фазовых превращений, для которой характерно рассмотрение флуктуаций как некоторого сопутствующего магнитному переходу явления. В обзоре рассматривается современное состояние проблемы СФП с точки зрения теории и эксперимента, в том числе на примере спиральных магнетиков $MnSi$ и $Mn_{1-x}Fe_xSi$, магнитных полупроводников $Hg_{1-x}Mn_xTe$, легированных компенсированных полупроводников $Ge:As(Ga)$ и сильно коррелированного металла со скрытым порядком CeV_6 . Рассмотрены основные методы исследования СФП (рассеяние нейтронов и электронный парамагнитный резонанс). Обсуждаются СФП в фазе спинового нематика, в изинговских неупорядоченных системах, в парамагнитных и магнитоупорядоченных фазах, квантовых критических системах, а также СФП, обусловленные изменением спиновой динамики. При обсуждении проблемы СФП используется спин-поляронная модель, которая объединяет объекты исследования, кажущиеся на первый взгляд разнородными. Отмечается, что в настоящее время СФП изучены недостаточно подробно и дальнейшие исследования в этом направлении могут оказаться одной из точек роста в современной физике магнитных явлений.

Ключевые слова: магнитные явления, спин-флуктуационный переход, спиновые флуктуации, спиновые поляроны, изинговские системы, спиновый нематик, системы со скрытым порядком, квантовые критические системы, спиральные магнетики, рассеяние нейтронов, электронный парамагнитный резонанс, $MnSi$, $Mn_{1-x}Fe_xSi$, $Hg_{1-x}Mn_xTe$, $Ge:As(Ga)$, CeV_6

PACS numbers: **05.40.** – a, 05.70.Fh, **05.90.** + m, 61.05.fg, **71.27.** + a, 75.20.Ck, DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.05.039363>
75.20.En, 75.25.Dk, 75.30.Kz, 75.47.Np, 75.50.Pp, **76.30.** – v

Содержание

1. Введение (23).
2. Теоретические модели (25).
 - 2.1. Спиновые флуктуации и спиновые поляроны.
 - 2.2. Теория Бразовского и геликоидальные магнетики.
 - 2.3. Спин-флуктуационный переход в фазу спинового нематика в системах с квадрупольным порядком.
 - 2.4. Спин-флуктуационный переход в модели Изинга на случайных узлах.
 - 2.5. Спин-флуктуационные переходы на магнитных фазовых диаграммах.
3. Экспериментальные методы исследования спин-флуктуационных переходов (31).

- 3.1. Рассеяние нейтронов.
 - 3.2. Электронный парамагнитный резонанс.
 4. Примеры экспериментального наблюдения спин-флуктуационных переходов (33).
 - 4.1. Спин-флуктуационные переходы в фазе спинового нематика (гексаборид церия).
 - 4.2. На пути к экспериментальной проверке СФП в модели Изинга на случайных узлах (легированный компенсированный германий).
 - 4.3. Спин-флуктуационные переходы, сопровождающиеся резким изменением амплитуды спиновых флуктуаций при варьировании температуры ($Hg_{1-x}Mn_xTe$ и $MnSi$).
 - 4.4. Спин-флуктуационные переходы на магнитной фазовой диаграмме твёрдых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$.
 - 4.5. Спин-флуктуационный переход в магнитоупорядоченной фазе $MnSi$.
 5. Заключение (45).
- Список литературы (46).

С.В. Демишев^(1,2,3)

⁽¹⁾ Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, Калужское шоссе 14, 108840 Троицк, Москва, Российская Федерация

⁽²⁾ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, 119991 Москва, Российская Федерация

⁽³⁾ Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", ул. Мясницкая 20, 101000 Москва, Российская Федерация

E-mail: demishev@hppi.troitsk.ru

Статья поступила 19 января 2023 г.,
после доработки 15 апреля 2023 г.

1. Введение

Классификация магнитных фазовых превращений не может считаться вполне благодарной научной задачей. С одной стороны, магнитные фазы легко классифицировать по типу магнитного отклика, разделив их на две группы — парамагнетики и диамагнетики. Однако в этом случае будет проигнорировано наиболее интересное

физическое содержание и поэтому классификацию усложняют, идя по пути рассмотрения типов магнитных взаимодействий и соответствующих им магнитных структур. Классическим вариантом в данном случае будет включение в систематику таких магнитоупорядоченных фаз, как ферромагнетики, антиферромагнетики и ферримагнетики [1]. Поскольку фазы с магнитным порядком образуются при определённых значениях внешних параметров, то необходимо включить в "базовую комплектацию" парамагнитную фазу, где дальний магнитный порядок отсутствует. Так как при переходе магнитный порядок – магнитный беспорядок меняется симметрия, то следует ожидать, что удачным инструментом окажется теория Ландау [2–5], в которой в качестве параметров порядка можно выбрать намагниченность образца, намагниченности подрешёток или их комбинацию.

С точки зрения современной физики магнитных явлений приведённый выше перечень фаз явно недостаточен. Для случая локализованных магнитных моментов её необходимо дополнить геликоидальной фазой и фазой спинового стекла. Для систем с неколокализованными магнитными моментами (распределённой спиновой плотностью) надо включить в рассмотрение зонные ферромагнетики и антиферромагнетики. Магнетизм зонных электронов привнесёт фазу волны спиновой плотности и сверхпроводящую фазу. Далее, не следует забывать и о магнитной "экзотике", к которой относятся системы со скрытым (квадрупольным) порядком, спиновая жидкость, димеризованные и спин-пайерлсовские фазы, нетривиальные спиновые текстуры и скирмионные фазы. Дополнительно обогатить картину магнитных фазовых превращений могут переходы с изменением размерности и квантовые фазовые переходы. Разумеется, рассмотренное расширение круга магнитных фаз и фазовых превращений не является полным, и по мере развития физики магнитных явлений будут появляться новые объекты. В то же время усложнение любой классификационной схемы путём включения в неё различных более или менее крупных (или мелких) деталей приведет к её обесцениванию.

Несмотря на то что магнитные фазовые переходы иногда играют роль модельных объектов в физике фазовых переходов [4–6], заимствованные из термодинамики термины "фаза" и "фазовый переход" в магнитных явлениях могут пониматься не вполне строго. С одной стороны, как отмечается в [7]: "необходима особая сила воображения, чтобы усмотреть физическую аналогию между спонтанной намагниченностью, связанной с упорядочением элементарных магнитных моментов вдоль определённого направления, и двухфазным состоянием газ – жидкость". С другой стороны, границы раздела, уравнения состояния, химические потенциалы, термодинамические переменные и их производные, безусловно важные при термодинамическом описании переходов типа газ – жидкость или жидкость – твёрдое тело [2, 7], далеко не всегда фигурируют в проблематике магнитных фазовых превращений. Кроме того, магнитные фазовые превращения — это *per se*¹ изменение магнитных свойств твёрдых тел, для которых существует проблема (не всегда, впрочем, осознаваемая) применимости статистиче-

ской механики [8]. Вполне "респектабельная" в физике магнитных явлений антиферромагнитная фаза, как хорошо известно, не может рассматриваться в качестве основного состояния [1]. Впрочем, и в классической статистической физике существуют свои "узкие" места, в частности, проблема включения в общую систематику метастабильных фаз [9], в практическом отношении ничуть не менее реальных, чем идеальные термодинамические фазы. Известны и не вполне канонические явления, такие как фазовые превращения в жидкостях [10, 11], при которых дальний порядок отсутствует по обе стороны перехода. Особый случай представляют собой жидкие кристаллы, где для описания простейшего случая перехода из изотропной жидкости – нематик в качестве параметра порядка выступает один из коэффициентов разложения по полиномам Лежандра функции распределения ориентации молекул по углам [12, 13].

Экскурс в область фазовых переходов не может обойтись без упоминания флуктуационной проблематики. В окрестности температуры перехода всегда можно выделить область, где флуктуации играют существенную роль и могут приводить к расходимости физических величин. Современный взгляд на проблему флуктуационной области предполагает универсальное описание. Если в теории фигурируют степенные расходимости, то универсальность выражается как в значениях критических индексов, так и в связях между ними, часто весьма слабо зависящих от типа экспериментальной системы с фазовым переходом [7, 14, 15]. Другим вариантом описания сингулярности является логарифмическая расходимость в точке перехода, которая в теории получается для некоторых модельных систем [7] и, по определению, является универсальной и не требует обсуждения проблемы фазовых превращений в терминах критических индексов. Существует также вариант теории, предсказывающий не чисто степенные особенности [4]. Интересно, что с точки зрения эксперимента в некоторых случаях бывает практически невозможно отличить логарифмические особенности от степенных [16] и интерпретация данных, таким образом, может оказаться модельно зависимой.

Мы постарались указать на некоторые черты парадигмы, в которой принято описывать различные фазовые превращения, ни в коей мере не претендуя на полноту и строгость изложения. Представляется важным, что, как и положено парадигме, она претендует на универсальность и всеобщность описания. Однако мы видим, что из универсальных правил существует довольно много исключений, в том числе среди магнетиков. Например, стандартное описание и критической области, и фазового перехода существенным образом нарушается в металлооксидном соединении NaV_2O_5 , магнитная структура которого представляет собой спиновую лестницу с заполнением $1/4$ [16]. В частности, анализ данных по диэлектрической проницаемости, теплоёмкости, магнитным потерям и скорости распространения ультразвука показал, что в этом материале различные физические величины демонстрируют идентичные температурные зависимости выше и ниже точки фазового перехода независимо от выбранного способа описания (степенные или логарифмические расходимости). Кроме того, обнаруженные в [16] отклонения от стандартной теории фазовых переходов включают асимметрию критического поведения и наличие аномальной базовой линии.

¹ По сути.

Цель настоящей работы заключается не в пополнении списка "исключений из правил". Мы постараемся продемонстрировать существование широкой группы интересных магнитных явлений, которые пока ещё не вошли в общепринятую систематику магнитных переходов и для которых в [17] был предложен термин "спин-флуктуационный переход" (СФП). По определению, при спин-флуктуационном переходе резко изменяется характер спиновых флуктуаций, причём это изменение не обязательно связано с возникновением или изменением дальнего магнитного порядка в системе. Для экспериментатора СФП ничуть не менее реальны, чем обычные магнитные фазовые превращения, и поэтому часто с ними смешиваются. С точки зрения теории, СФП исследованы недостаточно и пока не ясно, потребует ли последовательное описание СФП принципиального изменения господствующей парадигмы. Поскольку в качестве ближайших аналогов спин-флуктуационных переходов могут рассматриваться фазовые переходы в жидкостях и жидких кристаллах, то, по крайней мере для части СФП, вполне возможно их включение в существующую теоретическую схему. Однако существуют СФП, для которых известные возможности теоретического описания, по видимому, окажутся недостаточными, и в результате исследование спин-флуктуационных переходов может стимулировать развитие наших представлений о фазовых превращениях.

Отметим, что за последние десятилетия был опубликован целый ряд обзоров, посвящённых актуальным проблемам в физике магнитных явлений (см., например, [18, 19]). Однако эти публикации если и затрагивают спин-флуктуационную проблематику, то не делают её центральным вопросом своего анализа. Кроме того, известно, что флуктуации обуславливают появление ряда особенностей у систем пониженной размерности, например в двумерных системах с переходом Березинского – Костерлица – Таулеса [20] или в квазиодномерных спиновых цепочках [21]. В настоящем обзоре будут рассмотрены трёхмерные системы с СФП, а задачи и результаты исследования возможных СФП в низкоразмерных системах будут являться предметом последующих публикаций.

Поскольку при рассмотрении спин-флуктуационных явлений речь идёт о флуктуациях векторного поля намагниченности системы, то необходимо принять во внимание, что, в отличие от флуктуаций скалярных величин (давление, температура, плотность, число частиц и т.п.), флуктуации векторных величин могут различаться не только по величине, но и по направлению. В такой ситуации могут возникать два типа эффектов — резкое изменение амплитуды флуктуаций и изменение анизотропии флуктуаций, заключающееся, например, в переходе от изотропных к анизотропным флуктуациям. Далее будет показано, что обе эти возможности не только следуют из теоретических моделей, но и наблюдаются экспериментально.

Статья организована следующим образом. Мы начнём с истории развития теоретических представлений о СФП и рассмотрим методы их исследования. После этого будут приведены примеры СФП, известные из эксперимента. В заключении мы вернёмся к неблагоприятной задаче, упомянутой в начале данного раздела, и рассмотрим возможную систематику спин-флуктуационных переходов.

2. Теоретические модели

2.1. Спиновые флуктуации и спиновые поляроны

Как это ни удивительно, спин-флуктуационные переходы появились в теории магнитных явлений достаточно давно. Типичный СФП возникает в теории зонного магнетизма Мории [22]. Исходной целью этой теории было объяснение парадоксальных свойств некоторых магнитных металлов, у которых обработка данных по температурной зависимости магнитной восприимчивости в парамагнитной фазе даёт значение эффективного магнитного момента μ^* порядка магнетона Бора в расчёте на магнитный ион $\mu^* \sim \mu_B$, в то время как магнитный момент насыщения в ферромагнитной фазе M_0 оказывается много меньше μ_B (для таких материалов в литературе используется термин "слабые зонные ферромагнетики"). Объяснение парадокса, согласно [22], состоит в том, что спиновая плотность не локализована на магнитных ионах, а распределена по элементарной ячейке кристалла. Основной величиной в теории Мории является амплитуда спиновых флуктуаций $S_L(T)$, с помощью которой описывается температурная зависимость восприимчивости типа Кюри – Вейсса с некоторыми эффективными параметрами, не связанными напрямую с величиной элементарных магнитных моментов и их концентрацией [22]. В то же время в рамках рассматриваемого подхода $S_L^2(T_C) = (3/5)M_0^2$ [22] и, следовательно, именно магнитный момент насыщения имеет прямой физический смысл.

Согласно [22] в системе с ферромагнитными корреляциями амплитуда спиновых флуктуаций описывается выражениями

$$[S_L(T)]^2 = [S_L(T_{sf})]^2 \frac{T}{T_{sf}} \quad \text{при } T \geq T_{sf}, \quad (1)$$

$$[S_L(T)]^2 = [S_L(T_{sf})]^2 \left[1 + \frac{2(1 - (T/T_{sf})^{4/3})}{3} \right] \quad \text{при } T < T_{sf}. \quad (2)$$

Легко видеть, что $S_L(T)$, задающаяся формулами (1), (2), имеет минимум при характерной температуре T_{sf} , соответствующей резкому изменению амплитуды спиновых флуктуаций. В [22] температура особенности T_{sf} интерпретируется как температура перехода из парамагнитной фазы в ферромагнитную фазу (температура Кюри T_C) и, следовательно, фазовое превращение парамагнетик – ферромагнетик представляет собой разновидность спин-флуктуационного перехода.

Следует отметить, что ни теория Мории, ни её последующие модификации [23, 24] не дают ответа на вопрос о природе ещё одного парадоксального свойства "слабых зонных магнетиков", связанного с полевой зависимостью намагниченности $M(B)$. Например, у моносилицида марганца (MnSi), который считается удачным примером успешного применения теории Мории [22], эффективный магнитный момент μ_{eff} , определяющий наклон $\partial M / \partial B$ в слабом магнитном поле, составляет $\sim (5-6)\mu_B$ и не совпадает с $\mu^* \sim (1,2-1,3)\mu_B$. При этом магнитный момент насыщения оказывается порядка $M_0 \sim 0,3\mu_B/\text{Mn}$ [25]. В случае твёрдых растворов замещения $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}\text{Si}$, которые также относят к "слабым зонным магнетикам", аномалия полевой зависимости выражена ещё сильнее и эффективный магнитный мо-

мент может достигать величины $\mu_{\text{eff}} \sim 13\mu_B$ [26], в то время как параметр M_0 лежит в пределах $(0,05-0,2)\mu_B/\text{Co}$ [27]. По-видимому, отсутствие объяснения аномально больших значений μ_{eff} является следствием концептуального недостатка, присущего моделям, основанным на доминирующей роли спиновых флуктуаций. Характерной особенностью подобных теорий является эффект подавления спиновых флуктуаций магнитным полем [22–24] и, следовательно, магнитное поле "уничтожает" основу рассмотрения магнитных свойств для конечного магнитного поля в рамках такого подхода. Указанные выше трудности теории зонного магнетизма удаётся непротиворечивым образом преодолеть в рамках спин-поляронной модели [17, 25, 28, 29], позволяющей дать полное описание всего набора статических и динамических магнитных свойств материалов типа MnSi и $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, включая особенности их магнитных фазовых диаграмм.

В общем случае представление о спиновых (магнитных) поляронах используется для описания широкого круга явлений в сильно коррелированных электронных системах. При этом могут рассматриваться различные типы автолокализованных состояний, а также состояния ферронного и флуктуонного типа [30]. В тех случаях, когда рассматривается изменение динамики электронов и перенормировка эффективной массы, под спиновым поляроном понимается движущийся по кристаллу электрон, переносящий спиновую поляризацию в результате взаимодействия с локализованными магнитными моментами. Такой подход в последние годы получил развитие для случая двумерных систем и использовался для описания сверхпроводящих купратов [31]. Спиновые поляроны, рассматриваемые в настоящей работе, близки к связанным состояниям, возникающим при низких температурах в модели Кондо [32], когда взаимодействие между электронами проводимости и локализованными магнитными моментами приводит к экранировке локализованного магнитного момента. Отметим, что образование магнитных поляронов следует из некоторых моделей концентрированных кондо-систем (более подробно данный вопрос будет рассмотрен ниже в разделе 4.3 при описании сценария Ю и Мина).

Спин-поляронная модель [17, 25, 28, 29] исходно была предложена для объяснения электронного парамагнитного резонанса [28], а затем продемонстрировала свою эффективность для совместного описания электропроводности и магнитных свойств, а также построения магнитной фазовой диаграммы [25]. Кроме того, спиновые поляроны естественным образом объясняют поразительное сходство температурной зависимости электропроводности MnSi в окрестности ферромагнитного перехода (включая "тонкую структуру" производной удельного сопротивления по температуре и её эволюцию в условиях высокого давления [25, 33]) с экспериментальными данными для классического соединения со спиновыми поляронами EuV_6 [34, 35].

Исследование динамических магнитных свойств MnSi однозначно показывает, что магнитная подсистема моносилицида марганца состоит из локализованных магнитных моментов (ЛММ) [17, 25, 28]. Этот результат согласуется с результатами LDA-расчётов, согласно которым у MnSi спиновая плотность локализована на ионах марганца и величина таких ЛММ составляет $\mu_{\text{Mn}} \approx 1,2\mu_B$ [36]. В данной ситуации малая величина магнитного момента насыщения связана с экранировкой

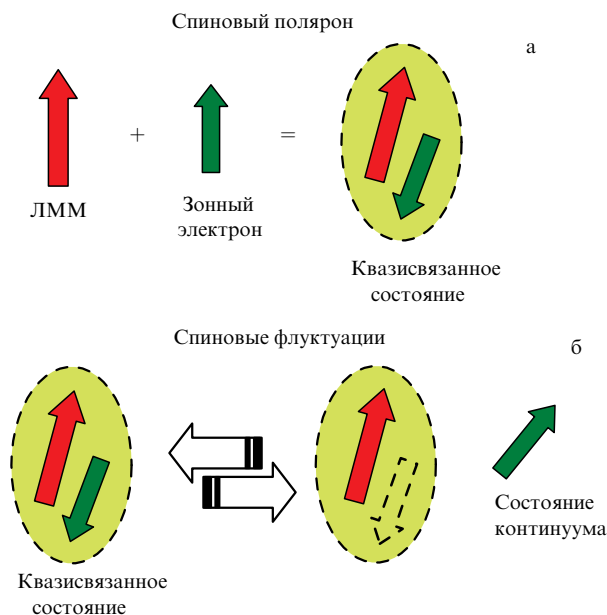


Рис. 1. (а) Образование спинового полярона (квазисвязанного состояния зонных электронов и локализованных магнитных моментов в кристалле). (б) Спиновые флуктуации, обусловленные переходом электрона из квазисвязанного состояния в зонный континуум.

ЛММ марганца зонными электронами в спин-поляронных состояниях. По сути, такие состояния являются квазисвязанными состояниями зонных электронов и ЛММ, в которых ЛММ и магнитные моменты электронов ориентированы антипараллельно (рис. 1). Подобную конструкцию можно рассматривать как ферромагнитный кластер наноразмера, причём можно показать, что при определённой конфигурации спинов внутри кластера его намагниченность будет быстро выходить на насыщение с ростом магнитного поля, что соответствует "гигантским" значениям $\mu_{\text{eff}} \gg \mu^*, \mu_B$ [29]. При этом в спин-поляронной модели в выражение для константы Кюри входит концентрация и соответствующий магнитный момент магнитных ионов [29].

В спин-поляронной модели не только объясняется совокупность магнитных свойств, но и естественным образом возникают спиновые флуктуации, связанные с переходами электронов между квазилокализованными состояниями в окрестности ЛММ и зонными состояниями (см. рис. 1). Поскольку спиновые флуктуации в данном случае имеют электронную природу, можно предположить, что для их описания или, по крайней мере, качественной оценки спин-флуктуационных эффектов можно использовать модельные выражения (1), (2), следующие из теории Морие. При этом температуру T_{sf} следует интерпретировать как температуру упорядочения спиновых флуктуаций в спин-поляронном состоянии и не обязательно отождествлять с температурой перехода в магнитоупорядоченную фазу [37].

2.2. Теория Бразовского и геликоидальные магнетики

В теории фазовых превращений известна ситуация, когда сильные флуктуации изменяют тип перехода: вместо перехода второго рода возникает переход первого рода при критической температуре T_c , меньшей температуры перехода в приближении среднего поля T_{MF} . При этом в точке фазового перехода пропадает расходимость кор-

реляционной длины R_c . Общее теоретическое описание такого специфического фазового перехода было дано С.А. Бразовским [38]. Нас будет интересовать обобщение теории [38] на случай геликоидальных магнетиков (к ним относится уже упоминавшийся моносилицид марганца, MnSi), для которых характерна протяжённая флуктуационная область в окрестности фазового перехода [39].

Магнитная структура геликоидального магнетика с гейзенберговскими ЛММ может быть получена с помощью гамильтониана

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{ex}} + \hat{H}_{\text{DM}} = -J \sum_{i \neq j} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j + \mathbf{D} \sum_{i \neq j} \mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j, \quad (3)$$

где \hat{H}_{ex} описывает ферромагнитный обмен с энергией J , а \hat{H}_{DM} задаёт взаимодействие Дзялошинского–Мории с вектором Дзялошинского \mathbf{D} . Если энергия Дзялошинского равна нулю ($D = 0$), то в магнетике возникнет ферромагнитное упорядочение, а ненулевой вектор \mathbf{D} будет закручивать магнитную структуру в спираль. В известных экспериментальных объектах выполняется условие $J \gg D$ и будет возникать несоизмеримая магнитная структура с периодом спирали R_0 порядка $R_0 \sim aJ/D \gg a$, где a — постоянная решётки (рис. 2а).

Взаимодействие Дзялошинского–Мории должно быть разрешено симметрией кристалла и, как правило, проявляется в кристаллах без центра инверсии. К таким структурам относится группа B20, в которой кристаллизуется MnSi и твёрдые растворы замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ (рис. 2б). У MnSi величина R_0 составляет $R_0 = 180 \text{ \AA}$ [39]; геликоидальная магнитная структура оказывается несоизмеримой и имеет период, много больший постоянной решётки. Поскольку радиус локализации спиновых поляронов у $\text{MnSi} \sim a$ [29], условие $R_0 \gg a$ означает, что при описании спин-поляронных состояний взаимодействием Дзялошинского–Мории можно пренебречь, и ЛММ представляют собой редуцированные магнитные моменты спиновых поляронов [29]. Поэтому гамильтониан (3) в этом случае носит приближённый характер, поскольку не учитывает взаимодействие зонных электронов и ЛММ и образование квазисвязанных состояний.

В обобщении теории Бразовского [39] возможность спин-флуктуационных переходов не рассматривается, однако возникают несколько режимов спиновых флуктуаций, плавно переходящих один в другой. Область

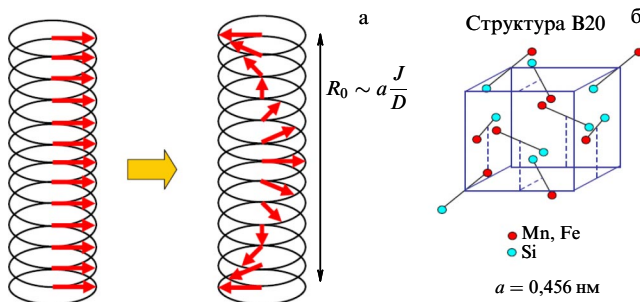


Рис. 2. (а) Магнитная спираль, возникающая в результате совместного влияния ферромагнитного обмена и взаимодействия Дзялошинского–Мории. (б) Элементарная ячейка структуры B20, к которой кристаллизуется MnSi и твёрдые растворы замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$.

кроссовера между различными типами спиновых флуктуаций определяется из условия $R_c \sim R_i$, где R_i — пространственный масштаб, связанный с определённым типом взаимодействий в системе, а R_c — корреляционная длина, определяющая размер спиновых флуктуаций [39]. В качестве R_i в теории [39] фигурируют: длина $R_{\text{DM}} = f(J/D)$, обусловленная взаимодействием Дзялошинского–Мории и зависящая от отношения обменной энергии J к энергии Дзялошинского D ; длина Гинзбурга R_{Gi} [39], задающая радиус флуктуаций в теории Ландау; (неявно) период магнитной спирали в геликоидальной фазе R_0 . При этом предполагается выполнение условия на иерархии масштабов $R_0 > R_{\text{Gi}} > R_{\text{DM}}$. В результате по мере роста корреляционной длины $R_c(T)$ при понижении температуры возникает трансформация флуктуаций: в области $R_c(T) < R_{\text{DM}}$ доминируют ферромагнитные флуктуации, связанные с основным обменом J , затем при $R_c(T) > R_{\text{DM}}$ необходимо учитывать взаимодействие Дзялошинского–Мории, приводящее к возникновению геликоидальных (киральных) флуктуаций, размер которых продолжает увеличиваться вплоть до точки фазового перехода, где должно выполняться условие $R_c(T_c) = R_0$. Поскольку в рассматриваемой модели $R_{\text{Gi}} > R_{\text{DM}}$, в области $R_c(T) > R_{\text{DM}}$ можно выделить диапазон, связанный с длиной Гинзбурга: $R_{\text{Gi}} < R_c(T) < R_0$, в [39] описанный как область сильно взаимодействующих киральных флуктуаций.

В варианте теории Бразовского, использованной в [39], температура перехода в геликоидальную фазу T_c оказывается меньше температуры перехода T_{MF} , которой бы обладал спиральный магнетик в том случае, если бы выполнялась теория среднего поля, причём T_{MF} и длина Гинзбурга R_{Gi} связаны соотношением $R_c(T_{\text{MF}}) = R_{\text{Gi}}$. Если для обычного магнитного перехода второго рода обратная корреляционная длина $k = 1/R_c$ имеет вид [3, 14]

$$k(T) = k_0 \left(\frac{T}{T_{\text{MF}}} - 1 \right)^{\nu}, \quad (4)$$

то для перехода Бразовского в [39] получено соотношение

$$\left(\frac{k}{k_{\text{Gi}}} \right)^2 - \frac{1}{k/k_{\text{Gi}}} = \frac{T - T_{\text{MF}}}{T_0}, \quad (5)$$

где $k_{\text{Gi}} = 1/R_{\text{Gi}}$, а T_0 определяет область температурного "размытия" флуктуационной области. Легко видеть, что в пределе больших k (малых R_c), когда в левой части формулы (5) доминирует первое слагаемое, для обратного радиуса флуктуаций получается стандартное в теории Ландау выражение (4) с критическим индексом $\nu = 1/2$. При этом для полного соответствия теории Ландау [2], из которой следует асимптотика с $k_0 = k_{\text{Gi}}$: $k(T) = k_{\text{Gi}}(T/T_{\text{MF}} - 1)^{1/2}$, в формуле (5) следует положить $T_0 = T_{\text{MF}}$.

Из выражения (5) следует, что зависимость $k(T)$ нигде в области $T \geq T_c$ не обращается в нуль и, следовательно, размер флуктуаций остаётся конечным и при температуре, равной температуре перехода $T = T_c$. Поэтому в теории [39] возникает дополнительное условие $k(T_c) = 1/R_0$. Кроме того, смена режима при $R_c \sim R_{\text{DM}}$ не приводит к особенностям в поведении корреляционной длины (формула (5)).

Отметим, что С.А. Бразовский рассматривал применение своей общей теории [38] к описанию фазовых превращений в холестерических жидких кристаллах [40, 41]. Далее мы увидим, что существует значительное сходство между спин-флуктуационными явлениями и фазовыми переходами в жидких кристаллах.

2.3. Спин-флуктуационный переход в фазу спинового нематика в системах с квадрупольным порядком

Сформулированное в конце предыдущего раздела утверждение о сходстве между жидкими кристаллами и магнетиками, на первый взгляд, выглядит весьма странным. Действительно, простейшая жидкокристаллическая фаза — нематик — возникает в результате ориентации плавающих в жидкости палочкообразных молекул, которые могут поворачиваться на произвольный угол. Поскольку при переходе из фазы изотропной жидкости, где молекулы ориентированы хаотически, в нематическую фазу, где появляется выделенное направление для ориентации молекул (директор), меняется симметрия, то для описания этого перехода может быть применена теория Ландау [12, 13]. Кроме того, вводится функция распределения молекул по углам

$$F(\cos \theta) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n P_n(\cos \theta), \quad (6)$$

традиционно разлагаемая в ряд по полиномам Лежандра $P_n(\cos \theta)$, причём для неполярных молекул в разложении остаются только чётные члены [13] (здесь θ — угол между осью молекулы и директором). В рамках такого подхода в качестве параметра порядка естественно выбрать коэффициент a_2 [13]. Отметим также, что фазовый переход изотропная жидкость — нематик для неполярных молекул с математической точки зрения эквивалентен появлению квадрупольного порядка [12, 13].

Таким образом, жидкий кристалл представляет собой принципиально классическую систему из элементов, которые нельзя считать точечными. В связи с этим возникает естественный вопрос о том, почему электроны в кристалле (точечные объекты), подчиняющиеся правилам квантовой механики, могут вести себя подобно "палочкам", плавающим в жидкости, и демонстрировать ориентационное упорядочение [42]. Электронные нематические эффекты проявляются в экспериментах в виде анизотропии удельного сопротивления, причём наибольшее внимание исследователей привлекли сверхпроводники на основе железа, рутенаты и системы с квантовым эффектом Холла [42–44]. С теоретической точки зрения механизм, лежащий в основе электронного нематического эффекта, не является однозначным. Как правило, рассматриваются изменение топологии страйповых фаз и нестабильность Померанчука, приводящая к деформации поверхности Ферми в результате ферромагнитного взаимодействия [42].

В случае магнитных систем может возникать переход в фазу спинового нематика [45]. Этот переход относится к спин-флуктуационным переходам и имеет ясную физическую картину на качественном уровне. Для простоты рассмотрим модельный 3D магнетик. В парамагнитной фазе средние спины на узлах равны нулю $\langle S_x \rangle = \langle S_y \rangle = \langle S_z \rangle = 0$, а их флуктуации одинаковы по всем направлениям $\langle S_x^2 \rangle = \langle S_y^2 \rangle = \langle S_z^2 \rangle \neq 0$. Если происходит обычный магнитный переход, то в магнитоупорядоченной

фазе, например, ферромагнитного типа, будут справедливы соотношения $\langle S_x \rangle = \langle S_z \rangle = 0$, $\langle S_y \rangle \neq 0$, описывающие ситуацию, когда все спины выстроились параллельно вдоль оси y . В фазе спинового нематика средний спин на узле по-прежнему равен нулю и нет дальнего магнитного порядка, но условие равенства флуктуаций нарушается, например, появляется выделенное направление — ось x : $\langle S_x^2 \rangle \neq \langle S_y^2 \rangle = \langle S_z^2 \rangle$. С формальной точки зрения данная задача сводится к появлению в системе квадрупольного порядка [45], что и обеспечивает аналогию с классическими жидкими кристаллами. Таким образом, электроны в кристалле, разумеется, не превращаются в вытянутые объекты, напоминающие молекулы в жидком кристалле, а роль молекул — "палочек" играют анизотропные спиновые флуктуации. Очевидно, что в качестве кандидатов для наблюдения спинового нематического эффекта следует рассматривать системы с квадрупольным упорядочением, например гексаборид церия, CeB_6 [45]. Описание соответствующих моделей для данного материала приводится ниже в разделе 4.1. Кроме того, влияние квадрупольных эффектов существенно и для чистого церия, например, с их помощью может быть построено описание фазового перехода $\gamma \rightarrow \alpha$ [46].

Фазовое превращение парамагнетик — спиновый нематик является ярким примером спин-флуктуационного перехода в его современном понимании [17], когда в точке перехода резко изменяется анизотропия спиновых флуктуаций, а изменения типа магнитного порядка не происходит (система спинов остаётся неупорядоченной). Учитывая аналогию с жидкими кристаллами, можно ожидать, что и в этом случае для описания перехода может быть использована теория Ландау. Для жидкокристаллических фаз обычно используется следующее разложение свободной энергии Φ по параметру порядка Q [12]:

$$\Phi = \Phi_0 + aQ^2 + bQ^3 + cQ^4, \quad (7)$$

где в качестве Q можно, например, выбрать $Q = |\langle S_x^2 \rangle - \langle S_y^2 \rangle|$. Однако такой подход, несмотря на его очевидность, до сих пор не был применён. В частности, в [45] авторы ограничились рассмотрением квантово-механического аспекта проблемы спинового нематика. Отметим, что в случае магнетиков известные модели упорядочения с разложением термодинамического потенциала по квадрупольному параметру порядка ранее неоднократно использовались исключительно для описания фазовых диаграмм и переходов между различными магнитными структурами и фазами со скрытым порядком.

2.4. Спин-флуктуационный переход в модели Изинга на случайных узлах

Выше были рассмотрены спиновые флуктуации в кристаллах, которые имеют динамический характер. В работе [47] была рассмотрена модель Изинга на магнитных центрах, случайно расположенных в пространстве и имеющих концентрацию n и боровский радиус a . Энергия взаимодействия центров i и j , расположенных на расстоянии r_{ij} , учитывалась с учётом префактора

$$J(r_{ij}) = \pm J_0 \left(\frac{r_{ij}}{a} \right)^{5/2} \exp \left(-\frac{2r_{ij}}{a} \right). \quad (8)$$

Знак в формуле (8) определял тип магнитного взаимодействия в системе — антиферромагнитного или ферромагнитного. В такой ситуации $J(r_{ij})$ — случайная величина, и в [47] исследовались средние по пространству значения спина $\langle S \rangle$ и спиновых флуктуаций $\langle S^2 \rangle$ в расчёте на центр. Оказалось, что для исследования спин-флуктуационных явлений модельный гамильтониан Изинга со спинами $S_{i,j} = \pm 1$ удобно представить в виде

$$\hat{H} = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} J(r_{ij}) S_i S_j = \frac{1}{2} \sum_i J_i S_i, \quad (9)$$

введя обменную энергию $J_i S_i = \sum_{j, j \neq i} J(r_{ij}) S_j$, задающую взаимодействие спина S_i со всеми остальными спинами. Далее численно рассчитывались функции распределения обменной энергии $w(JS)$ для антиферромагнитного и ферромагнитного случая в зависимости от безразмерного управляющего параметра na^3 . Случайные центры с антиферромагнитным взаимодействием были ранее исследованы в [48], где было показано, что в такой системе дальний магнитный порядок не возникает за счёт образования сильно взаимодействующих пар — антиферромагнитных димеров (так называемая синглетная фаза [48]). Следует подчеркнуть, что, в отличие от работы [48], в исследовании [47] было использовано более точное выражение (8) для обменного интеграла и применена схема анализа, основанная на понимании важности проблематики спин-флуктуационных переходов. Это позволило получить принципиально новые результаты.

Рассмотрим поведение найденной в [47] функции $w(JS)$ при увеличении n (рис. 3). При рассмотренном выше способе описания график разбивается на две симметричные половины, отвечающие спинам $S = +1$ и $S = -1$, а химический потенциал находится в точке $JS = 0$ [47]. Изменение функции распределения при изменении концентрации в антиферромагнитном и ферромагнитном случае качественно совпадает, поэтому далее мы рассмотрим данные для системы с ферромагнитным

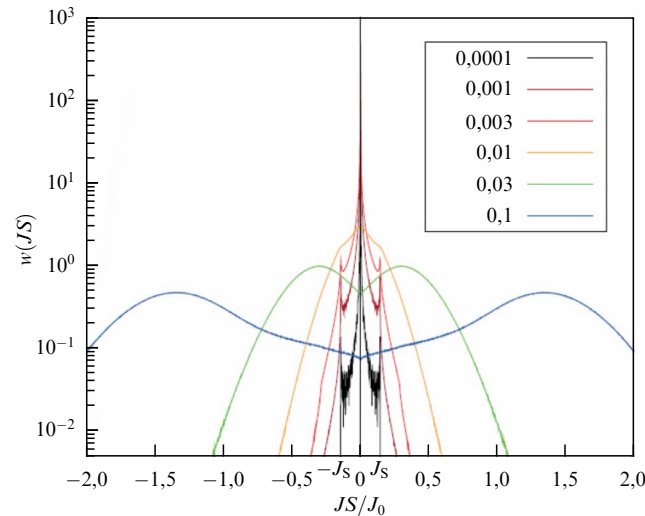


Рис. 3. Функция распределения обменной энергии в модели Изинга на случайных узлах для ферромагнитного случая. На вставке приведены значения параметра na^3 . Характерный для фазы димеров узкий пик исчезает для концентрации $na^3 \sim 0,01$. При концентрации магнитных центров, превышающих это значение, система переходит в гауссовскую фазу. (Из работы [47].)

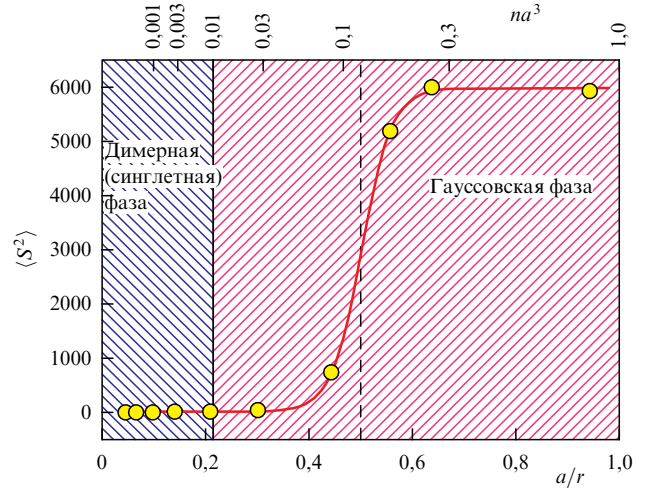


Рис. 4. Спин-флуктуационный переход в модели Изинга на случайных узлах для ферромагнитного случая. Среднее значение квадрата спина S^2 при изменении обратного приведённого расстояния a/r между магнитными центрами переключается между двумя состояниями с $\langle S^2 \rangle \sim 5$ и $\langle S^2 \rangle \sim 6000$ при $a/r \sim 0,5$. Магнитный порядок при этом не возникает. (По работе [47].)

взаимодействием (см. рис. 3). При малых n функция $w(JS)$ имеет два острых пика, обусловленных преимущественным влиянием пар сильно взаимодействующих центров на магнитные свойства. Для антиферромагнитного взаимодействия такие пики соответствуют синглетной фазе (антиферромагнитные димеры с нулевым суммарным спином) [48], а для ферромагнитного — ферромагнитным димерам (в работе [47] во всех случаях образования димеров не вполне корректно используется термин "синглетная фаза"). С ростом концентрации центров функция распределения $w(JS)$ трансформируется в широкие особенности ("гауссовская фаза" по терминологии [47]). При этом переход от фазы димеров к гауссовской фазе оказывается резким [47] и происходит при $na^3 \sim 0,01$ (см. рис. 3). Однако наиболее ярким физическим явлением, возникающим в данной модели, является спин-флуктуационный переход в гауссовской фазе.

Эволюция спиновых флуктуаций для случая ферромагнитного взаимодействия как функция отношения борровского радиуса к среднему расстоянию между центрами $r = n^{-1/3}$ по данным [47] показана на рис. 4. Видно, что система переключается между состояниями с $\langle S^2 \rangle \sim 5$ и $\langle S^2 \rangle \sim 6000$ в интервале $0,4 < a/r < 0,6$, причём за точку перехода можно принять $a/r \approx 0,5$ (рис. 4).

Подчёркнём, что в рассматриваемой модели магнитный порядок не возникает и средний спин на центре равен нулю во всей области параметров, исследованной в [47]. Таким образом, в модели Изинга на случайных центрах с ферромагнитным взаимодействием возникает СФП, при котором происходит сильное изменение амплитуды спиновых флуктуаций [47]. Интересно, что в модели с антиферромагнитным взаимодействием изменение $\langle S^2 \rangle$ при варьировании a/r выражено не столь резко [47], однако и в этом случае можно выделить точку СФП, где происходит изменение функциональной зависимости $\langle S^2 \rangle = f(a/r)$. Следует также заметить, что наиболее сильная трансформация среднего квадрата спиновых флуктуаций происходит в окрестности концентраций, характерных для перехода металл–изолятор в легированных полупроводниках.

2.5. Спин-флуктуационные переходы на магнитных фазовых диаграммах

Идея для определения границ спин-флуктуационных фаз на магнитной фазовой диаграмме, основанная на сопоставлении различных пространственных масштабов в присутствии беспорядка в кристалле, была предложена в [49]. В качестве характерных длин использовались корреляционная длина классических флуктуаций в духе теории Ландау R_{f1} , дающаяся выражением, аналогичным (4), с $a_1 = k_0^{-1}$, $T_c = T_{MF}$ и $\nu_1 = \nu$, а также корреляционная длина для квантовых флуктуаций R_{f2} [50]

$$R_{f1} = \frac{a_1}{(T/T_c - 1)^{\nu_1}}, \quad R_{f2} = a_2 \frac{T_0}{T}. \quad (10)$$

В выражении для R_{f2} параметры a_2 и T_0 задают соответственно пространственную и энергетическую шкалу для квантовых флуктуаций. Далее вводится управляющий параметр x , задающий беспорядок в системе, с которым связан радиус корреляции перколяционного типа [51]

$$R_s = R_c(x) = \frac{l}{(1 - x/x_c)^\nu}, \quad (11)$$

где x_c — порог протекания, ν — критический индекс в трёхмерной системе, равный $\sim 0,9$, и l — минимальная длина порядка размера элементарной ячейки, соответствующая упорядоченному случаю ($x = 0$) [49].

Согласно [49] различные СФП возникают, когда характерные длины (10), (11) сравниваются друг с другом (рис. 5). Условия $R_{f1} = R_s$ и $R_{f2} = R_s$ порождают переходы СФП 1 и СФП 2 с температурами

$$T_1(x) = T_c(x) \left[1 + \frac{\Delta T(0)}{T_c(0)} \left(1 - \frac{x}{x_c} \right)^{\nu/\nu_1} \right], \quad (12)$$

$$T_2(x) = T_2(0) \left(1 - \frac{x}{x_c} \right)^\nu.$$

В формулах (12) $\Delta T(0) = T_1(0) - T_c(0) = (a_1/l)^{1/\nu_1} T_c(0)$ и $T_2(0) = (a_2/l) T_0$. Условию $R_{f1} = R_{f2}$ соответствует СФП 3 с температурой $T_{eq}(x)$, разделяющей области с доминированием классических и квантовых флуктуаций (см. рис. 5). Если $\nu_1 = 1/2$, то $T_{eq}(x)$ может быть найдена из уравнения

$$A = \frac{z^2}{z-1}, \quad (13)$$

где $z = T_{eq}(x)/T_c(x)$ и $A = T_2^2(0)/\Delta T(0) T_c(x)$. Пусть зависимость температуры перехода в фазу с дальним магнитным порядком от управляющего параметра $T_c(x)$ известна из эксперимента и известна температура СФП 1 при $x = 0$ в отсутствие беспорядка $T_1(0)$. Тогда для задания T - x -магнитной фазовой диаграммы достаточно двух параметров: порога протекания x_c и энергетического масштаба, связанного с квантовыми флуктуациями $T_2(0)$ [49].

Модель [49] отчасти напоминает подход, использованный в [38, 39], однако изменение флуктуационного режима при различных соотношениях между пространственными масштабами здесь понимается не как кроссовер, а как СФП с хорошо определённой температурой перехода. Другой особенностью описания T - x -диаграм-

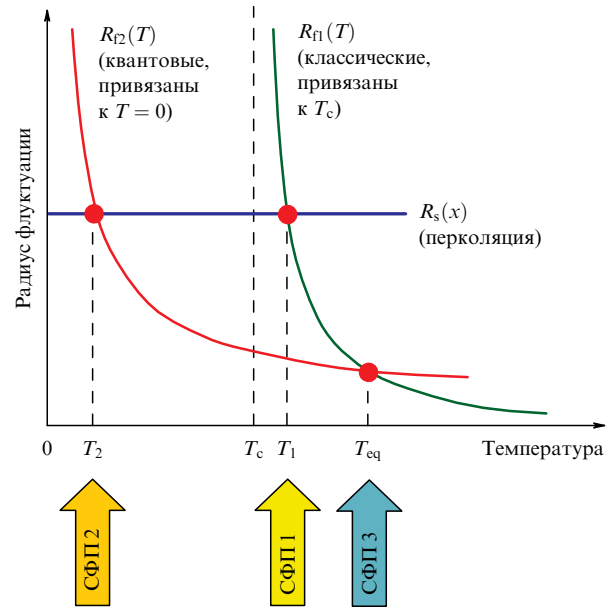


Рис. 5. Спин-флуктуационные переходы в модели магнитной фазовой диаграммы с сосуществованием классических и квантовых флуктуаций [49]. Переходы СФП 1 и СФП 2 возникают, когда радиус той или иной флуктуации сравнивается с радиусом корреляции бесконечного кластера, зависящего от беспорядка в системе. Ещё один спин-флуктуационный переход (СФП 3) определяется совпадением радиусов квантовых и классических флуктуаций. Подробности в тексте.

мы, предложенной в [49], является сосуществование двух типов флуктуаций — квантовых и классических для любых x , а не только в квантовой критической точке. Строгое теоретическое обоснование такой гипотезы в настоящее время отсутствует, хотя для конкретных магнитных систем могут быть приведены аргументы в пользу возможности сосуществования разных типов флуктуаций. Поэтому представляет интерес сопоставить результаты [49] с экспериментом, выбрав из них в первую очередь те, которые невозможно получить в рамках классических теорий или их обобщений [38, 39]. В частности, модель [49] предсказывает переход СФП 3 при $T_{eq}(x)$, который будет наблюдаться в парамагнитной фазе, когда $T_{eq} > T_1, T_2$ (см. рис. 5). Другим интересным следствием является возможность спин-флуктуационного перехода внутри магнитоупорядоченной фазы при выполнении условия $T_c(x) > T_2(x)$ [25]. Как будет показано в следующих разделах, эти нетривиальные следствия модели [49] подтверждаются экспериментально. Кроме того, рассмотренный подход позволяет количественно описать T - x -магнитную фазовую диаграмму твёрдых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ [49]. В данном случае оказывается возможным связать управляющий параметр x (беспорядок в системе) с концентрацией железа в твёрдом растворе.

Следует также обратить внимание на природу появления СФП при достижении размером флуктуации величины корреляционного радиуса, связанного с беспорядком. В [49] предполагалось, что R_s ограничивает рост размера флуктуаций при понижении температуры, поскольку, "зацепившись" за структурные неоднородности или дефекты, флуктуации "замерзают", и их радиус больше не увеличивается и остаётся постоянным [49]. Однако такое поведение противоречит эксперименталь-

ным данным по температурным зависимостям корреляционной длины [39, 52] в спин-флуктуационных фазах. Очевидно, что в системе со структурным беспорядком сферически-симметричная флуктуация может существовать только в области $R_f < R_s$, а в области $R_f > R_s$ флуктуация будет взаимодействовать с дефектами структуры и, по-видимому, не сможет расти одинаково по всем направлениям. В такой ситуации может возникнуть анизотропный режим флуктуаций, например в результате наличия малых анизотропных членов в спиновом гамильтониане, влияния внешнего поля или спонтанного нарушения симметрии, когда одна флуктуация, случайным образом вытянутая вдоль какого-то направления, будет приводить к ориентации флуктуаций в соседних точках пространства. В результате можно ожидать, что образующаяся спин-флуктуационная фаза при $R_f > R_s$ будет характеризоваться анизотропными спиновыми флуктуациями, характерными для фазы спинового нематика. Другой вариант возникновения спинового нематического эффекта может быть связан с тем, что установление корреляций в магнитной системе может соответствовать исходно анизотропной спиновой флуктуации. Последняя ситуация также может реализовываться в спиральных магнетиках.

3. Экспериментальные методы исследования спин-флуктуационных переходов

Очевидно, что для исследования спин-флуктуационных переходов необходимо привлекать методы, чувствительные к спиновым флуктуациям. Данное тривиальное утверждение не всегда просто реализовать на практике, так как использование таких популярных в области магнитных явлений физических характеристик, как намагниченность, магнитная восприимчивость и удельное сопротивление, требуют априорного знания о том, что указанные величины зависят от спин-флуктуационного режима исследуемого образца. Судить же об этом можно только на основании тех или иных теоретических моделей, среди которых следует выбрать "подходящие" с точки зрения описания, предпочитаемого исследователем. Такая методология бесперспективна для доказательного выявления рассматриваемой группы магнитных явлений. Тем не менее экспериментальные методы для исследования спиновых флуктуаций существуют, и их применение позволяет получить достоверные данные о спин-флуктуационных переходах.

3.1. Рассеяние нейтронов

Рассмотрим применение малоуглового рассеяния нейтронов (Small-Angle Neutron Scattering, SANS) для решения поставленной задачи на примере спиральных магнетиков — твёрдых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ [53]. Поляризационные эксперименты SANS демонстрируют изменение картины рассеяния с температурой (рис. 6). В парамагнитной фазе $T > T_1$ (область 1) рассеяние изотропно. В диапазоне $T < T_1$ (области 2 и 3) возникает характерная структура в виде полумесяца, которая становится более выраженной при понижении температуры. Интересно, что такая картина рассеяния идентична данным для рассеяния рентгеновских лучей в нематической фазе жидких кристаллов [13]. Поэтому мы связываем подобное поведение с режимом анизотропных спиновых флуктуаций. Дальнейшее уменьшение темпе-

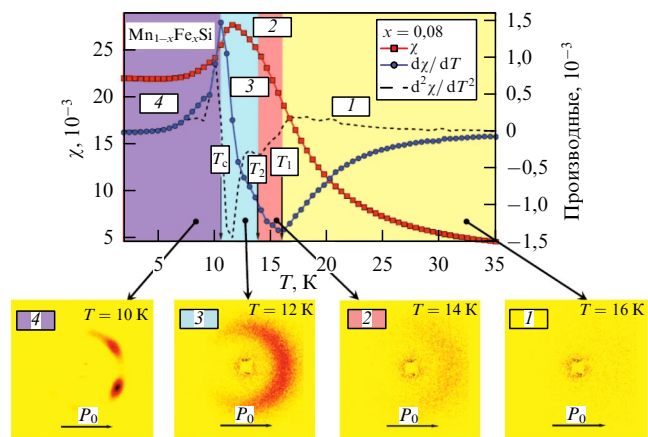


Рис. 6. Связь эволюции карты малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов с температурной зависимостью магнитной восприимчивости в твёрдых растворах замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ на примере монокристалла с $x = 0,08$. 1 — парамагнитная фаза; 2, 3 — фаза с анизотропными спиновыми флуктуациями, 4 — магнитоупорядоченная (спиральная) фаза. (Из работы [53].)

ратуры приводит к трансформации полумесяца в брэгговские пики, свидетельствующие об образовании спиральной магнитной фазы с дальним магнитным порядком при $T \leq T_c$ (область 4). Согласно [39, 53] температура T_1 определяется взаимодействием Дзялошинского–Мории $T_1 \sim D/k_B$ и при этой температуре в системе изотропные ферромагнитные флуктуации преобразуются в спиральные. Спиральные флуктуации, очевидно, будут анизотропны, и динамически возникающие в объёме образца "обрывки" спиновых спиралей играют роль палочкообразных молекул в жидком кристалле, что и объясняет аналогию в картинах рассеяния [13, 53]. Таким образом, у $Mn_{1-x}Fe_xSi$ при $T = T_1$ происходит СФП в фазу спинового нематика (см. раздел 2.3).

Обращает на себя внимание, что при характерных температурах T_1 и T_c происходит не только изменение картины нейтронного рассеяния, но и возникают особенности на температурной зависимости производной магнитной восприимчивости $\partial\chi/\partial T$ (см. рис. 6). В работе [53] было установлено, что температуре T_1 соответствует минимум, а температуре T_c — максимум $\partial\chi/\partial T$. Этот результат имеет важное практическое значение для исследования магнитных переходов и СФП у $Mn_{1-x}Fe_xSi$. После того как установлена связь особенностей какой-либо физической величины (в данном случае магнитной восприимчивости) со структурными данными, дающими информацию о спиновых флуктуациях, для идентификации СФП можно использовать указанную "вторичную" характеристику. При этом измерения $\chi(T)$ представляют собой более простую и менее затратную задачу по сравнению с проведением нейтронных экспериментов.

В работе [53] предполагается, что в диапазоне $T < T_1$ можно выделить ещё одну характерную температуру T_2 , разделяющую области 2 и 3 на рис. 6. В качестве границы областей в [53] предлагается рассматривать особенность второй производной $\partial^2\chi/\partial T^2$. При этом спиральные флуктуации в интервале $T_c < T < T_2$ оказываются более выраженными по сравнению с интервалом $T_2 < T < T_1$ при сохранении качественной картины нейтронного рассеяния. Можно указать и более ясную физическую причину, позволяющую выделить такую границу внутри

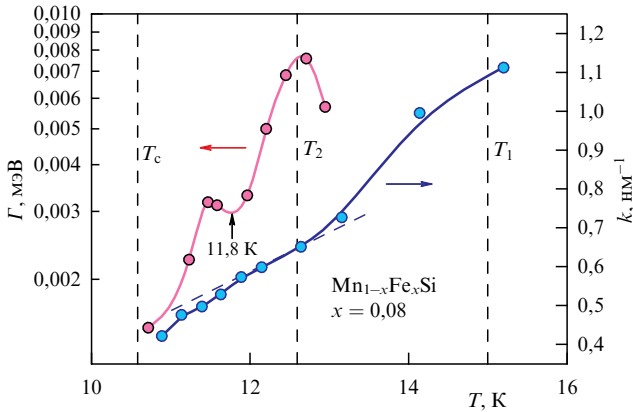


Рис. 7. Температурные зависимости обратной корреляционной длины k и частоты спиновых флуктуаций Γ (в энергетических единицах) для образца $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ с $x = 0,08$. (Из работы [53].)

диапазона $T < T_1$. Для этого можно воспользоваться данными по обратному времени жизни спиновых флуктуаций Γ , найденному в [53] по данным нейтронного спинового эха (рис. 7). Легко видеть, что при $T = T_2$ имеет место максимум температурной зависимости $\Gamma(T)$, свидетельствующий об изменении спин-флуктуационной динамики при некотором СФП. Следует отметить, что у образца с $x = 0,08$ кривая $\Gamma(T)$ имеет ещё одну особенность при $T \sim 11,8$ К, которой отвечает минимум второй производной магнитной восприимчивости по температуре (см. рис. 6). Таким образом, исследование релаксационных характеристик указывает на существование у $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ещё одного спин-флуктуационного перехода, связанного с изменением динамических характеристик спиновых флуктуаций.

В исследованиях по нейтронному рассеянию [39, 53] часто утверждается, что данные SANS позволяют определить корреляционную длину — радиус флуктуаций. Как правило, эти данные приводятся в виде зависимости $1/R_c = k(T)$. Фактически из эксперимента находится эффективный размер области когерентного рассеяния, который отождествляется с корреляционной длиной спиновых флуктуаций. При этом анизотропные характеристики спиновых флуктуаций из данных нейтронного рассеяния, насколько нам известно, до сих пор не определялись. Пример экспериментальной зависимости $k(T)$ приведён на рис. 7. Видно, что при СФП в области $T < T_1$ изменяется наклон кривой $k(T)$ и, следовательно, производная $\partial k/\partial T$ будет иметь особенности при СФП. Таким образом, спин-флуктуационные переходы могут проявляться как в динамических, так и в пространственных характеристиках спиновых флуктуаций и резкое изменение радиуса флуктуаций может использоваться для обнаружения СФП.

3.2. Электронный парамагнитный резонанс

В недавнем обзоре [17] был рассмотрен вопрос о влиянии спиновых флуктуаций на характеристики электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) в различных системах с сильными электронными корреляциями. Из выполненного анализа следует, что наиболее чувствительной к влиянию спиновых флуктуаций будет ширина линии ЭПР W [17]. Известные к настоящему моменту теоретические результаты для систем с сильными электронными корреляциями сводятся к тому, что спиновые флуктуа-

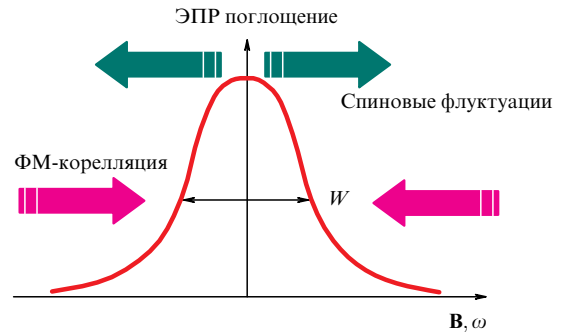


Рис. 8. Влияние ферромагнитных корреляций и спиновых флуктуаций на ширину линии электронного парамагнитного резонанса в сильно коррелированных металлах. Спиновые флуктуации уширяют линию, а ферромагнитные (ФМ) корреляции уменьшают её ширину. (По работе [17].)

ции уширяют линию поглощения, в то время как ферромагнитные корреляции "стремятся" сделать резонанс более узким [54–56] (рис. 8). Сужение линии ЭПР рассматривается как обобщение классического корринговского механизма спиновой релаксации [56], для которого $W \sim 1/\chi(T)$, поскольку в ферромагнитном случае магнитная восприимчивость увеличивается. Отметим, что помимо спиновых флуктуаций к уширению линии ЭПР могут приводить и антиферромагнитные корреляции, ведущие к уменьшению $\chi(T)$.

Таким образом, изменение ширины линии ЭПР в результате СФП может происходить на фоне температурной зависимости, обусловленной магнитными взаимодействиями в исследуемой системе. Это обстоятельство может усложнить выделение интересующего нас спин-флуктуационного вклада. Однако оказывается, что СФП проявляются в температурной зависимости $W(T)$ в виде резких особенностей по аналогии с данными $\Gamma(T)$ (см. рис. 7).

Кроме того, для исследования СФП в фазу спиновой нематика полезным может оказаться исследование угловой зависимости ширины линии. Действительно, если анизотропия χ мала или известна, то в спин-нематической фазе можно ожидать более сильной угловой зависимости W или её модификации по отношению к анизотропии магнитной восприимчивости. Так же как и в случае нейтронных экспериментов, данным ЭПР, использованным для нахождения СФП, может быть сопоставлена некоторая "вторичная" физическая величина, изменения которой могут быть применены для идентификации СФП. Такой подход оказался эффективным для исследования СФП у CeV_6 . Он будет рассмотрен в разделе 4.

Определённую проблему может представлять определение типа флуктуаций, т.е. вопрос о том, какие именно флуктуации, квантовые или классические, приводят к наблюдаемому переходу. Для концентрированной кондо-системы анализ в рамках теории ферми-жидкости, учитывающий сильное взаимодействие между зонными электронами и локализованными магнитными моментами, а также ферромагнитные корреляции, был выполнен в [54–56]. Было показано, что изменение g -фактора пренебрежимо мало, а основные эффекты заключены в ширине линии, зависящей от температуры по закону $W = W_0(1 + AT^2)$.

Возможная модификация спиновой динамики, описываемой в рамках квазиклассического уравнения Ландау–Лифшица с учётом квантовых флуктуаций магнитного момента, была рассмотрена в [57]. В случае классических флуктуаций намагниченности изменяется только ширина линии, а сдвига резонансной частоты (g -фактора) не происходит. Для квантовых флуктуаций характерна корреляция между флуктуацией частоты прецессии спина и флуктуацией намагниченности в направлении, параллельном внешнему постоянному магнитному полю [57]. Следствием этого оказываются связанные друг с другом сдвиг g -фактора и спин-флуктуационный вклад в ширину линии ЭПР [57]:

$$\frac{\Delta g_{\text{QF}}}{g} \approx -\frac{v^2}{\omega^2} a_0, \tag{14}$$

$$\frac{\Delta W_{\text{QF}}}{W_0} \approx a_0. \tag{15}$$

Здесь ω и v — частоты микроволнового излучения и спиновой релаксации соответственно. Величина a_0 описывает эффект квантовых флуктуаций и может быть оценена как $a_0 \sim 2\Delta M_z^2 / \mu_B M_0$, где ΔM_z и M_0 — амплитуда флуктуаций и среднее значение магнитного момента в расчёте на магнитный ион (предполагается, что внешнее магнитное поле направлено вдоль оси z). Применение формул (14), (15) для идентификации типа флуктуаций, определяющих СФП, будет рассмотрено далее на примере MnSi. Можно также показать [58], что в отсутствие квантовых эффектов флуктуационная поправка к ширине линии будет порядка $\Delta W \sim \Delta M_x^2, \Delta M_y^2$, где координатные оси x и y направлены перпендикулярно постоянному магнитному полю. Таким образом, если средний спин равен нулю $\langle S \rangle = 0$, то для оценки спин-флуктуационного вклада в ширину линии можно принять, что $\Delta W \sim \langle S^2 \rangle$.

Кроме того, если использовать классический подход в описании ЭПР, то ширина линии будет обратно про-

порциональна времени спиновой релаксации, и, следовательно, методика ЭПР даёт комбинированную информацию об амплитуде спиновых флуктуаций и их характерной частоте.

4. Примеры экспериментального наблюдения спин-флуктуационных переходов

4.1. Спин-флуктуационные переходы в фазе спинового нематика (гексаборид церия)

Гексаборид церия, CeB_6 имеет простую объёмно-центрированную кубическую (ОЦК) структуру, образованную двумя кубическими подрешётками, состоящими из ионов Ce^{3+} , и октаэдрами бора B_6 , схематически показанную на рис. 9а. В физике сильно коррелированных электронных систем CeB_6 , как правило, рассматривается в качестве примера металлической концентрированной кондосистемы с тяжёлыми фермионами [59–65]. Несмотря на простую кристаллическую структуру, это соединение обладает нетривиальной магнитной фазовой диаграммой, возникающей из-за взаимодействия спиновых и орбитальных степеней свободы. В нулевом магнитном поле при понижении температуры возникает магнитный переход при $T = T_{\text{AFQ}} = 3,2$ К, который предшествует образованию дальнего антиферромагнитного порядка со сложной структурой при $T_N = 2,3$ К. Приложение магнитного поля B приводит к росту $T_{\text{AFQ}}(B)$ и уменьшению $T_N(B)$ [59–65]. Данная последовательность магнитных превращений у CeB_6 была установлена с помощью нейтронографии [59], резонансного рентгеновского рассеяния [60], теплоёмкости [61], ЯМР [62], намагниченности [63, 64] и транспортных измерений [65].

В литературе наибольшее распространение получили модельные представления, связывающие особенности физических свойств и магнитной фазовой диаграммы CeB_6 с взаимодействием квадрупольных электрических моментов $4f$ -оболочек ионов Ce , возникающих в резуль-

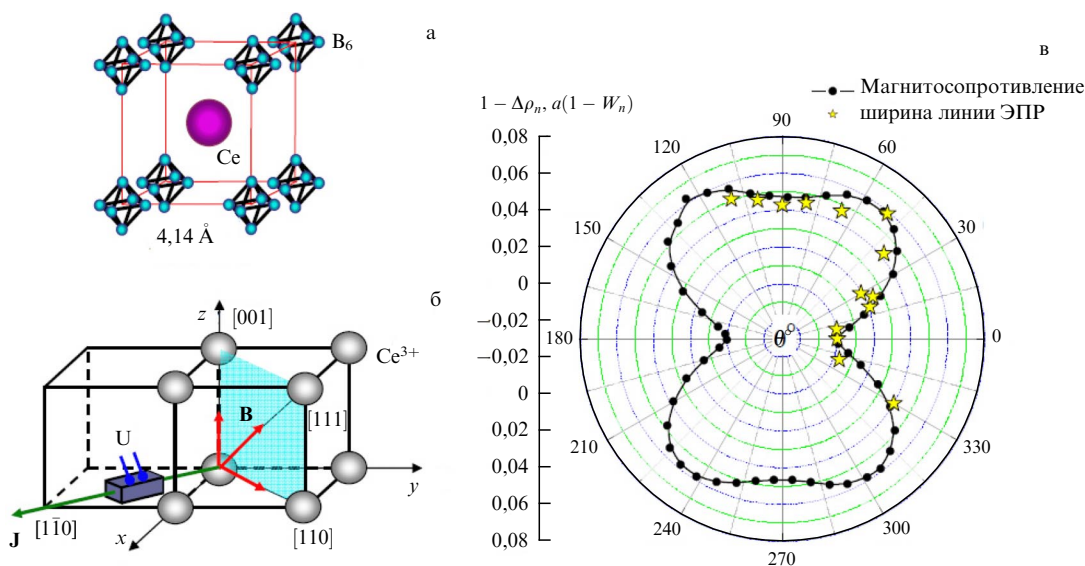


Рис. 9. (а) Структура CeB_6 ; (б) экспериментальная геометрия для исследования ЭПР и магнитосопротивления; (в) корреляция между угловыми зависимостями ширины линии ЭПР и магнитосопротивления (из работы [77]). В эксперименте с вращением образца поворот осуществлялся вокруг кристаллографического направления $[1\bar{1}0]$, перпендикулярного внешнему постоянному магнитному полю. В такой геометрии опыта внешнее поле может быть ориентировано вдоль основных кристаллографических направлений $[001]$, $[111]$ и $[110]$ (рис. б). Начало отсчёта по углу на рис. в соответствует направлению $[001]$.

тате расщепления кристаллическим полем уровня ${}^2F_{5/2}$ [66–72]. Для обозначения фазы, существующей в диапазоне $T_N < T < T_{AFQ}$, используются различные термины: "антиферроквадрупольная фаза", "орбитально упорядоченная фаза", "фаза со скрытым порядком" или просто "фаза II". Такой разнобой в наименованиях, тем не менее, соответствует практически идентичным модельным представлениям. В большинстве работ предполагается, что у CeV_6 наименьшим по энергии является состояние Γ_8 , обладающее квадрупольным моментом. Если в парамагнитной фазе ($T > T_{AFQ}$) спины и квадрупольные моменты 4f-оболочек неупорядочены, то при $T \leq T_{AFQ}$ возникает трёхмерная решётка, в которой квадрупольные моменты $+Q$ и $-Q$ чередуются в шахматном порядке [59]. Рассмотренное представление об упорядочении квадрупольных моментов является вариантом описания эффекта орбитального упорядочения, используемого в случае гексаборида церия. Считается, что орбитальное упорядочение на границе $T_{AFQ}(B)$ между парамагнитной и орбитально упорядоченной фазой происходит без изменения постоянной решётки [60] из-за слабого вклада 4f-электронов в химическую связь. Данная ситуация демонстрирует радикальное отличие орбитальных эффектов у CeV_6 от случая манганитов, где орбитальное упорядочение изменяет как кристаллическую структуру, так и магнитный порядок [73–75].

Магнитная природа перехода при $T = T_{AFQ}$ проявляется при приложении внешнего магнитного поля, индуцирующего появление дополнительного магнитного момента в орбитально упорядоченной фазе, амплитуда которого растёт при увеличении B , причём эта компонента намагниченности, очевидно, имеет 3D-шахматную структуру антиферромагнитного типа. Экспериментально указанный эффект обнаруживается в виде магнитного рефлекса с волновым вектором $\mathbf{k}_0 = [1/2, 1/2, 1/2]$, интенсивность которого увеличивается с магнитным полем и, в простейшей модели, равна нулю в нулевом магнитном поле [59]. Такое свойство орбитально упорядоченной фазы CeV_6 объясняет использование термина "антиферроквадрупольная фаза" (АФК-фаза) — его мы и будем использовать в дальнейшем. При этом отсутствие магнитного порядка обычного типа при $T = T_{AFQ}$ объясняет использование термина "скрытый порядок" для обозначения данного типа магнитного перехода. Отметим, что рассмотренные модельные представления находятся на уровне физического описания типа *minimum minorum*² и не отражают всей совокупности явлений, характерных для низкотемпературных магнитных свойств CeV_6 . Однако описанный выше модельный подход окажется достаточным для понимания проблематики СФП в данном материале. Тех же читателей, которых заинтересует более сложная картина физических свойств АФК-фазы, мы отсылаем к обзору [76].

Как уже отмечалось, в системе с квадрупольным порядком должна возникать анизотропия спиновых флуктуаций и образовываться фаза спинового нематика [45]. Анизотропия спиновых флуктуаций может приводить к анизотропии угловой зависимости ширины линии ЭПР $W(\theta)$ (см. раздел 3.2). Низкотемпературный ЭПР-эксперимент на частоте 60 ГГц, в котором образец CeV_6 вращался в магнитном поле вокруг направления $[1\bar{1}0]$, был выполнен в работе [77], где была получена угловая

зависимость формы линии в АФК-фазе и проведено её сопоставление с результатами независимых измерений вдоль основных кристаллографических направлений (рис. 9б). Начало отсчёта по углу $\theta = 0^\circ$ в [77] соответствует направлению $[001]$. Найдено, что при $T = 1,8$ К ширина линии ЭПР анизотропна (рис. 9в), что соответствует теоретическим ожиданиям. Более того, оказалось, что нормированные угловые зависимости ширины линии $W(\theta)$ и магнитосопротивления $\rho(\theta)$ в поле $B = 2,8$ Тл, близком к полю магнитного резонанса, практически идентичны (рис. 9в). Такой результат позволяет сделать вывод о том, что анизотропное магнитное рассеяние у CeV_6 происходит на тех же спиновых флуктуациях, которые определяют анизотропию ЭПР [77]. Кроме того, здесь видна возможность использования "вторичной" физической величины, в данном случае магнитосопротивления, для исследования СФП. Последнее обстоятельство оказывается принципиально важным для изучения фазы спинового нематика в данном материале, поскольку ЭПР у CeV_6 наблюдается исключительно в АФК-фазе, и при приближении температуры к фазовой границе $T_{AFQ}(B)$ линия уширяется настолько сильно, что магнитный резонанс невозможно детектировать в парамагнитной фазе [17, 76, 77].

Анизотропия магнитосопротивления в гексабориде церия была подробно исследована в [78] для геометрии, отличающейся от показанной на рис. 9, когда образец вращался вокруг оси $[001]$, вдоль которой был направлен измерительный ток. При этом магнитное поле меняло своё направление в плоскости, перпендикулярной $[001]$. Прежде всего было установлено, что в диапазоне $B \leq 3$ Тл угловая зависимость $\rho(\theta)$ с высокой точностью представима в виде суммы второго и четвёртого полиномов Лежандра [78]:

$$\rho(B, T, \theta) = \rho(B, T, 0) f(\theta), \quad (16)$$

$$f(\theta) = 1 + a_2(B, T)P_2(\cos \theta) + a_4(B, T)P_4(\cos \theta).$$

Здесь за начало отсчёта по углу принято направление $[110]$. Рассмотрим вначале температурные зависимости $a_2(T)$ и $a_4(T)$ в фиксированных магнитных полях (рис. 10а, б). Обращает на себя внимание, что уменьшение температуры ниже некоторого значения $T_{\max}(B)$ приводит к тому, что конечные значения коэффициентов a_2 и a_4 возникают скачком, в то время как область $T > T_{\max}(B)$ характеризуется нулевыми значениями $a_2 = a_4 = 0$. При понижении температуры в диапазоне $T < T_{\max}(B)$ коэффициент a_2 монотонно убывает, а коэффициент a_4 монотонно возрастает, причём при определённых близких, но не совпадающих друг с другом температурах происходит инверсия знака этих параметров (рис. 10а, б). Следуя [78], обозначим через $T_0(B)$ характерную температуру, при которой происходит смена знака a_2 (рис. 10а). Отметим, что помимо указанных выше особенностей на кривых $a_2(T)$ и $a_4(T)$ в поле $B = 1$ Тл наблюдается излом, связанный с переходом в антиферромагнитную фазу (рис. 10а, б).

Анализ экспериментальных данных, выполненный в [78], позволил установить весьма нетривиальный факт. Преобразуем формулу (16) к виду

$$\rho(B, T, \theta) = \rho(B, T, 0) \left\{ 1 + a_2(B, T) [P_2(\cos \theta) + bP_4(\cos \theta)] \right\}, \quad (17)$$

² Очень малое (минимальное из возможных).

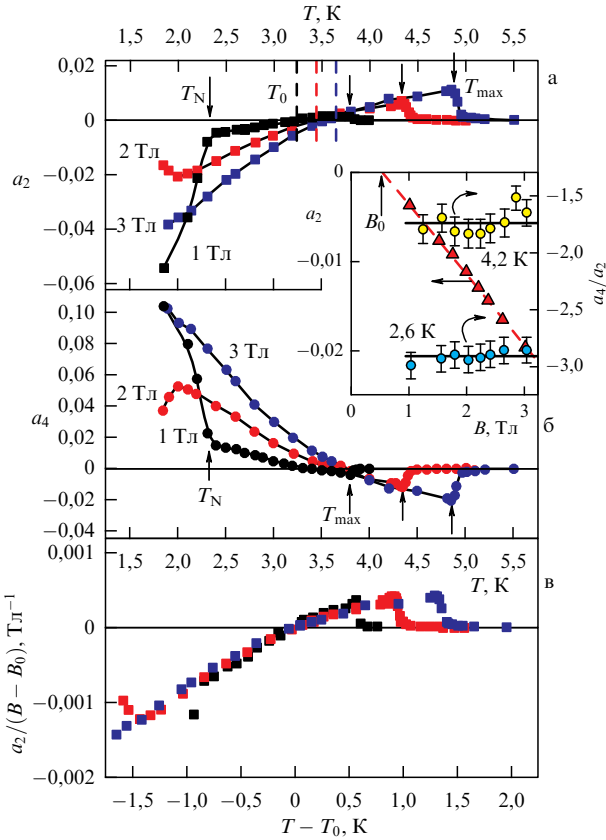


Рис. 10. Температурные зависимости коэффициентов a_2 (а) и a_4 (б) в формуле (16) у CeV_6 . На вставке показаны зависимости коэффициента a_2 от магнитного поля при $T = 2,6$ К и полевые зависимости отношения a_4/a_2 для $T = 4,2$ К и $T = 2,6$ К. (в) Скейлинг параметра порядка (см. текст). (По работе [78].)

где $b = a_4/a_2$, и проанализируем полевую зависимость параметров. Если в области $T < T_{\max}(B)$ выделить два диапазона, в которых температура будет меньше или больше значения $T \sim 3,5$ К, то в каждом из двух диапазонов будет выполняться условие $b = \text{const}$, однако

соответствующие значения отношения $b = a_4/a_2$ будут различны (см. вставку на рис. 10). При этом для коэффициента a_2 характерна линейная зависимость от магнитного поля $a_2 \sim B - B_0$, где $B_0 \sim 0,5$ Тл (вставка на рис. 10). Таким образом, согласно [78], полевая и температурная зависимость анизотропного магнитосопротивления у CeV_6 определяется коэффициентом a_2 , который можно рассматривать в качестве параметра порядка для спин-флуктуационного перехода, происходящего при $T_{\max}(B)$ в полной аналогии с классическими жидкими кристаллами [13], а резкое изменение параметра b отражает изменение симметрии спиновых флуктуаций [78]. Данный эффект иллюстрируется рис. 11а, где показаны угловые зависимости нормированной функции $f(\theta)$ для $T < 3,5$ К и $T > 3,5$ К. Видно, что пространственная ориентация спиновых флуктуаций не остаётся постоянной и при $T \sim 3,5$ К происходит поворот экстремумов функции $f(\theta)$ на 45° .

В работе [78] был получен также скейлинг для параметра a_2 вида

$$a_2 = (B - B_0) \varphi(T - T_0(B)), \quad (18)$$

соответствующий нормировке амплитуды на величину $B - B_0$ и сдвигу температурной зависимости на температуру инверсии знака $T_0(B)$ (рис. 10в). Такой анализ указывает на наличие некоторой особенности в слабом магнитном поле. Интересно, что соответствующая линия на магнитной фазовой диаграмме была ранее предсказана теоретически [71] и обнаружена экспериментально [79]. Кроме того, оказывается, что именно с характерной температурой $T_0(B)$ следует связать изменение симметрии спиновых флуктуаций, показанное на рис. 11а [78].

Проанализируем теперь полученные в [78] результаты с точки зрения теоретических ожиданий [45]. Для этого нанесём полученные точки $T_{\max}(B)$ и $T_0(B)$ на магнитную фазовую диаграмму CeV_6 (рис. 11б). Видно, что температура возникновения анизотропии $T_{\max}(B)$ идеально совпадает с границей между парамагнитной

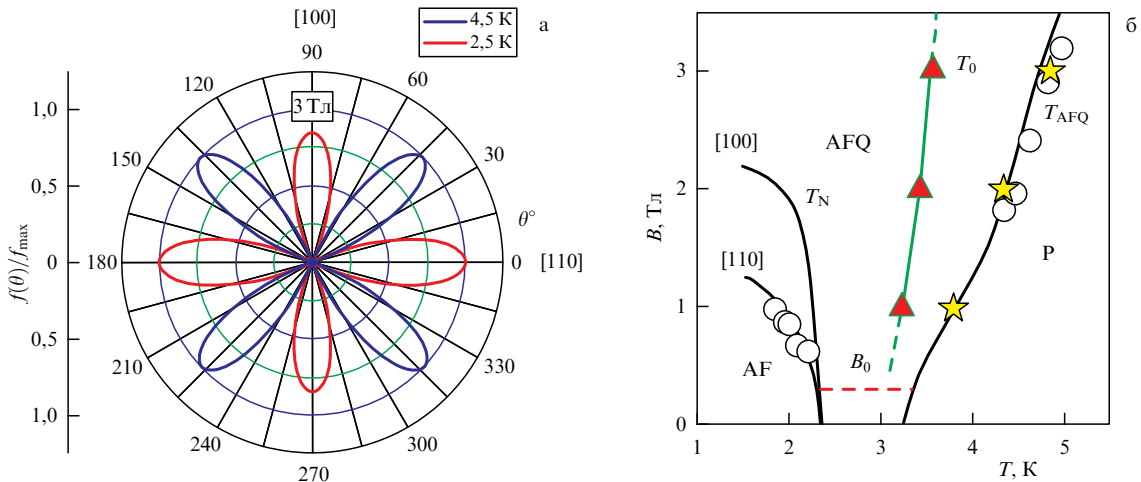


Рис. 11. (а) Нормированные угловые зависимости магнитосопротивления у CeV_6 в поле 3 Тл при температурах 4,5 К и 2,5 К. (б) Магнитная фазовая диаграмма CeV_6 , построенная с учётом результатов исследования спинового нематического эффекта: P — парамагнитная фаза, AF — антиферромагнитная фаза, AFQ — антиферроквадрупольная фаза. Сплошные линии — литературные данные, белые точки нанесены по особенностям микроволнового поглощения. Температура T_0 (треугольники) соответствует спин-флуктуационному переходу в антиферроквадрупольной фазе. Звёздочками отмечена температура возникновения анизотропии магнитосопротивления T_{\max} . Штриховая линия B_0 обозначает ожидаемую дополнительную линию на магнитной фазовой диаграмме в слабом магнитном поле. (По работе [78].)

фазой и АФК-фазой. Такой результат полностью согласуется с теорией [45], согласно которой фаза спинового нематика с анизотропными спиновыми флуктуациями и есть фаза со скрытым (квадрупольным) порядком. Однако, как следует из экспериментальных данных, изменение пространственной ориентации спиновых флуктуаций при $T_0(B)$ происходит в области существования АФК-фазы, когда, согласно известным на настоящий момент структурным данным, не возникает какого-либо принципиально нового магнитного порядка, как обычного, так и скрытого типа. Таким образом, в [78] было показано, что у CeV_6 происходят два спин-флуктуационных перехода, СФП 1 и СФП 2. При этом СФП 1 возникает на границе АФК-фазы и связан с появлением анизотропных спиновых флуктуаций. Второй переход, СФП 2, соответствует изменению симметрии спиновых флуктуаций при $T_0(B)$ и не связан с изменением какого-либо магнитного порядка, т.е. является спин-флуктуационным переходом *in purissima*³. Очевидно, что СФП 2 у CeV_6 можно рассматривать как спин-флуктуационный аналог ориентационного перехода в магнетиках [78].

Особый характер спин-флуктуационных переходов у CeV_6 ярко проявляется в необычном скейлинге параметра порядка (формула (18)). Действительно, согласно наиболее простому варианту теории Ландау с единственным параметром порядка следовало бы ожидать масштабирования с температурой магнитного перехода, т.е. $T_{\max}(B)$, что находится в очевидном противоречии с экспериментом (рис. 10в). В настоящее время не ясно, можно ли вписать данную аномалию в стандартную парадигму [2–4] с учётом, например, нескольких взаимодействующих параметров порядка.

Отметим, что СФП 1 сопровождается особенностью в теплоёмкости, характерной для фазовых переходов I рода [61] в полном соответствии с жидкокристаллической аналогией для перехода в фазу спинового нематика, поскольку переход изотропная жидкость – нематик относится именно к такому типу фазовых превращений [13]. Однако для ориентационного СФП 2 выраженные тепловой эффект или какая-либо особенность теплоёмкости у CeV_6 отсутствуют. Нельзя исключить, что данный спин-флуктуационный переход имеет характер кроссовера, однако для окончательного ответа на вопрос о природе данного СФП требуется разработка теоретических моделей, а это остаётся задачей будущих исследований.

4.2. На пути к экспериментальной проверке СФП в модели Изинга на случайных узлах (легированный компенсированный германий)

Насколько нам известно, теоретические результаты, описанные в разделе 2.4, целенаправленно в эксперименте до сих пор не проверялись. Тем не менее определённый интерес представляют результаты работ [80, 81], публикация которых предшествовала теоретическому предсказанию СФП в модели Изинга на случайных узлах [47]. В [80, 81] исследовался ЭПР в германии, приготовленном методом нейтронного легирования [82]. Данный метод основан на ядерных реакциях, возникающих при захвате нейтрона изотопами полупроводникового материала, для чего образец подвергается экспозиции в потоке нейтронов. В рассматриваемом

случае для создания электрически активных примесей актуальными являются изотопы ^{70}Ge , ^{74}Ge и ^{76}Ge , которые в результате захвата нейтрона превращаются в галлий, мышьяк и селен соответственно. При этом галлий является акцептором, а мышьяк и селен — донорами. Существенно, что методика нейтронного легирования позволяет эффективно управлять степенью компенсации в образцах [82].

В [80, 81] изучались кристаллы Ge:As(Ga) , исходно легированные мышьяком и компенсированные примесью галлия, введённой в образец путём нейтронного легирования. В такой системе, в зависимости от уровня легирования и степени компенсации, может возникнуть как ферромагнитное [83], так и антиферромагнитное [80, 81] взаимодействие между примесными центрами. Далее мы рассмотрим данные по образцам, в которых взаимодействие между спинами электронов, локализованных на донорах, имеет антиферромагнитный характер [80, 81]. В такой системе ЭПР наблюдается на нейтральных донорах.

Для исследования проблематики СФП наибольший интерес представляют экспериментальные данные по ширине линии ЭПР. В [80] приводится экспериментальная зависимость параметра $C = W[110]/2$, равно полуширине линии для направления магнитного поля [110], от концентрации галлия N_{Ga} . Для того чтобы сопоставить данные [80] с теоретическими зависимостями, найденными в [47], прежде всего необходимо определить пространственную шкалу a/r . Для оценки примем, что в компенсированных образцах $a/r \sim a(N_{\text{As}} - N_{\text{Ga}})^{1/3}$. При этом, по-видимому, зависимость $C = f(N_{\text{Ga}})$, найденная в [80], могла быть получена на образцах с несколько отличающейся исходной концентрацией мышьяка N_{As} , поэтому в нашем случае данный параметр имеет смысл некоторой эффективной "средней" концентрации донорных центров. Будем также считать, что основной вклад в ширину линии ЭПР у Ge:As(Ga) вносят спиновые флуктуации и $W[110] \sim \langle S^2 \rangle$, где функция $\langle S^2 \rangle = f(a/r)$ для случая антиферромагнитного взаимодействия найдена в [47]. Тогда для сопоставления теоретической зависимости с экспериментальными данными необходимо найти три подгоночных параметра: a , N_{As} и коэффициент пропорциональности между $\langle S^2 \rangle$ и W . Результат такого анализа для $N_{\text{As}} \approx 4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $a \approx 13 \text{ нм}$ показан на рис. 12. Видно, что указанные значения дают хорошее согласие между экспериментальными данными и теоретической зависимостью. Отметим, что, согласно [47], СФП в системе с антиферромагнитным взаимодействием, при котором исчезают димеры и образуется гауссовская фаза, происходит при значении $a/r \sim 0,2$, соответствующем точке перегиба на кривой $\langle S^2 \rangle = f(a/r)$ (см. рис. 12).

К сожалению, диапазон концентраций примесей в образцах, исследованных в [80], явно недостаточен для проверки теоретических предсказаний [47], однако наш анализ показывает, что изучение легированных полупроводников методом ЭПР может оказаться перспективным для обнаружения СФП, ожидаемого в модели Изинга на случайных узлах. Интересно, что оценка $a \approx 13 \text{ нм}$ несколько превышает радиусы локализации для примесей мышьяка $a(\text{As}) \sim 6 \text{ нм}$ и галлия $a(\text{Ga}) \sim 9 \text{ нм}$ в германии [51]. Однако полученное нами значение хорошо согласуется с характерным размером антиферромагнитных кластеров $\sim 10 \text{ нм}$, которые, согласно [80, 81], обра-

³ В чистом виде.

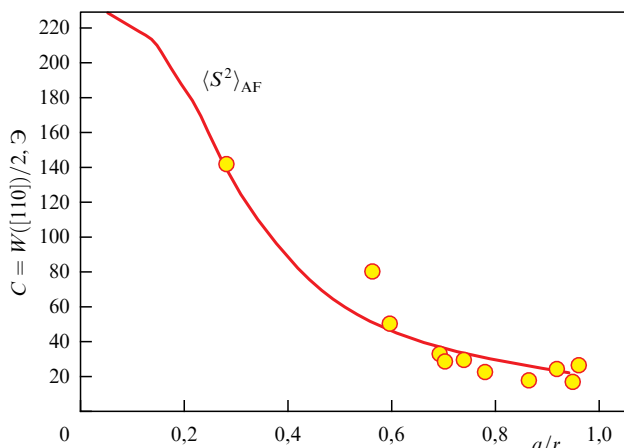


Рис. 12. Зависимость полуширины линии ЭПР для кристаллографического направления [110] в легированном компенсированном полупроводнике Ge:As(Ga) от обратного приведённого расстояния a/r . Точки — экспериментальные данные из работы [80], линия — теоретический расчёт среднего значения S^2 в модели Изинга на случайных центрах для случая антиферромагнитного взаимодействия [47].

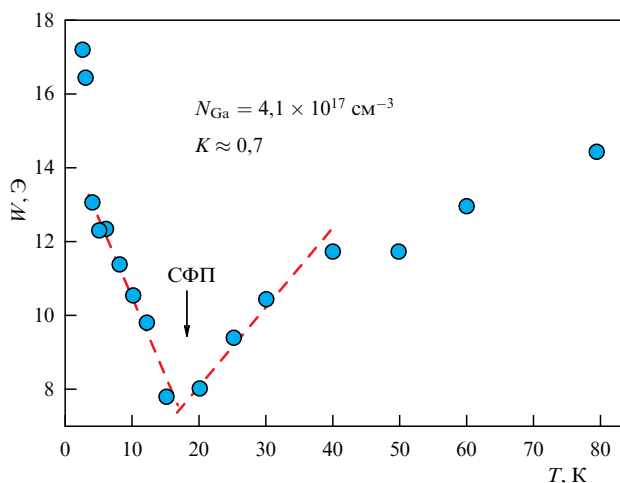


Рис. 13. Температурная зависимость ширины линии ЭПР в образце Ge:As(Ga) с содержанием галлия $4,1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и степенью компенсации $K \approx 0,7$ (из работы [81]). Стрелкой обозначен ожидаемый спин-флуктуационный переход при 17 К.

зуются из нейтральных донорных примесей у Ge:As(Ga). Тем не менее вопрос об эффективном радиусе локализации, фигурирующем в теории [47], требует дополнительного исследования.

Значительный интерес для обнаружения СФП могут представлять температурные зависимости ширины линии ЭПР. На рисунке 13 приведена температурная зависимость $W(T)$ для образца с $N_{Ga} = 4,1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и степенью компенсации $K \approx 0,7$ из работы [81]. Обращает на себя внимание резкое изменение, практически излом, кривой при $T \approx 17 \text{ К}$, указывающий на возможный спин-флуктуационный переход. Более подробно спин-флуктуационные переходы, отвечающие резкому изменению амплитуды спиновых флуктуаций, будут рассмотрены в следующем разделе.

Следует также отметить, что приведённым примером не исчерпываются возможности исследования СФП в полупроводниках. В частности, представляет интерес ра-

бота [84], в которой методом ЭПР были исследованы пластины CVD алмаза. В этом материале после облучения нейтронами возникало состояние спинового стекла радиационных дефектов. Интересно, что в такой системе было обнаружено флуктуационное изменение величины g -фактора, причём для объяснения наблюдаемых эффектов было использовано представление об образовании спин-поляронных состояний ферромагнитного типа [84]. Возможно, что ещё одним перспективным полупроводниковым материалом для исследования спин-флуктуационных явлений окажется Si:P, в котором был обнаружен слабый ферромагнетизм [85].

4.3. Спин-флуктуационные переходы, сопровождающиеся резким изменением амплитуды спиновых флуктуаций при варьировании температуры (Hg_{1-x}Mn_xTe и MnSi)

Скачкообразное изменение ширины линии ЭПР при варьировании температуры было обнаружено при исследовании магнитного полупроводника Hg_{0,865}Mn_{0,135}Te [86]. Измерения проводились с помощью спектрометра X-диапазона на частоте 9,36 ГГц. В эксперименте наблюдались три линии, обусловленные различными конфигурациями магнитных ионов марганца в матрице HgTe [86]. На рисунке 14 показана температурная зависимость $W(T)$ для ЭПР-линии с максимальной шириной, для которой можно ожидать наибольшего спин-флуктуационного вклада. Резкое изменение $W(T)$ происходит при $T \approx 67 \text{ К}$ и $T \approx 19 \text{ К}$, причём и для остальных линий при этих же температурах наблюдаются резкие особенности [86].

Поскольку в рассматриваемом диапазоне температур у Hg_{0,865}Mn_{0,135}Te магнитное упорядочение отсутствует, то наблюдаемые скачки $W(T)$, по-видимому, могут быть обусловлены спин-флуктуационными переходами, которые происходят в парамагнитной фазе. Следует отметить, что система Hg_{1-x}Mn_xTe является классическим примером системы со спиновыми поляронами [87] и, следовательно, для неё характерен общий "естественный" механизм возникновения спиновых флуктуаций (см. раздел 2.1 и рис. 1). Тем не менее из работы [86]

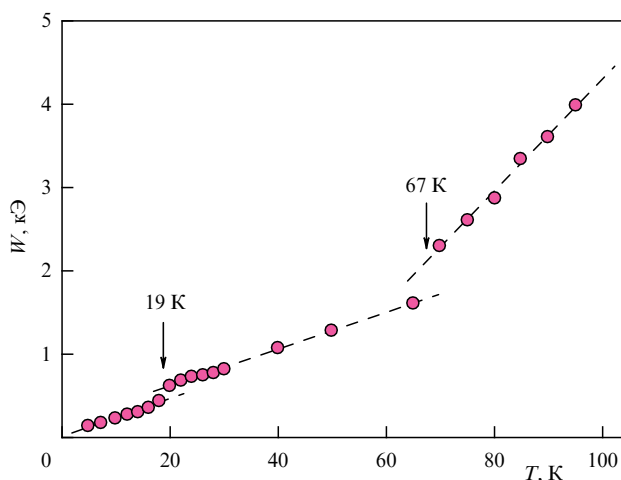


Рис. 14. Ширина линии ЭПР в магнитном полупроводнике Hg_{0,865}Mn_{0,135}Te [86]. При двух характерных температурах 67 К и 19 К на температурной зависимости наблюдаются скачки, которые можно связать со спин-флуктуационными переходами. Подробности в тексте.

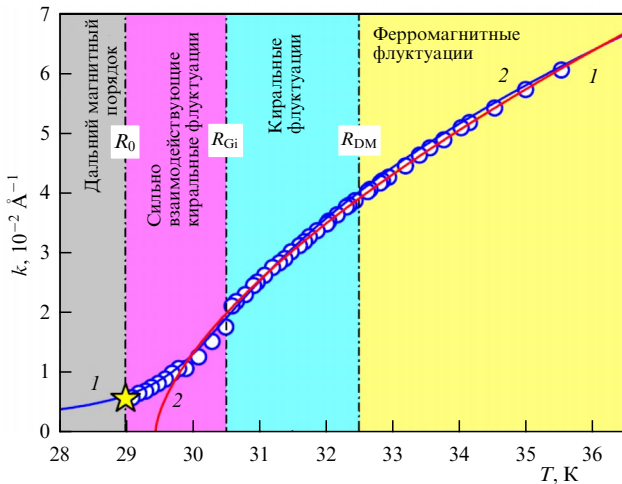


Рис. 15. Температурная зависимость обратной корреляционной длины у MnSi (точки) из работы [39] и различные теоретические аппроксимации: 1 — теория Бразовского для спиральных магнетиков (формула (5)); 2 — стандартное критическое поведение (формула (4)). Обозначены области ферромагнитных флуктуаций, геликоидальных (киральных) флуктуаций, сильно взаимодействующих киральных флуктуаций и геликоидальной фазы с дальним магнитным порядком согласно описанию, предложенному в [39]. Звёздочкой отмечена обратная корреляционная длина, соответствующая периоду спирали в геликоидальной фазе. (Из работы [88].)

остаётся неясным, что именно происходит со спиновыми поляронами у $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ в области резкого изменения ширины линии ЭПР.

Рассмотрим теперь поведение спиновых флуктуаций в парамагнитной фазе другой системы со спиновыми поляронами — сильно коррелированном металле MnSi. Для монокристаллов этого спирального магнетика имеются подробные данные как по температурной зависимости корреляционной длины, найденной из экспериментов по малоугловому нейтронному рассеянию [39], так и по ширине линии ЭПР, измеренной на частоте ~ 60 ГГц [37]. Результаты указанных независимых экспериментов были сопоставлены в работе [88].

Анализ удобно начать с температурной зависимости обратной корреляционной длины $k(T) = 1/R_c(T)$ (рис. 15). Для объяснения результатов эксперимента в [39] использовалась теория Бразовского, обобщённая на случай спиральных магнетиков. Как уже отмечалось выше, в рамках такого подхода возможность спин-флуктуационных переходов не учитывается, однако возникает несколько режимов спиновых флуктуаций, плавно переходящих один в другой. Область кроссовера между различными типами спиновых флуктуаций определяется из условия $R_c \sim R_i$, где R_i — пространственный масштаб, связанный с определённым типом взаимодействий в системе (см. раздел 2.2). Таким образом, в парамагнитной фазе MnSi можно рассматривать области ферромагнитных, киральных и сильно взаимодействующих киральных флуктуаций (см. рис. 15).

Если использовать выражение (5) для обратной корреляционной длины, то аппроксимация экспериментальных данных будет зависеть от трёх параметров: T_{MF} , T_0 и k_{Gi} . Однако если параметр T_{MF} задан, то на кривой $k(T)$ фактически фиксирована точка $k(T_{\text{MF}}) = k_{\text{Gi}}$ и единственным подгоночным параметром оказывается температура размытия T_0 . Если дополнительно потребовать

выполнения условия на период спирали в геликоидальной фазе $k(T_c) = 1/R_0$, то и величину T_0 можно считать заданной. Для $R_0 = 180 \text{ \AA}$ [39] указанная процедура позволяет дать хорошее описание экспериментальной зависимости $k(T)$ с параметрами $T_{\text{MF}} = 30,5 \text{ K}$, $k_{\text{Gi}} = 1,9 \times 10^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ и $T_0 = 0,5 \text{ K}$ (кривая 1 на рис. 15).

Обращает на себя внимание, что в рассматриваемой теории $k(T)$ остаётся конечной во всей области $T \geq T_c$, в то время как для обычного фазового перехода корреляционная длина расходится в точке фазового перехода (формула (4)) и, следовательно, $k(T)$ обращается в нуль [39]. Интересно, что если для аппроксимации обратной корреляционной длины у MnSi использовать стандартную формулу (4), то подгонка также даёт хорошо согласующийся с экспериментом результат для параметров $T_{\text{MF}} = 29,44 \pm 0,02 \text{ K}$, $\nu = 0,64 \pm 0,06$ и $k_0 = (2,19 \pm 0,02) \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$ (кривая 2 на рис. 15). При этом формула (4) описывает эксперимент в области $T > 30 \text{ K}$, а отклонения от теоретической зависимости (4) в области $T_c < T < 30 \text{ K}$ могут быть связаны с образованием промежуточных спин-поляронных фаз, которые могут возникать при фазовом переходе парамагнетик–ферромагнетик [89] и (или) со спин-флуктуационными переходами. Таким образом, описание температурной зависимости обратной корреляционной длины у MnSi может быть получено в рамках различных моделей.

Однако картина плавного изменения корреляционной длины, хотя и соответствует стандартному описанию магнитного фазового перехода, оказывается неполной. Для выявления спин-флуктуационных особенностей удобно рассмотреть производную обратной корреляционной длины $\partial k/\partial T$ и ширины линии ЭПР $\partial W/\partial T$ по температуре [88]. Из сопоставления данных $\partial k/\partial T$ и $\partial W/\partial T$ видно, что у MnSi при определённых температурах наблюдается резкое изменение параметров спиновых флуктуаций, причём их амплитуда и (или) частота, определяемая шириной линии ЭПР, а также пространственный масштаб (корреляционная длина) имеют особенности при практически совпадающих температурах (рис. 16). Поскольку данные $k(T)$ получены в нулевом

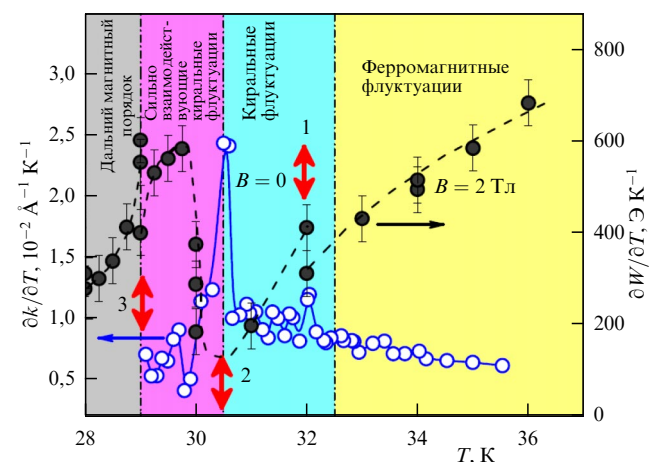


Рис. 16. Температурные зависимости производных обратной корреляционной длины $\partial k/\partial T$ и ширины линии ЭПР $\partial W/\partial T$ у MnSi (исходные экспериментальные данные взяты из работ [37, 39]). Обозначения флуктуационных областей те же, что и на рис. 15. Стрелками 1–3 отмечены различные спин-флуктуационные переходы (см. текст). (Из работы [88].)

магнитном поле [39], а ширина линии ЭПР соответствует резонансному полю ~ 2 Тл [37], такое соответствие данных указывает на то, что в рассматриваемом диапазоне параметров температура – магнитное поле у MnSi происходит несколько СФП, причём отвечающие им границы на магнитной фазовой диаграмме практически вертикальны.

Прежде всего можно выделить (стрелка 1 на рис. 16) особенности при $T = 32$ К (скачок производной $\partial W/\partial T$ и максимум $\partial k/\partial T$). Данный СФП 1 наблюдается в температурной области, где согласно [39] возникают геликоидальные флуктуации. Однако, в отличие от модельного описания [39], эксперимент показывает, что переход между ферромагнитными и геликоидальными (киральными) флуктуациями у MnSi идёт путём резкой смены спин-флуктуационных характеристик и не является кроссовером.

Наиболее сильное изменение $\partial W/\partial T$ и $\partial k/\partial T$ и соответствующий ему СФП 2 происходят при $T = 30,5$ К, т.е. согласно [39] при $T = T_{MF}$ (стрелка 2 на рис. 16). Таким образом, переход, предположительно связанный с усилением взаимодействия геликоидальных флуктуаций, не является плавным, как это предполагалось в [39], а является типичным спин-флуктуационным переходом. Отметим, что особенности $\partial W/\partial T$ и $\partial k/\partial T$ при $T \sim T_{MF}$ означают наличие ступенек на температурных зависимостях $W(T)$ и $k(T)$ (в согласии с данными, показанными на рис. 15, и температурной зависимостью ширины линии ЭПР, приведённой в работе [37]). Учитывая описанные ранее результаты для системы $Hg_{1-x}Mn_xTe$, можно прийти к выводу о том, что такие ступеньки являются характерной чертой магнитных переходов в системах спиновых поляронов.

При температуре $T = 29$ К, равной критической температуре T_c , в нулевом магнитном поле наблюдается скачок производной $\partial W/\partial T$ (стрелка 3 на рис. 16). Разрыв $\partial W/\partial T$ соответствует излому на кривой $W=f(T)$, который можно связать с ещё одним спин-флуктуационным переходом. Таким образом, магнитный переход из парамагнитной фазы в магнитоупорядоченную фазу у MnSi имеет весьма сложный характер и происходит путём нескольких последовательных спин-флуктуационных переходов [88].

Интересно, что три последовательных перехода, возникающие при понижении температуры в системе спиновых поляронов, были предсказаны в работе Ю и Мина [89]. Данный подход был применён к описанию магнитного перехода парамагнетик – ферромагнетик в EuV_6 [89]. В рамках предложенной модели эволюция магнитной системы из локализованных магнитных моментов и электронов проводимости понимается как возникновение неоднородного магнитного спин-поляронного состояния и последующее изменение его пространственных характеристик (рис. 17). Вначале при $T = T_1$ образуются изолированные спиновые поляроны, которые существуют вплоть до $T_2 < T_1$. При $T \leq T_2$ размеры и число спиновых поляронов в системе увеличиваются настолько, что их нельзя больше считать изолированными, и возникает область существования связанных спиновых поляронов. При дальнейшем понижении температуры до $T = T_3 < T_2$ спиновые поляроны начинают касаться друг друга, и образуется фаза слившихся спиновых поляронов, отождествляемая в [89] с ферромагнитной фазой с дальним магнитным порядком (см.

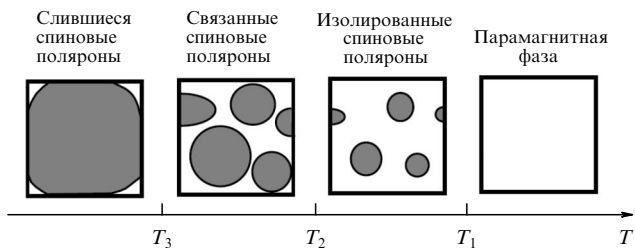


Рис. 17. Эволюция спин-поляронных фаз с температурой по Ю и Мину [89].

рис. 17). Таким образом, в рассматриваемом подходе учитывается не только иерархия взаимодействий в системе, но и изменение топологии в системе спиновых поляронов.

Нельзя исключить, что наблюдавшиеся в парамагнитной фазе $Hg_{1-x}Mn_xTe$ и MnSi спин-флуктуационные переходы связаны с переходами Ю и Мина. В этом случае максимальную температуру СФП следует связать с образованием спиновых поляронов. Однако как пространственно-однородная модель [39], так и неоднородные магнитные состояния [89] не учитывают экспериментально наблюдаемого резкого изменения характеристик спиновых флуктуаций при спин-флуктуационных переходах.

4.4. Спин-флуктуационные переходы на магнитной фазовой диаграмме твёрдых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$

Мы показали, что спиральные магнетики типа MnSi являются перспективными объектами для поиска и исследования СФП. В твёрдых растворах замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$, которые также являются металлами, на $B-T$ [90, 91] и $T-x$ [49, 53, 90] магнитных фазовых диаграммах экспериментально обнаружены так называемые промежуточные магнитные фазы. Исторически такие фазы рассматривались как области со специфическими спиновыми флуктуациями [39] или как неупорядоченные магнитные фазы с промежуточным (ближним) магнитным порядком, соответствующие упорядоченным областям размером 10–50 нм [52]. С точки зрения современной проблематики СФП "альтернативные" подходы к описанию промежуточных фаз [39, 52] представляют собой не более чем терминологическое различие. Действительно, уже в [52] было указано на тождество картины нейтронной дифракции в промежуточных фазах у $Mn_{1-x}Fe_xSi$ с дифракционными данными для классических жидких кристаллов. Это наблюдение полностью соответствует модели спинового нематика [45] и, следовательно, возникновение рассматриваемых промежуточных фаз следует связать со спин-флуктуационным переходом.

Особенности различных физических свойств, необходимые для построения $T-x$ -магнитной фазовой диаграммы $Mn_{1-x}Fe_xSi$, определяются по данным магнитной восприимчивости, рассеяния нейтронов и анализа намагниченности в координатах Белова – Арротта [49, 52, 53, 90, 91]. Зависимость производной магнитной восприимчивости $\partial\chi/\partial T$ позволяет найти температуру перехода в фазу с дальним магнитным порядком и температуру спин-флуктуационного перехода (см. рис. 6). Отметим, что существует проблема сопоставления данных, полученных различными авторами, связанная с тем, что

в большинстве работ для идентификации образцов используется номинальный состав, закладываемый при синтезе, хотя реальное содержание элементов в полученных кристаллах может существенно отличаться от номинального. В связи с этим далее мы рассмотрим данные из работы [49], в которой не только было экспериментально определено действительное содержание железа, но и был выполнен контроль стехиометрии в образцах.

Для описания T - x -магнитной фазовой диаграммы $Mn_{1-x}Fe_xSi$ наиболее удачной оказалась модель, предложенная в [49] (см. раздел 2.5). При анализе магнитной фазовой диаграммы необходимо иметь в виду, что в системе $Mn_{1-x}Fe_xSi$ замещение марганца железом разбавляет магнитную подсистему ионов марганца и, следовательно, с изменением состава связан как структурный, так и магнитный беспорядок. Если содержание железа в образцах не слишком велико, то в первом приближении можно предположить, что управляющий параметр x , задающий магнитный беспорядок в модели, пропорционален концентрации железа. Тогда температуры спин-флуктуационных переходов, следующие из формулы (12), могут быть легко сопоставлены с экспериментом, если учесть, что температура перехода в спиральную фазу $T_c(x)$ убывает по линейному закону $T_c(x) \sim (x - x^*)$, где $x^* \approx 0,11$ [49]. Так как зависимость $T_c(x)$ задана и значение температуры спин-флуктуационного перехода в области $x < x^*$ известно хотя бы для одного состава, то, как следует из формулы (12), для описания диаграммы достаточно задать в качестве подгоночных параметров энергетическую шкалу для квантовых флуктуаций $T_2(0)$ и точку перколяции x_c .

Результаты моделирования T - x -магнитной фазовой диаграммы для критического индекса $\nu_1 = 1/2$ приведены на рис. 18а. Видно, что предложенный подход даёт вполне удовлетворительное согласие с экспериментом. При этом необходимо отметить, что анализ Белова–Арротта даёт температуры СФП (треугольники на рис. 18а), превышающие температуры СФП по данным магнитной восприимчивости (квадраты на рис. 18а), причём указанное отличие наиболее выражено в области малых x , в том числе при $x = 0$ (чистый MnSi). Мы предполагаем, что анализ Белова–Арротта даёт температуру установления ферромагнитных корреляций за границей температурного диапазона, в котором рассматривались спин-флуктуационные переходы в разделе 4.3. В рамках сценария Ю и Мина максимальную температуру СФП можно связать с возникновением изолированных спиновых поляронов, поскольку их образование будет сопровождаться появлением специфического механизма спиновых флуктуаций (см. рис. 1). Кроме того, очевидно, что рассматриваемая модель является слишком простой для полного описания всей сложной последовательности СФП, которые могут возникать у моносилицида марганца (см. раздел 4.3).

Из рисунка 18а видно, что модель позволяет описать как СФП 1, связанный с классическими флуктуациями (линия 1), так и СФП 2, предположительно обусловленный квантовыми флуктуациями (линия 2). Как уже отмечалось в разделе 2.5, сосуществование классических и квантовых флуктуаций приводит к появлению ещё одного спин-флуктуационного перехода (СФП 3) в парамагнитной фазе (P) при $T_{eq}(x)$ (штриховая линия 3), причём положение данной особенности на T - x -диаграмме определяется автоматически без использования каких-либо

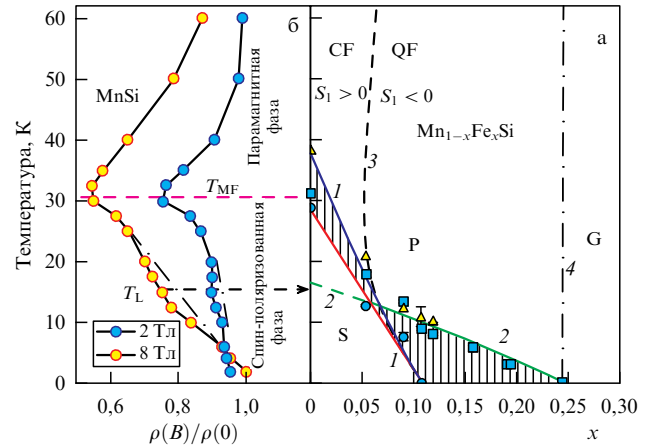


Рис. 18. (а) Магнитная фазовая диаграмма твёрдых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ по данным [49]. Точки — эксперимент, линии — теоретическая модель. Обозначены спиральная фаза S и парамагнитная фаза P. Линии 1 и 2 — границы промежуточных состояний, возникающих из-за спин-флуктуационных переходов, связанных с классическими (линия 1) и квантовыми (линия 2) флуктуациями. Штриховая линия 3 в парамагнитной фазе соответствует спин-флуктуационному переходу между классическими (CF) и квантовыми (QF) флуктуациями. Линия 4 показывает границу фазы Гриффитса. (б) Температурные зависимости магнитосопротивления у MnSi в фиксированных магнитных полях 2 Тл и 8 Тл. Основным минимум магнитосопротивления соответствует границе между парамагнитной фазой и спин-поляризованной фазой (по работе [25]).

дополнительных параметров [49]. Данный переход разделяет области, где доминируют классические флуктуации или квантовые флуктуации (соответственно область CF слева и область QF справа от кривой 3 на рис. 18а). Существование СФП 3 было экспериментально подтверждено данными по температурным зависимостям удельного сопротивления $\rho(T, x)$ [92] и результатами исследования аномального эффекта Холла [93]. В частности, в [93] было показано, что вследствие изменения характера магнитного рассеяния на спиновых флуктуациях в выражении для пропорционального намагнитченности M аномального вклада в холловское сопротивление $\rho_{aH} = S_1 \rho M$ коэффициент S_1 меняет знак при пересечении CF–QF-границы (рис. 18а).

Рассмотренными выше тремя СФП, следующими из модели [49], не исчерпываются спин-флуктуационные явления, которые можно наблюдать в системе $Mn_{1-x}Fe_xSi$. Было установлено, что в области $x \geq x_c \sim 0,24$ отвечающий СФП минимум на кривой $\partial\chi/\partial T = f(T)$ не наблюдается и $T_2(x)$ обращается в нуль. Таким образом, значение x_c известно из эксперимента и количественное описание T - x -диаграммы по существу зависит от одного параметра $T_2(0)$. Одновременно при $x \geq x_c$ происходит изменение характера температурной зависимости магнитной восприимчивости. В [49] было обнаружено, что в данном диапазоне концентраций железа магнитная восприимчивость зависит от температуры по степенному закону

$$\chi(T) \sim \frac{1}{T^\xi} \quad (19)$$

с показателем степени $\xi = 0,5-0,6$. Такое поведение характерно для неупорядоченной фазы Гриффитса, образованной спиновыми кластерами в системе со степенным

распределением обменных интегралов [94, 95]. Поскольку при $x < x_c$ в системе нет кластеров, а есть флуктуации, а в области $x \geq x_c$ появляются спиновые кластеры, то естественно считать, что на линии 4 (см. рис. 18) происходит "замерзание" спиновых флуктуаций, при котором резко изменяется их характерная частота. Таким образом, результаты работы [49] позволяют предположить наличие ещё одного типа СФП — динамического. Эта гипотеза качественно согласуется с результатами исследования частоты спиновых флуктуаций [53], согласно которым при СФП могут возникать особенности $\Gamma(T)$ (см. рис. 7).

Динамические СФП могут быть также связаны со специфическими точками на T - x -магнитной фазовой диаграмме. Модель [49] построена в предположении о существовании двух особых точек, в первой из которых, $x^* \sim 0,11$, обращается в нуль температура перехода в спиральную фазу с дальним магнитным порядком $T_c(x)$. Поскольку при понижении температуры вдоль линии $x = x^*$ вначале будет происходить СФП 2, такую особую точку можно классифицировать как квазискрытую квантовую критическую точку. Вторая особая точка $x = x_c$ соответствует обращению в нуль температуры $T_2(x)$, однако с теоретической точки зрения не ясно, можно ли её рассматривать как квантовую критическую точку [50]. В то же время в работе [96] у $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ для образцов с $x = x^*$ и $x = x_c$ была обнаружена особая, отличная от всех других составов, температурная зависимость ширины линии $W(T)$, которую можно было количественно интерпретировать в рамках теоретического описания спиновой релаксации для квантового критического режима [55]. Таким образом, результаты [96] показывают, что СФП с изменением спиновой динамики может возникать в квантовой критической точке.

В завершение данного раздела отметим, что описание T - x -магнитной фазовой диаграммы твёрдых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ требует учёта эффектов фрустрации [93]. Как было показано в работе [93], в данной системе магнитные взаимодействия не могут быть полностью описаны в рамках простой модели, учитывающей исключительно ферромагнитное взаимодействие и взаимодействия Дзялошинского – Морри между ионами марганца (формула (3)). Причина этого заключается в том, что обменное взаимодействие между локализованными магнитными моментами марганца является взаимодействием Рудермана – Киттеля – Касуйи – Иосиды (РККИ) через зонные носители и в результате, помимо основной обменной энергии между ближайшими соседями J_1 , необходимо учитывать энергию взаимодействия J_2 между соседями, следующими за ближайшими [93]. У $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ в зависимости от содержания железа изменяются концентрации электронов и дырок, модулирующие РККИ-обмен, и в результате возникает нетривиальное поведение $J_1(x)$ и $J_2(x)$. Так, обменная энергия $J_1(x)$ убывает при увеличении x и при $x \approx 0,17$ меняет знак, что соответствует смене типа магнитного взаимодействия с ферромагнитного на антиферромагнитное. В отличие от $J_1(x)$, обменная энергия $J_2(x)$ слабо зависит от x и соответствует антиферромагнитному взаимодействию во всём диапазоне $x \leq 0,26$ [93]. Как следует из рис. 18а, температура перехода в спиральную фазу $T_c(x)$ обращается в нуль при $x^* \sim 0,11$, т.е. при концентрации железа, для которой основной ферромагнитный обмен не является нулевым. Однако в окрестности точки $x^* \sim 0,11$

выполняются условия $|J_1(x)| \approx |J_2(x)|$ и $J_1(x)J_2(x) < 0$, характерные для сильной фрустрации. В [93] предполагается, что именно эффекты фрустрации, обусловленные конкурирующими типами магнитных взаимодействий с энергиями $J_1(x)$ и $J_2(x)$, приводят к подавлению спиральной фазы при концентрации железа $x^* \sim 0,11$, меньшей величины $x \approx 0,17$, при которой $J_1(x)$ обращается в нуль. Интересно, что и в окрестности второй особой точки $x_c \sim 0,24$ у $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ снова оказывается справедливым соотношение $|J_1(x)| \approx |J_2(x)|$, однако в этом случае обе обменные энергии будут антиферромагнитного типа [93]. Легко видеть, что окрестность x_c также будет соответствовать ситуации сильной фрустрации, когда взаимодействия $J_1(x)$ и $J_2(x)$ будут стремиться ориентировать ЛММ в противоположных направлениях. По-видимому, фрустрация в системе $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ отвечает также за положение порога протекания. Действительно, при $x_c \sim 0,24$ в структуре твёрдого раствора с точки зрения геометрии сохраняется бесконечный кластер из ЛММ марганца. Однако эффект фрустрации может, по-видимому, усиливать тенденцию к магнитной неоднородности $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ и при $x \geq x_c \sim 0,24$ стимулировать распад магнитной подсистемы твёрдых растворов на отдельные кластеры, образующие фазу Гриффитса [93].

Таким образом, на примере СФП 2 мы видим, что фрустрация может оказать влияние на спин-флуктуационный переход. В свою очередь фрустрация может влиять и на спиновые флуктуации в системе. Однако детали взаимосвязи между фрустрацией и спин-флуктуационными переходами остаются неясными. Нельзя исключить, что теоретическое и экспериментальное изучение этого вопроса может оказаться перспективной задачей дальнейших исследований.

4.5. Спин-флуктуационный переход в магнитоупорядоченной фазе MnSi

Описанные выше спин-флуктуационные переходы происходили в магнитных фазах, в которых дальний магнитный порядок или отсутствует (парамагнитная фаза), или является скрытым (фаза с квадрупольным порядком). Кроме того, СФП, очевидно, возникает и в точке магнитного перехода. Уместно задаться вопросом о том, возможен ли СФП в магнитоупорядоченной фазе. Вероятный ответ на этот вопрос удалось получить в недавней работе [37], посвящённой исследованию ЭПР в монокристаллах моносилцида марганца.

Рассмотрим вначале магнитную фазовую B - T -диаграмму MnSi , построенную по данным [25] и по литературным данным, приведённым в этой работе (рис. 19). В нулевом магнитном поле $B = 0$ при $T_c \sim 29$ К происходит переход из парамагнитной фазы в фазу со спиральным магнитным порядком (геликоидальная фаза). Увеличение магнитного поля в области $T < T_c$ приводит к быстрому подавлению геликоидальной фазы и образованию смеси доменов из конических фаз. Дальнейшее увеличение магнитного поля приводит к переориентации доменов, в результате чего формируется коническая фаза с осью конуса, направленной вдоль магнитного поля. При $B \sim 0,5$ Тл коническая фаза превращается в аналог ферромагнитной фазы — спин-поляризованную фазу, в которой магнитные моменты выстраиваются параллельно. Все магнитоупорядоченные фазы на рис. 19 представляют собой различные спин-поляронные фазы, и, кроме того, спиновые поляроны могут существовать в

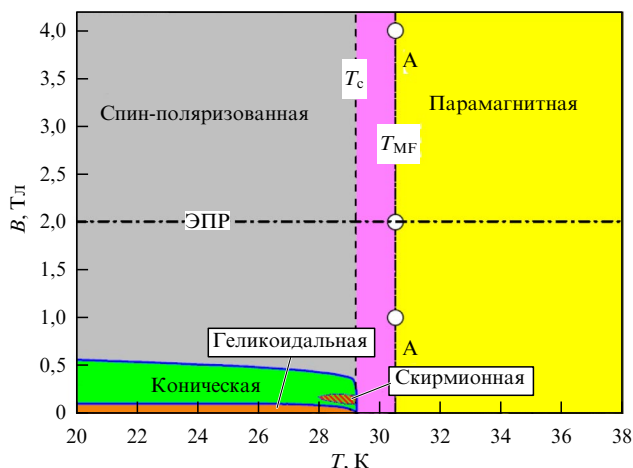


Рис. 19. Магнитная фазовая диаграмма MnSi. Обозначены парамагнитная, геликоидальная, коническая, скирмионная и спин-поляризованная фазы. Штриховая линия — экстраполированная линия $T_c(B=0) = \text{const}$. Штрихпунктирная линия (ЭПР) соответствует магнитному полю, в котором исследовался ЭПР. Белые точки (линия А–А) представляют температуры магнитного перехода по данным магнитного рассеяния. Розовым цветом выделена область внутри спин-поляризованной фазы, предшествующая спин-поляризационному переходу при $T \sim T_c$. (Из работы [25].)

некоторой области в парамагнитной фазе ($T > T_c$). Возможное исключение из набора спин-поляронных фаз может представлять небольшой карман в окрестности T_c , образованный скирмионной фазой (или, по используемой в литературе терминологии, А-фазой), которая, в свою очередь, имеет внутреннюю структуру [97].

Спин-поляронная природа различных магнитных фаз у MnSi имеет принципиальное значение для понимания физики перехода между парамагнитной и спин-поляризованной фазой. Для стандартного ферромагнетика в ненулевом магнитном поле фазовый переход между парамагнитной фазой и ферромагнитной фазой отсутствует [1] и можно лишь говорить о большей или меньшей степени упорядочения ЛММ в зависимости от температуры. Как следует из выполненного в [25] анализа экспериментальных данных по намагниченности и магнитосопротивлению, переход между парамагнитной и спин-поляризованной фазами у MnSi является резким. Установлено [25], что положение широкого минимума на температурной зависимости магнитосопротивления при $B = \text{const}$ (рис. 18б) соответствует некоторой хорошо определённой температуре, в пределах экспериментальной погрешности совпадающей с T_{MF} (линия А–А на рис. 19), что связано с особенностями магнитного рассеяния в данном материале [25]. Для спин-поляронных фаз стандартное ограничение [1] на переход парамагнетик–ферромагнетик снимается и, согласно [25], именно на границе А–А происходит упорядочение редуцированных магнитных моментов спиновых поляронов.

В работе [25] помимо основного минимума магнитосопротивления в области существования спин-поляризованной фазы был обнаружен дополнительный минимум при $T_L \sim 15$ К (рис. 18б). Природа такой аномалии до недавнего времени не имела объяснения, однако из данных рис. 18б видно, что температура T_L удивительно хорошо соответствует характерной температуре СФП на квантовых флуктуациях $T_2(x)$, экстраполированной к значению $x = 0$ (чистый MnSi, зелёная штриховая линия

на рис. 18а). Таким образом, низкотемпературная особенность магнитосопротивления у MnSi может отражать изменение характера спиновых флуктуаций в спин-поляризованной фазе MnSi в результате некоторого СФП. Для проверки этого предположения необходимо подтвердить изменение характера спиновых флуктуаций при данной температуре, а также убедиться в том, что оно действительно может быть связано с влиянием квантовых флуктуаций.

Положительный ответ на поставленные вопросы был получен в работе [37], где был исследован высокочастотный (~ 60 ГГц) ЭПР у монокристаллов MnSi в температурном диапазоне 2–40 К в магнитном поле B до 8 Тл. Для частоты ~ 60 ГГц поле магнитного резонанса у MnSi составляет ~ 2 Тл (см. рис. 19). Акцент был сделан на получение максимально подробных данных, для чего в указанном интервале было выполнено несколько сканов по температуре и записано порядка 200 спектров, что позволило получить рекордное на сегодняшний день количество экспериментальных точек для температурных зависимостей ширины линии $W(T)$ и g -фактора $g(T)$. Для нахождения производных указанных параметров по температуре каждый скан обрабатывался отдельно, после чего все полученные данные анализировались совместно на общем графике.

Рассмотрим вначале температурную зависимость ширины линии. При понижении температуры ширина линии вначале убывает, проходит через минимум при $T \sim 26$ К, а затем в области $T < 26$ К наблюдается значительный низкотемпературный рост $W(T)$: при уменьшении температуры от $T = 26$ К до $T = 2$ К ширина линии увеличивается более чем в два раза (рис. 20а). В области $T > 26$ К наблюдается группа особенностей А, подробно рассмотренная в разделе 4.3 и обусловленная спин-флуктуационными переходами и магнитным переходом в спин-поляризованную фазу (рис. 20а, б и рис. 16).

Помимо рассмотренного выше скачка ширины линии на кривой $W(T)$ можно выделить аномальную область B в окрестности $T \sim T_L \approx 15$ К, где наклон кривой $\partial W/\partial T = f(T)$ изменяется в 2,4 раза (рис. 20б). Таким образом, данные ЭПР свидетельствуют о том, что в диапазоне температур $13 < T < 17$ К, где у MnSi ожидается спин-флуктуационный переход внутри спин-поляризованной фазы, действительно происходит изменение характера спиновых флуктуаций. Отметим, что согласно [37] особенности B соответствует локальный максимум производной ширины линии по температуре, однако, как видно из рис. 20б, его амплитуда сопоставима с величиной ошибки вычисления $\partial W/\partial T$ из экспериментальных данных (рис. 20б).

Наблюдаемая немонотонная зависимость $W(T)$ (рис. 20а) является весьма нетривиальной. Действительно, для сильно коррелированного металла, такого как MnSi, в парамагнитной фазе ожидается корринговский тип спиновой релаксации, когда $W(T) \sim 1/\chi(T)$, где χ — магнитная восприимчивость [17, 56]. Так как магнитная восприимчивость растёт по мере приближения к точке перехода в квазиферромагнитную спин-поляризованную фазу, то ширина линии должна убывать, что и наблюдается экспериментально (рис. 20а). При этом $\chi(T)$ задаётся законом Кюри–Вейсса и, следовательно, должна наблюдаться зависимость ширины линии вида $W(T) \sim 1/\chi(T) \sim T - T_c$. Однако вычисление производной $\partial W/\partial T$ показывает, что эта величина в пара-

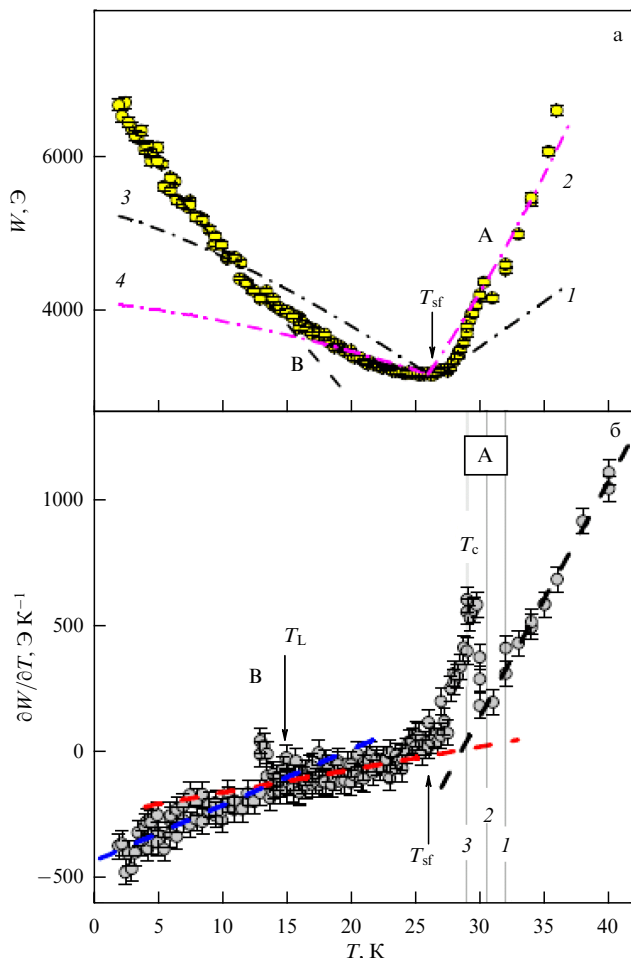


Рис. 20. Температурные зависимости ширины линии ЭПР W (а) и производной dW/dT (б). Буквами обозначены особенности $W(T)$: группа СФП и переход в спин-поляризованную фазу (А) и изменение наклона кривой dW/dT (В). (а) Точки — эксперимент, 1–4 — теоретические зависимости (см. текст). Стрелки обозначают различные характерные температуры (см. текст). (б) Точки — производная, вычисленная по экспериментальным данным, штриховые линии отображают качественное изменение производной dW/dT в различных температурных интервалах. Сплошные линии 1–3 на рис. 6 отвечают спин-флуктуационным переходам 1–3 на рис. 16. Отмечены характерные температуры T_c , T_{sf} и T_L . На рисунке а показана часть данных, ограниченная диапазоном температур, меньших 35 К. (Из работы [37].)

магнитной области $T > T_c$ не является константой, а линейна по температуре (рис. 20б). В результате ширина линии $W(T)$ в парамагнитной фазе MnSi квадратично зависит от температуры, и стандартный корринговский механизм спиновой релаксации в области $T > T_c$ может рассматриваться для описания экспериментальных данных лишь на качественном уровне. Следует отметить, что убывание ширины линии при понижении температуры продолжается и в области $T < T_c$ вплоть до точки минимума $W(T)$ при $T = T_{sf} \approx 26$ К (рис. 20а). Если оставаться в рамках "корринговской парадигмы", то необходимо предположить, что у MnSi корреляции в магнитной подсистеме ослаблены во всей области $T > T_{sf}$, а не только при $T > T_c$ в парамагнитной фазе.

Такое предположение, очевидно, не справедливо для магнитной подсистемы, образованной обычными ЛММ, однако может иметь смысл для системы спиновых поляронов. Мы показали, что процесс формирования спин-

поляронной фазы (спин-поляризованная фаза у MnSi) имеет сложный многостадийный характер и сопровождается изменением характеристик спиновых поляронов. Поэтому температура T_c перехода в фазу с дальним магнитным порядком и температура T_{sf} , при которой магнитные корреляции усиливаются, могут отличаться.

В работе [37] для описания температурной зависимости ширины линии ЭПР была предложена следующая простая модель. Для спин-поляронных состояний флуктуации магнитного момента обусловлены переходами электронов из квазисвязанных состояний в окрестности ЛММ Mn в зонные состояния. Электронная природа спиновых флуктуаций позволяет предположить, что перспективным для решения поставленной задачи может оказаться теория Мории [22] и можно воспользоваться формулами (1), (2) для амплитуды спиновых флуктуаций $S_L(T)$ в системе с ферромагнитными корреляциями. Функция $S_L(T)$, задающаяся формулами (1), (2), имеет минимум при характерной температуре T_{sf} , которая в [37] интерпретируется как температура упорядочения спиновых флуктуаций в спин-поляронном состоянии, т.е. как температура спин-флуктуационного перехода, связанного с электронной подсистемой спинового полярона. При этом спин-флуктуационный вклад в магнитную восприимчивость, согласно [22], обратно пропорционален квадрату амплитуды спиновых флуктуаций $\chi(T) \sim 1/S_L^2(T)$. Немонотонная теоретическая зависимость $S_L(T)$ качественно согласуется с экспериментальными данными $W(T)$.

В рамках такого подхода для стандартного корринговского механизма при $T > T_{sf}$ по-прежнему будет иметь место линейная зависимость ширины линии ЭПР от температуры $W(T) \sim 1/\chi(T) \sim S_L^2(T) \sim T$ (формула (1)), плохо согласующаяся с экспериментом (кривая 1 на рис. 20а). Исправить ситуацию может стандартная перенормировка ширины линии некоторым быстрым процессом с характерным временем τ , изменяющим характер фазовой когерентности при резонансе [98]: $\tilde{W}(T) = W^2(T)\tau$. Тогда при определённых условиях можно ожидать модифицированного корринговского закона $W(T) \sim 1/\chi^2(T) \sim S_L^4(T) \sim T^2$. Данная оценка для экспериментальных значений T_{sf} и $W(T_{sf})$, отвечающих минимуму зависимости $W(T)$, демонстрирует удовлетворительное согласие с экспериментом при $T < T_c$ (кривая 2 на рис. 20а). Отметим, что альтернативный вариант интерпретации квадратичной зависимости был предложен в [55], где этот эффект связывается с релаксацией квазичастиц в системах с тяжёлыми фермионами, к которым можно отнести и моносилицид марганца (согласно [99] эффективная масса электронов у MnSi в рассматриваемой области температур оказывается порядка 10 масс свободного электрона).

В области $T < T_{sf}$ система спиновых поляронов упорядочена и формулы корринговского типа $W(T) \sim 1/\chi(T)$ или $W(T) \sim 1/\chi^2(T)$ неприменимы. В магнитоупорядоченной фазе рассмотренный в разделе 3.2 вариант учёта спин-флуктуационного вклада типа $W(T) \sim S_L^2$ тоже не справедлив, так как область применимости соответствующей поправки ограничена парамагнитной фазой. Из рисунка 20а хорошо видно, что зависимость $W(T) \sim S_L^2$ плохо согласуется с экспериментом во всей области $T < T_{sf}$ (кривая 3). Поэтому в [37] был предложен следующий вариант описания температурной зависимости ширины линии ЭПР в магнитоупорядоченной фазе.

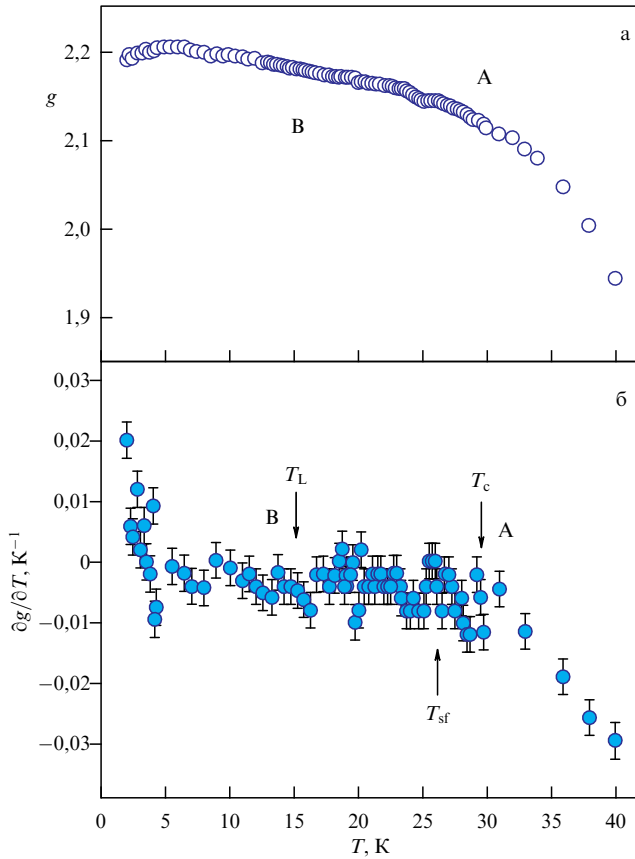


Рис. 21. Экспериментальные температурные зависимости g -фактора (а) и производной $\partial g / \partial T$ (б). Отмечены особенности и характерные температуры, следующие из температурной зависимости ширины линии ЭПР (обозначения те же, что и на рис. 20). Погрешность определения g -фактора на рис. а соответствует размеру экспериментальной точки. (Из работы [37].)

Если ΔM — амплитуда флуктуаций намагниченности вдоль внешнего поля, то в отсутствие корреляций между флуктуациями частоты спиновой прецессии и намагниченности можно использовать $W(T) = \Delta M / (\partial M / \partial B) \sim S_L(T)$. Видно, что данная аппроксимация неплохо соответствует эксперименту вплоть до $T_L \sim 15$ К (кривая 4 на рис. 20б). При этом в низкотемпературной области $T < T_L$ возникает дополнительное уширение линии, которое нельзя описать с помощью модельной функции $S_L(T)$ при $T < T_{sf}$ (формула (2)). Из рисунка 20а следует, что при $T \sim 2$ К экспериментальная величина ширины линии оказывается в 1,6 раза больше ожидаемой из модельного расчёта. Как уже отмечалось выше, в окрестности $T \sim T_L$ происходит существенное изменение зависимости $\partial W / \partial T = f(T)$ (рис. 20б). Таким образом, и экспериментальные данные, и их теоретический анализ согласуются с представлением об изменении характера спиновых флуктуаций в окрестности температуры предполагаемого низкотемпературного спин-флуктуационного перехода у MnSi.

Перейдём теперь к анализу температурной зависимости g -фактора. Полученные в [37] температурные зависимости $g(T)$ и производной $\partial g / \partial T = f(T)$ (рис. 21) дают дополнительную информацию об определяющей роли спиновых флуктуаций в генезисе низкотемпературных динамических магнитных свойств MnSi. Из рисунка 21а видно, что g -фактор при понижении температуры вна-

чале возрастает, проходит через максимум при $T \sim 5$ К, а затем в области $T < 5$ К начинает уменьшаться. При этом группа особенностей А (окрестность перехода между парамагнитной и спин-поляризованной фазами) проявляется в виде излома кривой $\partial g / \partial T = f(T)$ (рис. 21б), в то время как в пределах погрешности особенность В (ожидаемый при T_L спин-флуктуационный переход) никак не выделена на температурных зависимостях $g(T)$ и $\partial g / \partial T$ (см. рис. 21). Отметим, что с характерной температурой минимума ширины линии ЭПР T_{sf} также нельзя связать какие-либо явно выраженные изменения на температурной зависимости g -фактора или его производной.

Начальный участок роста g -фактора при понижении температуры в области $T > T_c$ согласно [37] можно связать с изменением локального поля в окрестности иона марганца в парамагнитной фазе вследствие изменения экранировки ЛММ зонными электронами в процессе перестройки системы спиновых поляронов. Для оценки эффективного значения g -фактора спинового полярона g_S в пределе $T \rightarrow 0$ можно использовать результаты для двухподрешёточного ферримагнетика [100] с учётом конфигурации противоположно направленных магнитных моментов электронов μ_e и ЛММ марганца μ_{Mn} в спин-поляронном состоянии [29]:

$$g_S = \frac{g_e \mu_e n_e - g_{Mn} \mu_{Mn} n_{Mn}}{\mu_e n_e - \mu_{Mn} n_{Mn}} \approx g_{Mn} \frac{g_e \mu_{Mn} / g_{Mn} \mu_e - 1}{\mu_{Mn} / \mu_e - 1}. \quad (20)$$

Здесь n_e и n_{Mn} — число электронов и ЛММ в спиновом поляроне соответственно. В формуле (20) мы использовали соотношение $n_e / n_{Mn} \approx (\mu_{Mn} / \mu_e)^2$, полученное в [29], как условие стабильности спинового полярона. Для оценки примем, что g -фактор электронов $g_e \approx 2$, а для g -фактора Mn используем высокотемпературное значение в парамагнитной фазе $g_{Mn} \approx 1,9$ (рис. 21а). Тогда для $\mu_e = \mu_B$ и $\mu_{Mn} = 1,3\mu_B$ [29] с помощью формулы (20) находим $g_S(T \rightarrow 0) \approx 1,23g_{Mn} \sim 2,3$. Таким образом, в SP-фазе, в которой образуются спин-поляронные состояния при $T < T_c$, естественно ожидать возрастания g -фактора при понижении температуры в соответствии с наблюдаемым поведением (рис. 21а). При этом наша численная оценка $g_{SP}(T \rightarrow 0) \sim 2,3$ также разумно согласуется с экспериментом.

Наблюдаемое при $T < 5$ К уменьшение g -фактора (рис. 21а), во-первых, указывает на наличие дополнительного специфического вклада в $g(T)$. Во-вторых, уменьшение $g(T)$ возникает в области, где изменяется зависимость $W(T)$, что также можно связать с дополнительным вкладом в ширину линии. Такое поведение согласуется с предсказаниями работы [57] (раздел 3.2, формулы (14), (15)), в которой было показано, что учёт квантовых флуктуаций магнитного момента приводит к перенормировке параметров в уравнении Ландау – Лифшица, в результате чего изменяется и ширина линии ЭПР, и поле резонанса. При этом квантовые спиновые флуктуации одновременно увеличивают W и уменьшают g , что находится в качественном согласии с результатами эксперимента в области $T \leq T_L \sim 15$ К (см. рис. 20, 21).

Таким образом, совокупность ЭПР-данных $W(T)$ и $g(T)$, полученная в [37], согласуется с представлением о СФП в окрестности $T_L \sim 15$ К, связанном с квантовыми флуктуациями. Эти данные подтверждают возможность существования СФП в магнитоупорядоченной (спин-

поляризованной) фазе у MnSi , что существенно расширяет область применимости представления о спин-флуктуационных переходах.

5. Заключение

По наблюдениям автора, на определённом этапе развития любой области исследований возникает фаза "чеканных формулировок", когда даются исчерпывающие определения и возникают тезисы, практически имеющие форму афоризмов. Трудно удержаться от искушения и не процитировать одну из монографий середины XX века, согласно которой «фундаментальной особенностью магнитных свойств вещества является сосуществование и "борьба" взаимно противоположных явлений: парамагнетизма и диамагнетизма, парамагнетизма и антиферромагнетизма, ферромагнетизма и антиферромагнетизма. Только тщательное изучение этой борьбы позволяет вскрыть связь между магнитными свойствами и особенностями строения» [101].

Хочется надеяться, что настоящий обзор позволит читателю прийти к заключению о том, что пока происходила вышеуказанная "борьба" классических сущностей, на повестке дня возникла новая группа магнитных явлений — спин-флуктуационные переходы. Спин-флуктуационные переходы ярко проявляются как резкое изменение характеристик спиновых флуктуаций, наблюдаемое методами электронного парамагнитного резонанса и малоуглового рассеяния нейтронов. Данная группа магнитных явлений может возникать как в магнитоупорядоченных фазах, так и в фазах, где магнитный порядок отсутствует или имеется скрытый магнитный порядок.

Систематическое исследование спин-флуктуационных переходов ещё только начинается. Тем не менее имеющиеся экспериментальные данные и теоретические результаты позволяют предложить набросок примерной классификации спин-флуктуационных переходов:

СФП беспорядок – беспорядок. Переходы такого типа отражают изменение характера магнитных флуктуаций в парамагнитной фазе магнитных полупроводников $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ и спиральных магнетиков на основе MnSi . Такие СФП могут быть диагностированы по изменению намагничённости и магнитной восприимчивости, ЭПР, также картины нейтронного рассеяния и поэтому часто описываются как фазы с промежуточным магнитным порядком (магнитный аналог жидкой или аморфной фазы). С теоретической точки зрения для описания СФП у MnSi и $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ необходимо учитывать сосуществование классических и квантовых флуктуаций.

Исследование неупорядоченной модели Изинга показало возникновение СФП, заключающегося в резком изменении амплитуды спиновых флуктуаций и функции распределения обменной энергии при изменении концентрации случайно расположенных в пространстве магнитных центров. Интересно, что СФП этого типа возникает как для ферромагнитного, так и для антиферромагнитного обмена. Перспективными объектами для проверки предсказаний теории могут оказаться легированные полупроводники.

СФП беспорядок – скрытый (квадрупольный) порядок. Это магнитный переход в фазу спинового нематика, при котором изменяется анизотропия спиновых флуктуаций. В парамагнитной фазе средний спин на узле равен нулю,

а спиновые флуктуации (средний квадрат спина) одинаковы по всем направлениям. При переходе в фазу с квадрупольным порядком средний спин по-прежнему будет равен нулю, а средний квадрат спина будет разным вдоль разных направлений. Эффект спинового нематика был обнаружен в антиферроквадрупольной фазе CeV_6 методом исследования угловых зависимостей ЭПР и магнитосопротивления.

Ориентационный СФП заключается в изменении выделенного направления анизотропных спиновых флуктуаций и экспериментально наблюдался в антиферроквадрупольной фазе CeV_6 при варьировании температуры.

СФП порядок – порядок. Исследование ЭПР позволило обнаружить спин-флуктуационный переход при $T \sim 15$ К в магнитоупорядоченной (спин-поляризованной фазе) MnSi , обусловленный квантовыми флуктуациями. Примечательно, что этот СФП происходит при температуре, существенно меньшей температуры перехода в магнитоупорядоченную фазу (~ 30 К), и находится вне пределов классической флуктуационной области.

В настоящее время набор экспериментальных примеров, в которых были диагностированы СФП, включает и сильно коррелированные металлы, и магнитные полупроводники, и даже классический полупроводник — легированный германий. Представляется весьма вероятным, что все эти системы объединяет присутствие спин-поляронных эффектов. Спиновый полярон представляет собой квазисвязанное состояние, образованное несколькими электронами проводимости и локализованными магнитными моментами в кристалле. На качественном уровне такой объект представляется весьма удобным для описания механизма возникновения спиновых флуктуаций и спин-флуктуационных переходов в самых разных материалах. Другим типом систем, где также могут возникать сильные спиновые флуктуации и связанные с ними спин-флуктуационные переходы, являются фрустрированные системы. К сожалению, СФП в системах с фрустрацией до настоящего времени не были подробно исследованы.

Внимательное изучение проблематики СФП позволяет рассчитывать на их обнаружение в самых разных, в том числе весьма экзотических, системах. В качестве кандидатов можно указать переход нематического типа внутри скирмионной фазы (А-фазы) у MnSi [97] и магнитный переход при $T \sim 5$ К на поверхности сильно коррелированного топологического изолятора SmB_6 [17, 102].

Обнаружение СФП оказалось возможным благодаря развитию экспериментальных методов, в первую очередь ЭПР и малоуглового рассеяния нейтронов. Их совершенствование позволило не ограничиваться классически признанными, "плавными" зависимостями корреляционной длины и ширины линии ЭПР. В результате перед экспериментаторами открылось окно возможностей для наблюдения резкого изменения параметров спиновых флуктуаций, выходящего за рамки стандартной теории фазовых переходов. Так как полученные данные указывают на ограниченность и неполноту существующих моделей, описывающих магнитные фазовые переходы, мы надеемся, что исследования спин-флуктуационных переходов послужат стимулом для дальнейшего развития теоретических представлений. В качестве перспективного направления работы следует упомянуть описание фазовых превращений с помощью многоком-

понентного параметра порядка и моделей фазовых превращений в жидкостях и стёклах [103]. В пользу этого предположения говорит определённое сходство между фазовыми диаграммами жидкостей с динамическими линиями [10] и магнитными фазовыми диаграммами в системе твёрдых растворов $Mn_{1-x}Fe_xSi$ [52, 104]. Однако в настоящий момент фазовые диаграммы жидкостей рассматриваются с точки зрения изменения их структуры под действием внешних условий и остаётся неясным, корректно ли сопоставлять изменение структуры ближнего порядка в жидкости и изменение режима спиновых флуктуаций в магнетиках.

В настоящей работе практически не был рассмотрен вопрос о возможной классификации спин-флуктуационных явлений по аналогии с принятым в термодинамике и статистической теории делением на переходы первого и второго рода, кроссоверы и т.п. Исключение составляет спин-флуктуационный переход в фазу спинового нематика у SeV_6 , где данные теплоёмкости соответствуют фазовому переходу первого рода. Причина такого "пробела" очевидна, и она заключается в отсутствии моделей, основанных на разложении термодинамического потенциала по параметру или параметрам порядка, которые бы давали описание именно СФП, а не только переходов между различными магнитными структурами. Учитывая обширный методический задел, имеющийся в теории фазовых превращений Ландау, можно ожидать, что её обобщение на случай спин-флуктуационных переходов окажется плодотворным и позволит ответить на многие остающиеся пока неясными вопросы физики спиновых флуктуаций.

Благодарности. Я выражаю искреннюю признательность К.М. Салихову и А.К. Звездину за полезные дискуссии, состоявшиеся во время докладов по теме настоящего обзора. От души благодарю мою жену Елену, без ежедневной поддержки которой этот обзор не был бы написан.

Список литературы

- Вонсовский С В *Магнетизм: магнитные свойства диа-, пара-, ферро-, антиферро-, и ферримагнетиков* (М.: Наука, 1971); Пер. на англ. яз.: Vonsovskii S V *Magnetism* (New York: J. Wiley, 1974)
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика Ч. I* (М.: Наука, 1976); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Statistical Physics Vol. 1* (Oxford: Pergamon Press, 1980)
- Tolédano J C, Tolédano P *The Landau Theory of Phase Transitions* (Singapore: World Scientific, 1987) <https://doi.org/10.1142/0215>
- Анисимов М А, Городецкий Е Е, Запрудский В М *УФН* **133** 103 (1981); Anisimov M A, Gorodetskii E E, Zaprudskii V M *Sov. Phys. Usp.* **24** 57 (1981)
- Fleury P A *Science* **211** 125 (1981); Пер. на русск. яз.: Флэри П *УФН* **138** 129 (1982)
- Фейнман Р П *Statistical Mechanics* (Reading, MA: W.A. Benjamin, 1972); Пер. на русск. яз.: Фейнман Р П *Статистическая механика* (М.: Мир, 1978)
- Квасников И А *Молекулярная физика* (М.: Эдиториал УРСС, 2011)
- Бражкин В В *УФН* **191** 1107 (2021); Brazhkin V V *Phys. Usp.* **64** 1049 (2021)
- Бражкин В В *УФН* **176** 745 (2006); Brazhkin V V *Phys. Usp.* **49** 719 (2006)
- Бражкин В В и др. *УФН* **182** 1137 (2012); Brazhkin V V et al. *Phys. Usp.* **55** 1061 (2012)
- Бражкин В В *УФН* **187** 1028 (2017); Brazhkin V V *Phys. Usp.* **60** 954 (2017)
- Пикин С А, Инденбом В Л *УФН* **125** 251 (1978); Pikin S A, Indenbom V L *Sov. Phys. Usp.* **21** 487 (1978)
- Блинов Л М *Жидкие кристаллы: структура и свойства* (М.: Либроком, 2013); Blinov L M *Structure and Properties of Liquid Crystals* (Dordrecht: Springer, 2010)
- Ma Sh *Modern Theory of Critical Phenomena* (Reading, MA: W.A. Benjamin, 1976); Пер. на русск. яз.: Ма Ш *Современная теория критических явлений* (М.: Мир, 1980)
- Wilson K G "The renormalization group and critical phenomena: Nobel Lecture, 8 December 1982", in *Nobel Lectures, Physics 1981–1990* (Ed.-in-Charge T Frängsmyr, Ed. G Eksping) (Singapore: World Scientific Publ. Co., 1993); Пер. на русск. яз.: Вильсон К Дж *УФН* **141** 193 (1983); Wilson K G *Rev. Mod. Phys.* **55** 583 (1983)
- Демисhev С В и др. *Физика твердого тела* **43** 307 (2001); Demishev S V et al. *Phys. Solid State* **43** 320 (2001)
- Demishev S V *Appl. Magn. Reson.* **51** 473 (2020)
- Смирнов А И *УФН* **186** 633 (2016); Smirnov A I *Phys. Usp.* **59** 564 (2016)
- Стишов С М, Петрова А Е *УФН* **181** 1157 (2011); Stishov S M, Petrova A E *Phys. Usp.* **54** 1117 (2011)
- Рыжов В Н и др. *УФН* **187** 921 (2017); Ryzhov V N et al. *Phys. Usp.* **60** 857 (2017)
- Demishev S V, Semeno A V, Ohta H *Appl. Magn. Reson.* **52** 379 (2021)
- Moriya T *Spin Fluctuations in Itinerant Electron Magnetism* (Berlin: Springer-Verlag, 1985)
- Kaul S N J. *Phys. Condens. Matter* **11** 7597 (1999)
- Kaul S N J. *Phys. Condens. Matter* **17** 5595 (2005)
- Demishev S V et al. *Phys. Rev. B* **85** 045131 (2012)
- Beille J et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **10** 265 (1979)
- Motokawa M et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **70** 245 (1987)
- Демисhev С В и др. *Письма в ЖЭТФ* **93** 231 (2011); Demishev S V et al. *JETP Lett.* **93** 213 (2011)
- Демисhev С В, Ищенко Т В, Самарин А Н *Физика низких температур* **41** 1243 (2015); Demishev S V, Ishchenko T V, Samarin A N *Low Temp. Phys.* **41** 971 (2015)
- Брандт Н Б, Кульбачинский В А *Квазичастицы в физике конденсированного состояния* (М.: Физматлит, 2005) с. 491–521
- Вальков В В и др. *УФН* **191** 673 (2021); Val'kov V V et al. *Phys. Usp.* **64** 641 (2021)
- Абрикосов А А *Основы теории металлов* (М.: Физматлит, 2010) с. 284; Пер. на англ. яз.: Abrikosov A A *Fundamentals of the Theory of Metals* (Mineola, NY: Dover Publ., 2017) p. 283
- Stishov S M et al. *Phys. Rev. B* **76** 052405 (2007)
- Urbano R R et al. *Phys. Rev. B* **70** 140401 (2004)
- Cooley J C et al. *Phys. Rev. B* **56** 14541 (1997)
- Corti M et al. *Phys. Rev. B* **75** 115111 (2007)
- Демисhev С В и др. *Письма в ЖЭТФ* **115** 717 (2022); Demishev S V et al. *JETP Lett.* **115** 673 (2022)
- Бразовский С А *ЖЭТФ* **68** 175 (1975); Brazovskii S A *Sov. Phys. JETP* **41** 85 (1975)
- Janoschek M et al. *Phys. Rev. B* **87** 134407 (2013)
- Бразовский С А, Дмитриев С Г *ЖЭТФ* **69** 979 (1975); Brazovskii S A, Dmitriev S G *Sov. Phys. JETP* **42** 497 (1975)
- Бразовский С А, Филев В М *ЖЭТФ* **75** 1140 (1978); Brazovskii S A, Filev V M *Sov. Phys. JETP* **48** 573 (1978)
- Fradkin E et al. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **1** 153 (2010)
- Chu J-H et al. *Science* **329** 824 (2010)
- Fernandes R M, Chubukov A V, Schmalian J *Nat. Phys.* **10** 97 (2014)
- Penc K, Läuchli A M, in *Introduction to Frustrated Magnetism* (Springer Series in Solid-State Sciences, Vol. 164, Eds C Lacroix, F Mila, P Mendels) (Berlin: Springer, 2011) p. 331
- Николаев А В, Цвященко А В *УФН* **182** 701 (2012); Nikolaev A V, Tsvyashchenko A V *Phys. Usp.* **55** 657 (2012)
- Богословский Н А, Петров П В, Аверкиев Н С *Письма в ЖЭТФ* **114** 383 (2021); Bogoslovskiy N A, Petrov P V, Averkiev N S *JETP Lett.* **114** 347 (2021)
- Bhatt R N, Lee P A *Phys. Rev. Lett.* **48** 344 (1982)
- Demishev S V et al. *Письма в ЖЭТФ* **98** 933 (2013); *JETP Lett.* **98** 829 (2014)
- Sachdev S *Quantum Phase Transitions* 2nd ed. (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2011)

51. Шкловский Б И, Эфрос А Л *Электронные свойства легированных полупроводников* (М.: Наука, 1979); Пер. на англ. яз.: Shklovskii B I, Efros A L *Electronic Properties of Doped Semiconductors* (Berlin: Springer-Verlag, 1984)
52. Demishev S V et al. *Письма в ЖЭТФ* **103** 365 (2016); *JETP Lett.* **103** 321 (2016)
53. Grigoriev S V et al. *Phys. Rev. B* **83** 224411 (2011)
54. Abrahams E, Wölfle P *Phys. Rev. B* **78** 104423 (2008)
55. Wölfle P, Abrahams E *Phys. Rev. B* **80** 235112 (2009)
56. Schlottmann P *Phys. Rev. B* **79** 045104 (2009)
57. Демишев С В Докл. РАН. *Физика, технические науки* **499** (1) 3 (2021); Demishev S V *Dokl. Phys.* **66** 187 (2021)
58. Демишев С В, в сб. *Нанопфизика и нанoeлектроника. Труды XXVII Международного симпозиума, Нижний Новгород, 13–16 марта 2023 г.* Т. 1 (Н. Новгород: ИПФ РАН, 2023) с. 181
59. Effantin J M et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **47–48** 145 (1985)
60. Nakao H et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **70** 1857 (2001)
61. Lee K N, Bell B *Phys. Rev. B* **6** 1032 (1972)
62. Takigawa M et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **52** 728 (1983)
63. Kawakami M et al. *Solid State Commun.* **36** 435 (1980)
64. Hall D, Fisk Z, Goodrich R G *Phys. Rev. B* **62** 84 (2000)
65. Takase A et al. *Solid State Commun.* **36** 461 (1980)
66. Sakai O et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **66** 3005 (1997)
67. Shina R, Shiba H, Thalmeier P J. *Phys. Soc. Jpn.* **66** 1741 (1997)
68. Sera M, Kobayashi S *J. Phys. Soc. Jpn.* **68** 1664 (1999)
69. Tsuji S, Sera M, Kojima K *J. Phys. Soc. Jpn.* **70** 41 (2001)
70. Tsuji S, Sera M, Kojima K *J. Phys. Soc. Jpn.* **70** 2864 (2001)
71. Hanzawa K, Kasuya T *J. Phys. Soc. Jpn.* **53** 1809 (1984)
72. Hanzawa K *J. Phys. Soc. Jpn.* **73** 1228 (2004)
73. Murakami Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 1932 (1998)
74. Khomskii D I *Int. J. Mod. Phys. B* **15** 2665 (2001)
75. Ivannikov D et al. *Phys. Rev. B* **65** 214442 (2002)
76. Semeno A V, Okubo S, Ohta H, Demishev S V *Appl. Magn. Reson.* **52** 459 (2021)
77. Semeno A V et al. *Sci. Rep.* **6** 39196 (2016)
78. Demishev S V et al. *Sci. Rep.* **7** 17430 (2017)
79. Случанко Н Е и др. *ЖЭТФ* **131** 133 (2007); Sluchanko N E et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **104** 120 (2007)
80. Zabrodskii A G et al. *Appl. Magn. Reson.* **35** 439 (2009)
81. Zabrodskii A, Veinger A, Semenikhin P *Appl. Magn. Reson.* **51** 327 (2020)
82. Забродский А Г *Письма в ЖЭТФ* **33** 258 (1981); Zabrodskii A G *JETP Lett.* **33** 243 (1981)
83. Poklonski N A et al. *AIP Adv.* **11** 055016 (2021)
84. Поклонская О Н *Вестн. Белорусского гос. ун-та. Сер. I. Физика. Математика. Информатика* (2) 60 (2013)
85. Вейнгер А И и др. *Письма в ЖЭТФ* **115** 730 (2022); Veinger A I et al. *JETP Lett.* **115** 685 (2022)
86. Shestakov A V et al. *IEEE Magn. Lett.* **11** 2503505 (2020)
87. Stepniewski R *Solid State Commun.* **58** 19 (1986)
88. Демишев С В Докл. РАН. *Физика, технические науки* **506** (2) 40 (2022); Demishev S V *Dokl. Phys.* **67** 410 (2022)
89. Yu U, Min B I *Phys. Rev. B* **74** 094413 (2006)
90. Bauer A et al. *Phys. Rev. B* **82** 064404 (2010)
91. Bauer A, Pfeleiderer C *Phys. Rev. B* **85** 214418 (2012)
92. Демишев С В и др. *УФН* **186** 628 (2016); Demishev S V et al. *Phys. Usp.* **59** 559 (2016)
93. Glushkov V V et al. *Phys. Rev. Lett.* **115** 256601 (2015)
94. Griffiths R B *Phys. Rev. Lett.* **23** 17 (1969)
95. Bray A J *Phys. Rev. Lett.* **59** 586 (1987)
96. Demishev S V et al. *Письма в ЖЭТФ* **100** 30 (2014); *JETP Lett.* **100** 28 (2014)
97. Lobanova I I, Glushkov V V, Sluchanko N E, Demishev S V *Sci. Rep.* **6** 22101 (2016)
98. Kittel Ch *Introduction to Solid State Physics* (New York: Wiley, 1971); Пер. на русск. яз.: Киттель Ч *Введение в физику твердого тела* (М.: Наука, 1978) с. 606
99. Mena F P et al. *Phys. Rev. B* **67** 241101 (2003)
100. Wangsness R K *Phys. Rev.* **91** 1085 (1953)
101. Дорфман Я Г *Магнитные свойства и строение вещества* (М.: ЛКИ, 2010)
102. Demishev S V et al. *Sci. Rep.* **8** 7125 (2018)
103. Tanaka H *J. Chem. Phys.* **153** 130901 (2020)
104. Demishev S V et al. *Письма в ЖЭТФ* **104** 113 (2016); *JETP Lett.* **104** 116 (2016)

Spin-fluctuation transitions

S.V. Demishev^(1,2,3)

⁽¹⁾ Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, Russian Academy of Sciences, Kaluzhskoe shosse 14, 108840 Troitsk, Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽³⁾ National Research University Higher School of Economics, ul. Myasnitskaya 20, 101000 Moscow, Russian Federation
E-mail: demishev@hppi.troitsk.ru

Spin-fluctuation transitions (SFTs) are generally understood as a change in the characteristics of spin fluctuations in a magnet under the effect of control parameters (for example, temperature or composition of the material), not directly related to the formation of phases with long-range magnetic order. Therefore, SFTs in most cases go beyond the standard theory of phase transitions, where fluctuations are typically considered a phenomenon accompanying a magnetic transition. We examine the current state of the SFT issue from the theoretical and experimental standpoints, including the example of MnSi and Mn_{1-x}Fe_xSi helical magnets, Hg_{1-x}Mn_xTe magnetic semiconductors, doped compensated Ge:As(Ga) semiconductors, and a strongly correlated metal with hidden order, CeB₆. The main methods for studying SFTs (neutron scattering and electron paramagnetic resonance) are discussed. We consider SFTs in the spin nematic phase, Ising disordered systems, paramagnetic and magnetically ordered phases, and quantum critical systems, as well as SFTs caused by changes in the spin dynamics. In discussing the SFT issue, we use the spin-polaron model, which unites objects of study that look disparate at first glance. We note that SFTs have not been studied in sufficient detail, and further research in this area may be one of the growth points in the modern physics of magnetic phenomena.

Keywords: magnetic phenomena, spin-fluctuation transitions, spin fluctuations, spin polarons, spin nematics, systems with hidden order, quantum critical systems, helical magnets, neutron scattering, electron paramagnetic resonance, MnSi, Mn_{1-x}Fe_xSi, Hg_{1-x}Mn_xTe, Ge:As(Ga), CeB₆

PACS numbers: **05.40.** – a, **05.70.Fh**, **05.90.** + m, **61.05.fg**, **71.27.** + a, **75.20.Ck**, **75.20.En**, **75.25.Dk**, **75.30.Kz**, **75.47.Np**, **75.50.Pp**, **76.30.** – v

Bibliography — 104 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **194** (1) 23–47 (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2023.05.039363>

Received 19 January 2023, revised 15 April 2023

Physics – Uspekhi **67** (1) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2023.05.039363>