

Магнитная связь жидкого ^3He с твердотельными диэлектриками (Обзор)

В. В. Налетов, М. С. Тагиров, Д. А. Таюрский

Казанский государственный университет, ул. Кремлевская, 18, г. Казань, 420008, Россия
E-mail: dtayursk@mi.ru

Статья поступила в редакцию 16 ноября 2001 г., после переработки 14 января 2002 г.

Изложены результаты теоретических и экспериментальных исследований магнитной связи жидкого ^3He (в нормальной фазе) с монокристаллами и мелкодисперсными порошками диэлектрических ван-флековских парамагнетиков и их диамагнитных аналогов.

Викладено результати теоретичних та експериментальних досліджень магнітного зв'язку рідкого ^3He (в нормальній фазі) з монокристалами і дрібнодисперсними порошками діелектричних ван-флексівських парамагнетиків та їх діамагнітних аналогів.

PACS: 67.55.-s, 67.60.-g, 67.65.+z, 76.60.-k

Содержание

Введение	431
1. Магнитная связь жидкого ^3He и твердотельного субстрата	433
2. Магнитная связь между жидким ^3He и диэлектрическим ван-флековским парамагнетиком LiTmF_4 и его диамагнитным аналогом LiYF_4	436
2.1. ЯМР жидкого ^3He в контакте с диамагнитными кристаллами LiYF_4	437
2.2. Релаксация ядер жидкого ^3He в контакте с кристаллами LiYF_4 - LiTmF_4	439
2.3. Релаксация ядер ^3He на поверхности кристаллов и магнитно-ориентированных порошков	441
2.4. Ядерная магнитная релаксация жидкого ^3He в порах мелкозернистого порошка LiYF_4 , заполненных водой	442
2.5. Ядерная магнитная релаксация жидкого ^3He в квантовых растворах ^3He - ^4He , заполняющих поры мелкозернистого порошка LiYF_4	444
2.6. О возможности динамической поляризации жидкого ^3He с использованием диэлектрических ван-флековских парамагнетиков	445
Заключение	446
Список литературы	446

Введение

Одной из фундаментальных проблем современной физики являются исследования явлений на границе раздела двух физически разнородных сред и, в частности, процессов переноса через эту границу. К числу таких проблем относится про-

блема магнитной связи между жидким ^3He и твердотельным субстратом. Обнаруженное более 30 лет назад аномально малое тепловое сопротивление (сопротивление Капицы) на границе жидкого ^3He с церий-магниевым нитратом при $T = 10$ мК [1,2] стимулировало активное исследование магнитных свойств жидкого ^3He , граница-

щего с твердым телом. Вполне естественно, что при исследованиях подобного рода необходимо знать как физические свойства обоих компонентов, так и состояние границы раздела.

Исследования свойств квантовой ферми-жидкости — жидкого ^3He — представляет интерес как с точки зрения фундаментальной науки, так и с прикладной точки зрения. Являясь единственной природной ферми-жидкостью, жидкий ^3He — уникальная экспериментальная база для проверки многих теоретических положений современной физики. Так, например, открытие в 1971 г. сверхтекучести в жидком ^3He [3] позволило проверить такие идеи современной теоретической физики, как одновременное существование в системе нескольких нарушенных симметрий, топологические дефекты поля параметра порядка и т.д. [4]. С другой стороны, сверхтекучий жидкий ^3He представляет собой систему с анизотропной сверхтекучестью и с этой точки зрения изучение его свойств может способствовать более глубокому пониманию физики сверхпроводимости, процессов в ранней Вселенной и природы нейтронных звезд (см., например, [5]).

Уникальное свойство жидкого ^3He , жидкого ^4He и их растворов благодаря большой величине нулевых колебаний атомов сохранять жидкое состояние (при давлении насыщенных паров) вплоть до абсолютного нуля делают их незаменимыми рабочими веществами низкотемпературной физики. При этом, конечно же, важную роль играет знание процессов теплообмена между этими квантовыми жидкостями и твердотельными веществами. В случае жидкого ^3He одним из возможных каналов теплопередачи является магнитная связь — перенос энергии между магнитными степенями свободы твердого тела и ядерной спиновой системой жидкого ^3He .

В качестве твердотельного субстрата в исследованиях магнитной связи выбирали различные вещества (диэлектрические порошки, металлические порошки, стекла). Одними из весьма перспективных веществ для изучения магнитного канала передачи энергии от жидкого ^3He к твердому телу и обратно являются магнитно-анизотропные диэлектрические ван-флековские парамагнетики. Впервые эффекты магнитной связи в подобных системах наблюдались в лаборатории магнитной радиоспектроскопии Казанского государственного университета [6,7].

Особый класс твердотельных магнетиков — ван-флековские парамагнетики — изучаются достаточно давно. Сильное сверхтонкое взаимодействие делает эти вещества весьма интересными с

точки зрения исследований электронно-ядерного магнетизма. Индуцированное на ядре редкоземельного ван-флековского иона магнитное поле во много раз превышает внешнее приложенное магнитное поле, так что частоты ядерного магнитного резонанса (ЯМР) в таких системах занимают промежуточное положение между обычными ЯМР частотами и частотами электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), что позволяет говорить о так называемом «усиленном» ядерном магнитном резонансе. Интерметаллические ван-флековские парамагнетики обычно обладают кубической симметрией, в то время как большинство диэлектрических ван-флековских парамагнетиков имеют симметрию ниже кубической, так что для них характерна анизотропия эффективного гиромагнитного отношения ядер ван-флековского иона [8]. Весьма сильная зависимость частот ЯМР от направления приложенного магнитного поля позволяет добиваться совпадения резонансных частот ядерных спинов ван-флековских ионов и жидкого ^3He , т.е. наблюдать резонансную магнитную связь. Отметим здесь, что подобная резонансная связь наблюдалась только в экспериментах на одном из диэлектрических ван-флековских парамагнетиков — этилсульфате тулия [6], при этом все зависело от состояния кристаллической поверхности (данный кристалл не допускает длительного вакуумирования) и, как следствие, не было полной воспроизводимости результатов. В экспериментах с аналогичным диэлектрическим ван-флековским парамагнетиком — двойным фторидом тулия LiTmF_4 , который обладает более стойкой к внешним воздействиям кристаллической поверхностью, эффект резонансной магнитной связи вообще не наблюдался [7]. Однако сомнений в существовании подобного эффекта не было, так как спустя пять лет Ричардсон с сотрудниками [9] наблюдали аналогичный эффект резонансной магнитной связи ядерных спинов азота ^{14}N и жидкого ^3He . В этих экспериментах резонансные условия обеспечивались наличием начального расщепления и меньшим гиромагнитным отношением ядерных спинов азота ($I = 1$) по сравнению с ядерными спинами ^3He ($I = 1/2$), не обладающими начальным расщеплением. Отсюда однозначно следовало, что необходимо последовательное и глубокое изучение поверхности твердотельного субстрата и внешних воздействий, приводящих к изменению его состояния.

Особый интерес представляет изучение свойств диэлектрических ван-флековских парамагнетиков в сильных магнитных полях и при сверхнизких

температурах (см. обзор [10]), а также магнитной связи с ними жидкого ^3He в этих условиях. Подобные исследования представляют интерес не только с фундаментальной, но и с прикладной точки зрения. Например, только в таких условиях можно получить высокополяризованное (спиновое) состояние жидкого ^3He . Спин-поляризованные ферми-системы представляют собой особое состояние материи, обладающее новыми, весьма нетривиальными свойствами, позволяющими пролить свет на многие фундаментальные проблемы современной физики [11–25]. С другой стороны, многообещающие применения гиперполяризованного газообразного ^3He в медицине [26–32] ставят вопрос о механизмах поляризации ферми-системы из чисто фундаментального в область прикладных задач.

На сегодняшний день высокополяризованное состояние жидкого ^3He получают двумя основными методами:

1) оптическая накачка газообразного ^3He [33,34] и дальнейшее быстрое ожижение [34];

2) поляризация твердого ^3He методом «грубой силы» при сверхнизких температурах и в сильных магнитных полях и дальнейшее быстрое плавление [35–37].

В этом плане одним из возможных методов поляризации жидкого ^3He могла бы служить передача высокополяризованного состояния магнитных моментов твердого тела к ядерным спинам жидкого ^3He посредством магнитной связи. В связи с этим представляет несомненный интерес исследование возможности использования динамической поляризации ядер твердотельного субстрата для получения высокой поляризации ядерных спинов жидкого ^3He .

Наконец, в проблеме магнитной связи важную роль играет знание физического состояния границы раздела жидкий ^3He — твердое тело. При достаточно низких температурах за счет довольно высокого потенциала адсорбции на поверхности твердого тела существуют несколько атомных слоев твердотельной пленки ^3He , магнетизм которой играет ключевую роль в процессах передачи намагниченности от жидкого ^3He к твердому телу. Кроме того, сама поверхность твердого тела обладает физическими свойствами, отличными от свойств объемного тела. Исследования этих свойств, несомненно, могли бы существенно улучшить наше понимание природы магнитной связи жидкого ^3He и твердотельного субстрата.

Все изложенное выше свидетельствовало о необходимости комплексного изучения процессов магнитной связи жидкого ^3He и твердотельного

субстрата, включающего в себя исследования как самих граничащих сред, так и явлений непосредственно на границе раздела. Данный обзор посвящен изложению основных результатов наших экспериментальных и теоретических исследований свойств жидкого ^3He , находящегося в контакте с диэлектрическим ван-флековским парамагнетиком — двойным фторидом тулия LiTmF_4 — и его диамагнитным аналогом LiYF_4 . В первой части обзора мы кратко резюмируем данные, полученные при исследованиях магнитной связи жидкого ^3He с различными твердотельными субстратами. Второй раздел посвящен изложению основных экспериментальных и теоретических данных, полученных при исследовании магнитной связи жидкого ^3He в контакте с кристаллами и мелкодисперсными порошками LiTmF_4 и LiYF_4 . В заключении резюмированы основные результаты.

1. Магнитная связь жидкого ^3He и твердотельного субстрата

Впервые вопрос о магнитной связи жидкого ^3He и твердотельного субстрата возник в 1965 году после серии экспериментов Абея с сотрудниками [1] по измерению теплоемкости жидкого ^3He при низких температурах, в которых были обнаружены аномалии в температурном поведении удельной теплоемкости жидкого ^3He . Заметим, что в действительности этот вопрос имеет более длительную историю: еще в работах Ромера [38,39] было установлено влияние стенок контейнера на релаксацию спинов жидкого ^3He . Из анализа картины установления теплового равновесия между жидким ^3He и церий-магниевым нитратом (ЦМН) $\text{Mg}_3\text{La}_2(\text{NO}_3)_{12}\cdot 24\text{H}_2\text{O}:\text{Ce}^{3+}$, используемым в экспериментах Абея [1] для охлаждения и измерения температуры жидкого ^3He , была экспериментально рассчитана величина теплового сопротивления на границе жидкий ^3He — ЦМН при температурах 2–15 мК [2]. Полученное значение оказалось аномально малым и не описывалось в рамках теории теплового (фонового) сопротивления Капицы. Теория акустического сопротивления Капицы между жидким ^3He и твердым телом была разработана Бекаревичем и Халатниковым [40] и Гаворе [41]. Суть ее в том, что ввиду существенной разницы скоростей фононов в твердом теле и в жидком ^3He только ничтожная их часть (10^{-5}) проникает из жидкости в твердотельный субстрат. При этом считается, что при $T < 0,1$ К энергия фононов твердого тела передается коллективным модам нулевого звука в жидком ^3He . Для величины сопротивления Капицы, определяемой следующим образом:

$$R_K = \left(\frac{\partial \dot{Q}}{\partial T} \right)^{-1}, \quad (1.1)$$

где \dot{Q} означает тепловой поток через единицу площади границы жидкий ${}^3\text{He}$ —твердое тело, теория [42] с учетом вклада поперечного нулевого звука дает температурную зависимость теплового сопротивления вида $R_K \sim T^{-3}$:

$$R_K = \frac{15\hbar^3 \rho_s v_T^3}{2\pi^2 \rho_l k_B^4 T^3 (a_1 c_{L0} + a_2 c_{T0}) F}. \quad (1.2)$$

Здесь ρ_s и ρ_l означают плотности твердого тела и жидкого ${}^3\text{He}$ соответственно, v_T — скорость поперечных фононов в твердом теле, c_{L0} и c_{T0} — скорости продольного и поперечного нулевого звука в нормальном жидком ${}^3\text{He}$, F — функция плотностей и скоростей фононов твердого тела и жидкого ${}^3\text{He}$. Параметры a_1 и a_2 имеют величины порядка единицы и выражаются через параметры теории ферми-жидкости Ландау F_0 и F_1 .

В 1968 году Уитли [43] впервые предложил качественно новый подход для описания аномально малого теплового сопротивления на границе жидкого ${}^3\text{He}$ и твердого тела [1,2]. В этой работе предполагалось, что кроме фононного механизма передачи энергии через границу жидкий ${}^3\text{He}$ —ЦМН существует спиновый механизм и энергия может передаваться непосредственно из спиновой системы ЦМН (Ce^{3+} : $g_{\parallel} = 0,25$, $g_{\perp} = 1,84$ [44]) к спин-системе жидкого ${}^3\text{He}$. При температурах ниже 20 мК спиновый механизм становится доминирующим над фононным. Эти работы положили начало новому направлению фундаментальных исследований поверхностных эффектов в системе ${}^3\text{He}$ —твердое тело. Очень много работ посвящено исследованию эффектов магнитной связи между ядерными спинами жидкого ${}^3\text{He}$ и магнитными моментами в твердотельном субстрате, причем в качестве последнего выбирались различные вещества как по химическому составу, так и по физическому состоянию (полимеры, порошки, стекла, монокристаллы и т.д.). Однако, несмотря на интенсивные исследования в течение тридцати лет, полного понимания механизма магнитной связи так и не достигнуто. Данные различных экспериментов зачастую не согласуются друг с другом, а в некоторых случаях вообще не обнаруживают магнитной связи на границе твердое тело—жидкий ${}^3\text{He}$. В целом исследования магнитной связи жидкого ${}^3\text{He}$ и твердого тела можно условно классифицировать по двум направлениям:

1) магнитная связь ядерных спинов жидкого ${}^3\text{He}$ и электронных магнитных моментов твердого тела [45–55];

2) магнитная связь ядерных спинов жидкого ${}^3\text{He}$ и ядерных магнитных моментов твердого тела [56–72].

Ван-флековский парамагнетизм по величине эффективного гиромагнитного отношения занимает как бы «промежуточное» положение между обычными электронным и ядерным магнетизмом (см., например, [10]), поэтому в приведенную выше классификацию можно добавить третье направление — магнитная связь ядерных спинов жидкого ${}^3\text{He}$ и поляризационных магнитных моментов твердотельных ван-флековских парамагнетиков [6,7,73,74].

Не имея возможности в настоящем обзоре полностью осветить данную проблему и все предложенные подходы к ее исследованиям, кратко рассмотрим современное состояние проблемы. Прежде всего отметим, что наблюдения прямой «резонансной» связи между ядерными спинами жидкого ${}^3\text{He}$ и магнитными моментами твердого тела достаточно редки и большая роль в процессе обмена намагниченностью между жидким ${}^3\text{He}$ и твердотельным субстратом отводится твердотельной пленке ${}^3\text{He}$, адсорбированной на поверхности субстрата (этот вопрос и свойства пленки подробно изложены в [75,76]).

Твердый «объемный» ${}^3\text{He}$ (трехмерный) и поверхностный ${}^3\text{He}$ (двумерный) являются прекрасными модельными объектами для изучения процессов спинового упорядочения. Этим объясняется очень большой спектр экспериментальных работ по изучению свойств поверхностного ${}^3\text{He}$ (в качестве субстрата брались различные вещества: пленка Мулар, графит, графойл, серебряная пудра, пористое стекло Вусог и др.).

Твердый «объемный» ${}^3\text{He}$ имеет склонность к антиферромагнитному упорядочению с температурой перехода в антиферромагнитное состояние порядка 1,1 мК.

Адсорбированный ${}^3\text{He}$ изменяет свои характеристики в зависимости от количества атомов, находящихся на поверхности субстрата. Методами дифракции нейтронов и по измерению теплоемкости было показано, что первый адсорбированный монослой проявляет себя как твердотельная пленка. Это связано с тем, что поверхностные атомы ${}^3\text{He}$ находятся под действием сил Ван дер Ваальса со стороны подложки. Потенциал этих сил достаточно короткодействующий, быстро убывающий с расстоянием до субстрата. Характерные значения [49,77,78] для потенциала ад-

сорбции следующие: основное состояние отдельного атома ^3He , адсорбированного на графите, характеризуется энергией локализации 136 К, первое возбужденное состояние 64 К, разность между ними представляет энергию делокализации 72 К. Энергия делокализации из второго атомного слоя адсорбированного ^3He существенно ниже — порядка 10 К. Эти величины показывают, насколько сильно адсорбированный ^3He удерживается подложкой. Что касается движения атомов ^3He в адсорбированной пленке, то при температурах жидкого гелия таковым является квантовое туннелирование атомов ^3He .

Магнитные свойства адсорбированного ^3He и их изменение с увеличением числа атомов в адсорбированном слое достаточно хорошо изучены [79–81]. Намагниченность ^3He подчиняется закону Кюри–Вейсса:

$$M = \frac{CH_0}{T - \Delta}, \quad (1.3)$$

где Δ — константа Вейсса, C — константа Кюри. Так, при малом числе молекул на поверхности субстрата он имеет склонность к антиферромагнитному упорядочению ($\Delta < 0$). При увеличении числа молекул ^3He в слое магнитные свойства изменяются на ферромагнитные. Константа обменного взаимодействия J , приводящего к ферромагнитному упорядочению, может быть оценена из следующего соотношения: $J \approx 3\Delta$. Поскольку Δ для монослоя ^3He порядка 3 мК, константа обменного взаимодействия составит около 10 мК. С последующим увеличением толщины адсорбированного слоя свойства первого монослоя сильно меняются, так как его плотность возрастает под воздействием вышележащих слоев ^3He . В итоге после «укладки» более чем 3 слоев весь адсорбированный ^3He может быть охарактеризован как ферромагнитный с температурой Вейсса $\Delta = 0,5$ мК. При дальнейшем увеличении толщины слоя его свойства не изменяются.

В работе [61] был предложен прямой механизм взаимодействия ^3He – ^{19}F (DLX-6000). Авторами было показано, что перенос намагниченности между двумя зеемановскими резервуарами осуществляется благодаря модуляции диполь-дипольного взаимодействия ^3He – ^{19}F квантовым туннелированием (квантовым движением) атомов ^3He в адсорбированном слое. Все другие типы движения в потенциале такой величины при температурах жидкого гелия запрещены. Поэтому возникает необходимость рассмотреть влияние магнетизма адсорбированного ^3He на свойства жидкого ^3He в случае, когда вклад поверхност-

ных атомов существен (пористые стекла, графит, мелкодисперсные порошки).

Многочисленные эксперименты по измерению намагниченности ^3He в пористых системах (атомы ^3He в этом случае находятся в ограниченной геометрии пространства пор) показали, что величина магнитной восприимчивости таких систем может быть охарактеризована выражением [59]

$$\chi = \frac{(1-f)C}{T_F^{**}} + \frac{fC}{T - \Delta}. \quad (1.4)$$

Первое слагаемое описывает температурно-независимый вклад восприимчивости Паули вырожденной ферми-жидкости ^3He (при температурах $T < T_F^{**}$; $T_F^{**} \sim 0,5$ К — температура Ферми), а второе слагаемое — вклад в восприимчивость адсорбированного слоя ферромагнитного ^3He ; f — доля поверхностных атомов. Для различных пористых субстратов температура Вейсса изменяется в пределах 0,2–0,8 мК. В случае добавления в жидкий ^3He небольшого количества ^4He вклад твердотельного слоя пропадает. Это происходит благодаря тому, что коэффициент адсорбции ^4He существенно больше, чем ^3He [49].

Для объяснения экспериментальных результатов по магнитной релаксации жидкого ^3He в образце DLX-6000 Хаммел и Ричардсон предложили модель релаксации жидкого ^3He посредством твердотельной пленки адсорбированного ^3He [82]. Модель основывается на трех гипотезах: а) весь жидкий ^3He релаксирует через поверхностную пленку адсорбированного ^3He (что вполне очевидно, так как время релаксации «объемного» жидкого ^3He составляет около 1000 с [38,39]); б) твердотельный поверхностный ^3He и «объемный» жидкий ^3He обмениваются намагниченностью за время существенно меньшее, чем время релаксации адсорбированного ^3He (высокий коэффициент спиновой диффузии в жидком ^3He $D = 10^{-4}$ см²/с); в) время релаксации ^3He в адсорбированном слое не зависит от температуры (независимость от температуры вытекает из того, что в адсорбированном ^3He разрешен только квантовый обмен). С учетом того, что магнитная восприимчивость системы описывается выражением (1.4), авторы получили линейную зависимость от температуры времени магнитной релаксации жидкого ^3He при температурах, ниже температуры Ферми. Такой механизм релаксации будет, возможно, проявлять себя при очень низких температурах и в системах, где отношение

поверхностных атомов к атомам, принадлежащим «объемной» жидкости, не так мало.

При температурах жидкого гелия намагниченность адсорбированного слоя (а значит, и его магнитная теплоемкость) пренебрежимо малы по сравнению с намагниченностью «объемного» жидкого ^3He . Отметим здесь, что исследования свойств адсорбированного слоя ^3He проводились, как правило, на субстратах с достаточно однородной поверхностью. Если же принять во внимание реальную форму поверхности мелкодисперсных порошков (см., например, [83]), то можно ожидать существенного изменения свойств адсорбированного слоя ^3He . В частности, можно предположить, что весьма сильные неоднородности поверхности будут приводить к ослаблению корреляций между магнитными моментами адсорбированных атомов ^3He , что будет проявляться в уменьшении намагниченности и магнитной теплоемкости.

Все приведенные выше доводы говорят о несостоятельности модели [82] для объяснения релаксации всего «объемного» жидкого ^3He через адсорбированный слой при гелиевых температурах, когда толщина этого слоя очень мала. В этой ситуации для релаксации жидкого ^3He необходим энергетический резервуар с существенно большей теплоемкостью. Таким резервуаром может выступать, например, резервуар дефектных парамагнитных центров, возникающих на твердотельной поверхности. Вновь встает вопрос о детальном исследовании физических свойств поверхности твердотельного субстрата и ее роли в процессах релаксации жидкого ^3He .

Однако при наличии весьма сильных неоднородностей на твердотельной поверхности возникает, как будет показано ниже, дополнительный канал релаксации намагниченности жидкого ^3He , связанный с существенным изменением характера движения атомов жидкого ^3He в порах на поверхности твердого тела и в пространстве между частицами мелкодисперсных порошков.

Резюмируя все сказанное выше, отметим, что при исследовании явлений, происходящих на границе жидкий ^3He —твердое тело, твердотельный субстрат берется, как правило, в виде порошков, пористых аморфных веществ, пористых полимеров, т.е. образцов с хорошо развитой поверхностью. Очевидно, что использование в экспериментах таких неупорядоченных систем, как твердотельные порошки, в значительной мере усложняет интерпретацию экспериментальных данных и, возможно, нивелирует некоторые проявления непосредственной магнитной связи ядерных

спинов жидкого ^3He с магнитными моментами твердого тела. Поэтому при интерпретации экспериментальных данных по магнитной релаксации жидкого ^3He в контакте с твердым телом должны быть учтены по меньшей мере три фактора:

- 1) существование магнитных моментов (электронных или ядерных) в твердом теле, граничащем с жидким ^3He ;
- 2) влияние адсорбированных твердотельных слоев ^3He ;
- 3) ограниченное размерами пор на твердотельной поверхности и размерами пространства между частицами мелкодисперсных порошков движение атомов ^3He [84].

2. Магнитная связь между жидким ^3He и диэлектрическим ван-флековским парамагнетиком LiTmF_4 и его диамагнитным аналогом LiYF_4

Из всего класса диэлектрических ван-флековских парамагнетиков кристаллы этилсульфат тулия (TmES) и двойной фторид тулия (LiTmF_4) являются наиболее изученными в настоящее время. Оба кристалла обладают сравнительно высокой (аксиальной) симметрией, им свойственна сильная анизотропия γ -тензора ядер ^{169}Tm , спин которых равен $1/2$, и, следовательно, отпадает необходимость учета квадрупольных эффектов в магнитной релаксации. Все упомянутое выше делает эти два вещества весьма привлекательными с точки зрения сравнения результатов экспериментальных исследований кинетики спинов жидкого ^3He , находящегося в контакте с кристаллической поверхностью, с теоретическими представлениями и расчетами. Как уже отмечалось выше, монокристалл этилсульфата тулия был использован в первых опытах [6], которые позволили обнаружить существование резонансной магнитной связи ядер ^{169}Tm с ядрами тонкой пленки (0,1 мм) жидкого ^3He , покрывающей всю поверхность цилиндрического образца TmES ($h = 3$ мм, $d = 3$ мм). Для лучшей воспроизводимости результатов во всех дальнейших экспериментах использовалось химически стойкое кристаллическое соединение LiTmF_4 . Более того, определенные надежды на усиление эффектов резонансной магнитной связи возлагались вначале на замену монокристаллических образцов двойного фторида тулия магнитно-ориентированными порошками LiTmF_4 , которые по своим магнитным свойствам представляли собой аналог монокристалла LiTmF_4 и, что очень важно, обладали главным преимуществом — имели хорошо развитую крис-

таллическую поверхность [7]. В определенном смысле эти надежды оправдались — была обнаружена анизотропия релаксации продольной намагниченности ядер жидкого ^3He , находящегося в порах магнитно-ориентированного порошка LiTmF_4 с размерами частиц < 57 мкм, < 20 мкм, $2-4$ мкм и < 1 мкм. Однако прямых доказательств влияния кросс-релаксации эти эксперименты не дали.

В результате анализа экспериментальных результатов, полученных для монокристаллов TmES и магнитно-ориентированных порошков LiTmF_4 , сделан вывод о необходимости проведения исследований для предельно простой геометрии объема жидкого ^3He и с контролируемым качеством поверхности. С этой целью в [84] нами была изучена магнитная релаксация жидкого ^3He в контакте с кристаллами ван-флековского парамагнетика LiTmF_4 , содержащего ядерные магнитные моменты ^{169}Tm с гиромагнитным отношением, близким к гиромагнитному отношению ^3He , и его диамагнитного аналога LiYF_4 . Малая поверхность границы кристалла и жидкого ^3He позволяет исключить из рассмотрения влияние адсорбированных твердотельных слоев ^3He , а использование монокристалла при специальной обработке его поверхности [85] давало возможность свести к минимуму влияние неоднородностей.

Отметим также, что большинство исследований магнитной релаксации ^3He в контакте с твердым телом проводились при очень низких температурах ($< 0,1$ К). При таких температурах жидкий ^3He является вырожденной ферми-жидкостью, и его кинетические свойства могут быть описаны в рамках теории ферми-жидкости Ландау на языке элементарных возбуждений. Так, например, элементарный процесс релаксации продольной намагниченности заключается в распаде спиновой волны с нулевым волновым вектором на две спиновые волны с противоположными отличными от нуля волновыми векторами.

При температурах от 1,5 до 3 К, при которых и проводились измерения в наших экспериментах, жидкий ^3He является невырожденной квантовой жидкостью, для которой не пригодна теория Ландау, и обладает рядом интересных свойств, обусловленных большой энергией нулевых колебаний [86-89]. При этих температурах, по-видимому, необходимо учитывать влияние реального движения атомов на магнитную релаксацию [84].

2.1. ЯМР жидкого ^3He в контакте с диамагнитными кристаллами LiYF_4

На рис. 1 представлена схема экспериментальной ячейки, использованной в наших экспериментах для измерения импульсного ЯМР жидкого ^3He [84]. Два монокристалла ($\text{LiTmF}_4\text{-LiYF}_4$ и $\text{LiYF}_4\text{-LiYF}_4$) цилиндрической формы (диаметром 6,0 мм и высотой 6,0 мм) плотно вставлялись в цилиндрический контейнер из эпоксидной смолы «Stycast 1266A», при этом ось кристалла с была направлена перпендикулярно оси цилиндра. В плоскопараллельный зазор размером 100 мкм между тщательно отполированными поверхностями монокристаллов конденсировался ^3He через капилляр из нержавеющей стали. В экспериментах с чистым ^3He примесь более распространенного изотопа ^4He не превышала 0,04%. Постоянное магнитное поле \mathbf{H}_0 было ориентировано в плоскости зазора в одном случае параллельно, в другом — перпендикулярно оси s . Кристалл LiTmF_4 , по данным ЭПР, содержит парамагнитные примеси Nd^{3+} (0,023% по отношению к ионам Tm^{3+}) и Gd^{3+} (0,007%). В кристалле LiYF_4 концентрация примесей в 3-4 раза меньше.

Для жидкого ^3He , граничащего с диамагнитными кристаллами LiYF_4 , наблюдались достаточно короткие времена продольной T_1 и поперечной T_2 релаксации ядерных спинов:

$$T_1 = 7 \text{ с}, \quad T_2 = 5,8 \text{ мс} \quad \text{при } T = 1,5 \text{ К}. \quad (2.1)$$

Обратим внимание на тот факт, что для изотропной объемной жидкости, каковой является жидкий ^3He в макроскопическом зазоре между кристаллами, времена продольной и поперечной релаксации отличаются на три порядка.

Проанализируем сначала поперечную релаксацию. Такое короткое время распада поперечной намагниченности ядер ^3He может быть вызвано

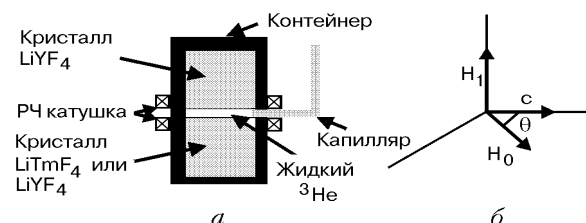


Рис. 1. Экспериментальная ячейка (а) и геометрия магнитных полей (б) [84].

только градиентами магнитных полей в зазоре между кристаллами. Поскольку диамагнитные кристаллы LiYF_4 не содержат собственных электронных магнитных моментов, способных создать макроскопическое поле вблизи границы кристалла, а содержание парамагнитных примесей в наших образцах мало, то остаются только два источника этих градиентов: а) неоднородность поля электромагнита; б) магнитные поля F -центров, локализованных на поверхности кристалла [90,91]. Для сопоставления времен поперечной релаксации ядер ^3He , находящихся в зазоре между кристаллами LiYF_4 - LiYF_4 и LiYF_4 - LiTmF_4 , измерения T_2 были выполнены при одинаковых значениях неоднородности внешнего магнитного поля. Это позволило выделить различные вклады в T_2 .

Измеренное значение скорости продольной релаксации — неожиданно большое для данных условий эксперимента. По порядку величины такая скорость релаксации всего на порядок меньше, чем скорость релаксации жидкого ^3He , наблюдаемая в экспериментах, где жидкий ^3He находится в контакте с твердотельными частицами субмикронных размеров [7], и на два порядка больше, чем скорость продольной релаксации ядер объемного жидкого ^3He [38,39], где намагниченность ^3He релаксирует за счет модуляции диполь-дипольных взаимодействий, вызванной диффузионным движением. В нашем случае намагниченность ядер жидкого ^3He может быть передана либо в зеemanовский резервуар парамагнитных примесей, либо в резервуар обменных движений атомов ^3He в твердотельной пленке, адсорбированной на поверхности кристалла [82]. Что касается последнего фактора, то поверхность наших кристаллов неизмеримо меньше площади поверхности всех твердотельных частиц, граничащих с жидким ^3He в экспериментах с порошками, а наблюдаемые скорости релаксации не столь сильно различаются, поэтому мы можем пренебречь влиянием твердотельных слоев ^3He .

Оценим возможность влияния примесных парамагнитных ионов, содержащихся в кристаллах, на продольную релаксацию жидкого ^3He . Для наличия теплового контакта между примесными парамагнитными ионами и ядрами ^3He (перевороты ядерных спинов ^3He за счет флуктуаций намагниченности примесных атомов) необходимо выполнение определенного соотношения между магнитными теплоемкостями ^3He C_{He} и примесных ионов C_{imp} :

$$C_{\text{He}} T_1^{-1} = C_{\text{imp}} T_{1,\text{imp}}^{-1}. \quad (2.2)$$

Расчеты показывают, что при данных концентрациях примесей и при всех разумных значениях скоростей спин-решеточной релаксации примесей $T_{1,\text{imp}}^{-1}$ не удается достичь выполнения равенства (2.2) даже по порядку величины. Подобное же заключение можно сделать и для парамагнитных F -центров, находящихся на поверхности кристалла — их концентрация намного меньше концентрации этих же центров на кристаллической поверхности частиц мелкодисперсного порошка [91].

Таким образом, эти два механизма не объясняют наблюдаемую величину скорости продольной релаксации. Поскольку измеренная величина довольно близка к значению скорости продольной релаксации ядер жидкого ^3He в контакте с твердотельными порошками [7], имеет смысл искать объяснение наших экспериментов именно в процессах, происходящих вблизи поверхности кристаллов LiYF_4 . Общим для монокристалла и порошка из монокристаллических частиц является то, что даже после обработки монокристалла на поверхности остаются неоднородности размером не более 100 \AA и такие же неоднородности, естественно, есть и на поверхности монокристаллических частиц, только в последнем случае, поскольку общая поверхность частиц больше поверхности монокристалла, этих неоднородностей больше (см. результаты атомно-силовой микроскопии и ЯМР криопорометрии в [91]). Разумно предположить, что эти микротрещины имеют фрактальный характер подобно трещинам на поверхности металлов [92]. Возможный вид этих неоднородностей приведен на рис. 2, назовем

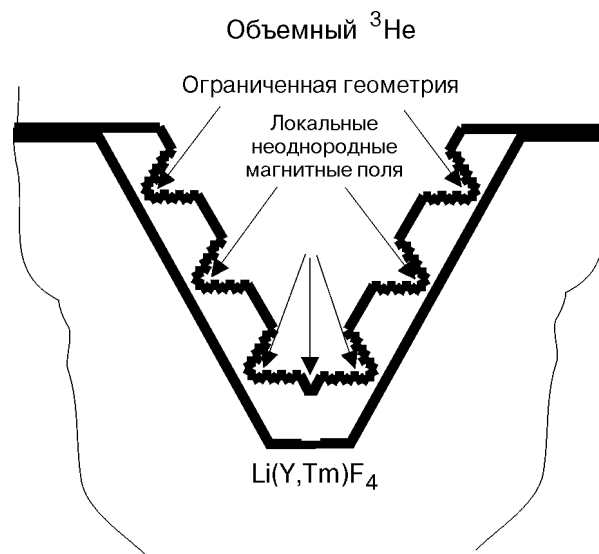


Рис. 2. Возможный вид структуры микротрещины на поверхности кристалла (профиль поверхности имеет вид типа кривой Коха).

их условно «фрактальными колодцами». Тогда вполне реален следующий механизм продольной релаксации: намагниченность ядер объемной жидкости ^3He за счет процессов диффузии быстро (за времена порядка T_2) передается ядрам ^3He , находящимся в микротрещинах, где, как было показано в [84] (см. ниже), за счет влияния ограниченной геометрии изменяется спектральный состав диффузионного движения и релаксация происходит за счет модуляции диполь-дипольных взаимодействий, обусловленной движением атомов ^3He . Такой же механизм продольной релаксации имеет место и в порошке LiYF_4 (образец V в работе [7]).

2.2. Релаксация ядер жидкого ^3He в контакте с кристаллами $\text{LiYF}_4\text{-LiTmF}_4$

Замена одного из диамагнитных кристаллов LiYF_4 на кристалл ван-Флековского парамагнетика LiTmF_4 приводит к существенному увеличению скоростей как поперечной, так и продольной релаксации намагниченности ядер жидкого ^3He . Более того, в релаксационных параметрах жидкого ^3He появляется анизотропия, отражающая магнитные свойства субстрата. Результаты полученных температурной, полевой и концентрационной зависимостей скорости продольной релаксации ядер жидкого ^3He в зазоре между кристаллами $\text{LiYF}_4\text{-LiTmF}_4$ представлены на рис. 3–5.

Во всех экспериментах, выполненных при тех же условиях, что и в системе $\text{LiYF}_4\text{-LiYF}_4$ (ширина спинового эха на полувысоте составляет 30 мкс в поле 2,4 кЭ), эволюцию поперечной намагниченности удавалось описать выражением

$$\frac{M(2\tau_1)}{M(0)} = \exp \left[- \left(\frac{2\tau_1}{T_2} \right)^n \right], \quad (2.3)$$

где $M(2\tau_1)$ – амплитуда спинового эха при задержке τ_1 между зондирующими $\pi/2$ - и π -импульсами. Как видно из таблицы, измерения обнаруживают появление дополнительного источника градиентов магнитного поля, который, однако, не сказывается на интегральной ширине спинового эха. Наши расчеты показывают, что ван-Флековская намагниченность кристалла LiTmF_4 не может создать в зазоре между кристаллами $\text{LiYF}_4\text{-LiTmF}_4$ требуемую неоднородность магнитного поля. Максимальная расчетная величина неоднородности магнитного поля на расстоянии 5 мкм составляет 0,5 Э на 1 см. Разумно предположить, что источниками этих локальных градиентов магнитного поля являются дефектные парамагнитные ионы Tm^{3+} , расположенные на стенках

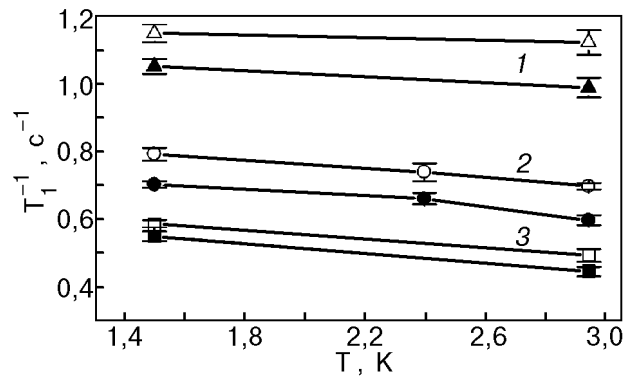


Рис. 3. Температурная зависимость скорости продольной релаксации ядер жидкого ^3He в зазоре между кристаллами $\text{LiYF}_4\text{-LiTmF}_4$ при $H_0 = 6,1$ (1), 2,4 (2) и 1,19 (3) кЭ. Светлые символы соответствуют $H_0 \perp c$, темные – $H_0 \parallel c$ [84].

микротрещин [90,91]. Различные значения скоростей поперечной релаксации ядер жидкого ^3He в перпендикулярной и параллельной ориентациях H_0 свидетельствуют об анизотропии магнитной восприимчивости дефектных парамагнитных центров Tm^{3+} .

Таблица

Параметры поперечной релаксации ядерных спинов жидкого ^3He

Образцы	Параметр	$T = 1,5 \text{ K}$		$T = 2,95 \text{ K}$	
		$H_0 \parallel c$	$H_0 \perp c$	$H_0 \parallel c$	$H_0 \perp c$
$\text{LiYF}_4\text{-LiTmF}_4$	$T_2, \text{ мс}$	5,47(6)	1,74(3)	4,5(1)	1,40(3)
	n	2,4(1)	2,2(1)	2,3(1)	2,1(4)
$\text{LiYF}_4\text{-LiYF}_4$	$T_2, \text{ мс}$	5,8(3)		–	
	n	1			

Рассмотрим, каким образом предложенный механизм может объяснить температурную и полевую

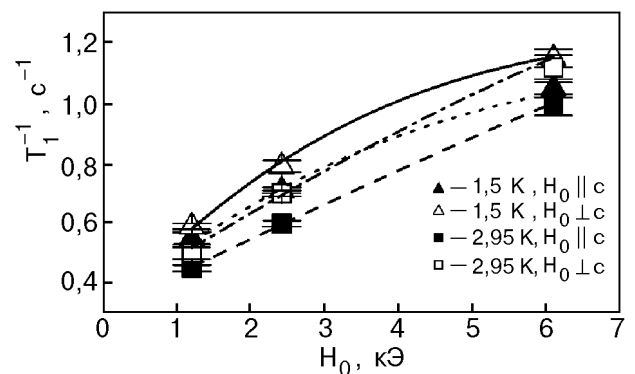


Рис. 4. Зависимость скорости продольной релаксации ядер жидкого ^3He от величины магнитного поля H_0 в зазоре между кристаллами $\text{LiYF}_4\text{-LiTmF}_4$ при различных температурах и ориентации магнитного поля [84].

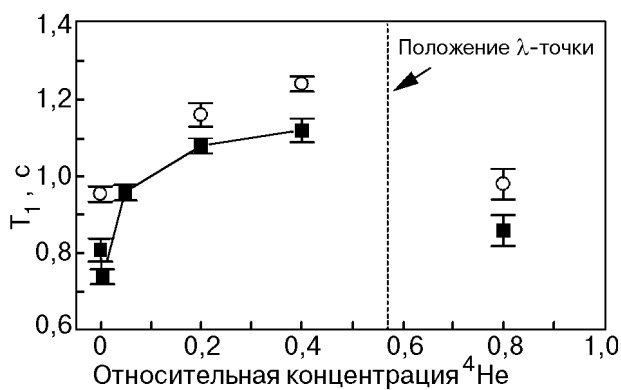


Рис. 5. Зависимость скорости продольной релаксации ядер жидкого ^3He от концентрации ^4He в зазоре между кристаллами $\text{LiYF}_4\text{-LiTmF}_4$; температура $T = 1,5 \text{ K}$, частота ЯМР $19,8 \text{ МГц}$; $\mathbf{H}_0 \parallel c$ (\circ), $\mathbf{H}_0 \perp c$ (\blacksquare) [84].

зависимости скоростей продольной релаксации ядер жидкого ^3He . Отметим, что наблюдаемые температурная и полевая зависимости не могут быть описаны в рамках традиционных подходов: релаксация в резервуар спин-спиновых взаимодействий парамагнитных примесей, прямой перенос намагниченности от ядер жидкого ^3He к резонирующим ядрам субстрата, релаксация в резервуар обменных движений атомов ^3He в адсорбированной твердотельной пленке. Последний механизм не эффективен вследствие малости поверхности контакта ^3He и кристалла. Единственными ядрами, которым спины ^3He могут прямым

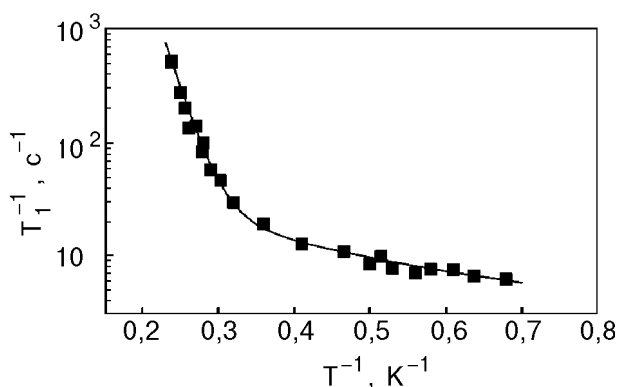


Рис. 6. Температурная зависимость скорости продольной релаксации ядер ^{169}Tm в монокристалле LiTmF_4 при ориентации $\mathbf{H}_0 \parallel c$. Сплошная кривая – расчет по формуле: $T_1^{-1} = 3,4T^{1,5} + 4 \cdot 10^7 \exp(-47,5/T)$, где первое слагаемое обусловлено релаксацией ядер тулия через парамагнитные примеси, а второе – флуктуациями сверхтонкого магнитного поля, создаваемого $4f$ -оболочкой иона Tm^{3+} ; показатель экспоненты хорошо согласуется с величиной энергии первого возбужденного дублета в кристалле LiTmF_4 [84].

образом передать свою намагниченность, в наших экспериментах являются ядра ^{169}Tm , скорость спин-решеточной релаксации которых убывает с понижением температуры (см. рис. 6). Кроме того, магнитная теплоемкость ядер поверхностных ван-Флековских ионов Tm^{3+} недостаточна для обеспечения теплового контакта. Что касается релаксации через парамагнитные примеси, то помимо их малой концентрации на поверхности этот механизм дает обратные температурные и полевые зависимости [93]. Наиболее вероятным представляется следующий механизм релаксации. Как и в опытах с диамагнитными кристаллами $\text{LiYF}_4\text{-LiYF}_4$, за счет процессов диффузии намагниченность ядер объемного жидкого ^3He быстро достигает ядер ^3He , находящихся в непосредственной близости к поверхности кристалла LiTmF_4 . Релаксация продольной намагниченности обеспечивается движением атомов ^3He в микротрещинах на поверхности, как и в случае диамагнитных кристаллов. Однако это движение в ограниченной геометрии (во «фрактальных колодцах») происходит в условиях большой локальной неоднородности магнитного поля, создаваемой дефектными парамагнитными ионами тулия, находящимися в стенках колодца. С одной стороны, наличие этих неоднородностей приводит к ускорению процессов релаксации ядерных спинов ^3He в этих колодцах. (В работе [94] была рассмотрена отчасти похожая ситуация – продольная релаксация намагниченности частиц, движущихся в случайном флуктуирующем магнитном поле. В результате этого движения с увеличением поля и понижением температуры скорость релаксации возрастала. Подобная тенденция наблюдается и в наших экспериментах. Однако непосредственное использование этой модели здесь невозможно, так как, во-первых, поля дефектных парамагнитных ионов сильно анизотропны, а во-вторых, жидкий ^3He имеет ряд особых свойств, отмеченных выше.) С другой стороны, ядерные спины этих атомов ^3He , находящихся в таких неоднородностях магнитных полей, имеют различные зеемановские частоты, что затрудняет обмен намагниченностью между такими атомами. Таким образом, эффективность данного механизма будет определяться конкуренцией двух процессов: ускорение релаксации в неоднородных магнитных полях и обмен намагниченностью между атомами ^3He в приповерхностном слое.

В рамках предложенного механизма могут быть интерпретированы и данные по релаксации продольной намагниченности ядер ^3He в растворах $^3\text{He}\text{-}^4\text{He}$ (рис. 5). Добавление ^4He приводит

к тому, что в микротрещинах преимущественно будут находиться атомы ^4He вследствие разных величин ван-дер-ваальсовских взаимодействий с атомами стенок субстрата. Поэтому проникновение атомов ^3He в микротрещины все более затрудняется с ростом концентрации ^4He , и скорость продольной релаксации ^3He уменьшается. Отметим, что концентрационная зависимость T_1^{-1} (рис. 5) очень напоминает кривую адсорбции ^4He в растворах ^3He - ^4He [49]. При переходе в сверхтекучее состояние коэффициент диффузии атомов ^3He увеличивается, так что происходит весьма сильное ускорение передачи намагниченности от объемных атомов ^3He к приповерхностным, и скорость релаксации ^3He увеличивается практически до значений, измеренных в чистом ^3He .

2.3. Релаксация ядер ^3He на поверхности кристаллов и магнитно-ориентированных порошков

Как в обсуждаемых исследованиях, так и в экспериментах с мелкодисперсными порошками [7] было обнаружено, что релаксация продольной намагниченности ^3He , находящегося в контакте с поверхностью ван-флековского парамагнетика LiTmF_4 , протекает быстрее, чем в таких же опытах с диамагнетиком LiYF_4 . Это убедительно свидетельствует о существовании магнитной связи ^3He с подложкой, так что для обобщения экспериментальных данных имеет смысл резюмировать наиболее важные особенности релаксации ^3He в магнитно-ориентированных порошках LiTmF_4 при $T = 1,5$ К, отраженные в следующих соотношениях (числа в скобках обозначают размер частиц порошка, индексами \parallel и \perp отмечено направление внешнего поля относительно оси c' — оси преимущественной ориентации частиц порошка):

$$T_{1\parallel} \ll T_{1\perp}, \quad (2.4)$$

$$T_{1\parallel}(< 20 \text{ мкм}) \approx T_{1\parallel}(< 1 \text{ мкм}) \ll T_{1\parallel}(2-4 \text{ мкм}), \quad (2.5)$$

$$T_{2\parallel}(< 1 \text{ мкм}) = 12 \text{ мкс} \ll T_{2\perp}(< 1 \text{ мкм}). \quad (2.6)$$

Как видно, время T_1 существенно уменьшается только при $\mathbf{H}_0 \parallel c'$ и только в тех образцах, которые содержат большое число частиц субмикронных размеров и, следовательно, имеют хорошо развитую поверхность. При этом малым оказывается и время релаксации T_2 . В образце с частицами мельче 1 мкм время $T_{2\parallel}$ оказывается даже

меньше, чем для ядер ^{19}F в CaF_2 [93]. Поскольку магнитные моменты ядер ^3He меньше, чем ядер фтора, а расстояния между ними не могут быть меньше расстояния между спинами ^{19}F в CaF_2 , приходится допустить, что релаксация поперечной намагниченности ^3He в образце с субмикронными частицами LiTmF_4 происходит не только из-за диполь-дипольного взаимодействия ядерных спинов ^3He друг с другом, но и благодаря воздействию флуктуирующих магнитных полей со стороны поверхности парамагнетика. Более того, принимая во внимание чрезвычайно сильное воздействие на релаксацию ядер ^3He ($T_{2\parallel}(< 1 \text{ мкм}) = 12 \text{ мкс}$), приходится допустить, что источником этих флуктуирующих полей являются парамагнитные центры, располагающиеся в непосредственной близости от поверхности кристаллических частиц порошка. Наши эксперименты показывают, что естественные примеси типа Nd^{3+} , Gd^{3+} и других редкоземельных ионов не способны привести к наблюдаемым эффектам, поэтому наиболее вероятными претендентами на роль акценторов нам представляются ионы Tm^{3+} , которые располагаются вблизи поверхности в узлах с сильно искаженной симметрией и имеют большие магнитные моменты.

Таким образом, решающую роль в процессе переноса намагниченности играют поверхностные атомы ^3He , хорошо связанные с приповерхностной системой парамагнитных центров кристалла. Естественно, такой канал ядерной релаксации объемного ^3He может работать только при условии достаточно быстрого обмена энергией между объемным и приповерхностным ^3He , т.е. при наличии спиновой диффузии. В поле $\mathbf{H}_0 \perp c'$ ван-флековская намагниченность LiTmF_4 весьма велика, поэтому в пространстве между частицами порошка ядерные спины жидкого ^3He испытывают действие сильно неоднородного поля (градиенты достигают 100 Э на размер поры). Следствием этого должен быть разброс ларморовских частот ядерных спинов ^3He и разрыв связи между ядрами ^3He в объеме и в непосредственной близости от поверхности. По-видимому, именно это обстоятельство и находит отражение в наблюдаемых свойствах (см. (2.4) и (2.6)). Отметим, что в недавней работе [97] особенности магнитной релаксации жидкого ^3He также объяснялись с учетом диффузионного движения атомов ^3He вблизи поверхности.

Очевидно, что в экспериментах с порошками необходим учет роли твердотельной адсорбированной пленки ^3He на развитой поверхности образцов. Поэтому возникает вопрос о соотношении

вкладов в скорость продольной релаксации ядер ^3He за счет квантового обмена на поверхности субстрата и вследствие релаксации в микротрещинах. К сожалению, имевшихся до начала данного исследования экспериментальных данных по порошкам было недостаточно для окончательных выводов о роли твердотельной пленки. Например, в экспериментах с самым крупным порошком (< 57 мкм) добавление изотопа ^3He не приводило к увеличению T_1 , что говорит о неэффективности в данном случае релаксации за счет обмена. С другой стороны, в экспериментах [57] надежно установлено, что твердотельная пленка ^4He (1–2 монослоя) существенно замедляет процесс восстановления продольной намагниченности. По-видимому, причина несоответствия этих результатов кроется в том, что поверхность образца с самыми крупными частицами недостаточно большая.

2.4. Ядерная магнитная релаксация жидкого ^3He в порах мелкодисперсного порошка LiYF_4 , заполненных водой

С целью дальнейшего изучения степени влияния дефектных парамагнитных центров на кристаллической поверхности на магнитную релаксацию ядер жидкого ^3He были проведены эксперименты по измерению температурной зависимости времени продольной релаксации T_1 ядер ^3He при различной степени заполнения микротрещин на кристаллической поверхности молекулами дистиллированной воды [83]. Мелкодисперсный порошок LiYF_4 помещали в стеклянную ампулу (Pugex) с коэффициентом заполнения 0,5, затем откачивали в течение нескольких суток и на некоторое время приводили в контакт с насыщенным водяным паром при комнатной температуре. После отсоединения от объема с насыщенным водяным паром образец достигал равновесного состояния за несколько часов. Степень заполнения микротрещин водой контролировали методом ЯМР криопорометрии, описанным в [83]. Величина скорости продольной релаксации ядерных спинов жидкого ^3He при каждой температуре определяли по 50-ти значениям амплитуды сигнала спада свободной индукции при различных временах задержки τ между зондирующими радиочастотными импульсами ($\pi/2 - \tau - \pi/2$).

На рис. 7 представлена температурная зависимость скорости продольной релаксации ядер жидкого ^3He в контакте с «сухим» порошком LiYF_4 [98]. Хотя полученная температурная зависимость и является слабой, но знак производной явно противоположен тому, что наблюдалось в

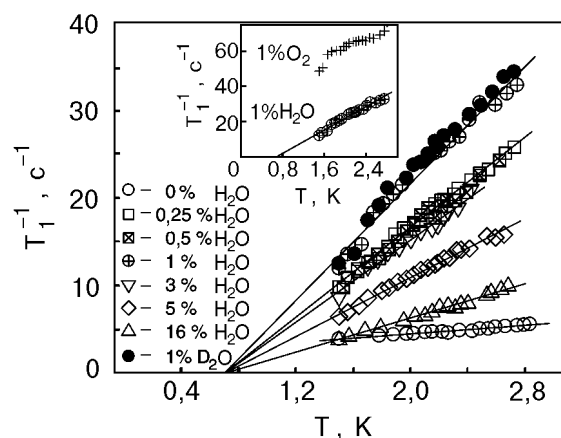


Рис. 7. Температурная зависимость скорости продольной релаксации ядерных спинов жидкого ^3He в порах «сухого» (0% H_2O) микронного порошка LiYF_4 (○) и в порах порошка, заполненных дистиллированной водой и тяжелой водой, при различном заполнении пустот молекулами воды (в процентах от общего объема пустот образца). На вставке — сравнение скоростей релаксации жидкого ^3He при 1% заполнении пустот образца водой H_2O и кислородом O_2 [98].

более ранних исследованиях магнитной связи и нами в экспериментах по магнитной релаксации жидкого ^3He в контакте с монокристаллами LiYF_4 – LiTmF_4 (рис. 3), где скорость продольной релаксации была пропорциональна намагниченности твердотельных магнитных моментов, а следовательно, уменьшалась с повышением температуры. Для того чтобы понять причину столь кардинального изменения температурной зависимости, запишем выражение для теплового контакта ядерной спиновой системы жидкого ^3He и твердотельного субстрата в рамках предложенной нами выше модели релаксации:

$$C_{\text{He}} T_{1,\text{meas}}^{-1} = C_{\text{He,bulk}} T_{1,\text{diff}}^{-1} + C_{\text{He,rest}} T_{1,\text{rest}}^{-1}, \quad (2.7)$$

где

$$C_{\text{He}} = C_{\text{He,bulk}} + C_{\text{He,rest}} \quad (2.8)$$

есть общая магнитная теплоемкость ядерных спинов жидкого ^3He , состоящая из двух слагаемых, относящихся соответственно к атомам объемного (bulk) ^3He и к атомам, находящимся в микротрещинах на кристаллической поверхности (rest); $T_{1,\text{meas}}$ — измеряемое время релаксации; $T_{1,\text{diff}}$ представляет собой характеристическое время переноса продольной намагниченности ядерных спинов жидкого ^3He от атомов объемной жидкости к атомам, находящимся в ограниченной геомет-

рии в микротрещинах на кристаллической поверхности, а $T_{1,\text{restr}}$ есть не что иное как время релаксации ядерной намагниченности атомов жидкого ^3He , находящихся в этих микротрещинах. Это время может определяться несколькими механизмами:

1) прямой перенос намагниченности к магнитным моментам твердотельного субстрата с близкими по величине ларморовскими частотами (см., например, [56]); этот механизм наиболее эффективен при их полном совпадении (см., например, [6,72]);

2) релаксация продольной намагниченности в сильно флуктуирующих локальных магнитных полях, создаваемых дефектными парамагнитными центрами на поверхности микротрещин;

3) релаксация за счет флуктуаций локальных полей при квантовом обмене атомов ^3He на поверхности твердого тела [82]; очевидно, что при температурах выше 1 К этот механизм малоэффективен в силу малости числа адсорбированных атомов ^3He ;

4) релаксация в ограниченной геометрии из-за существенных изменений спектральных характеристик диффузионного движения; согласно нашим расчетам [84], этот механизм должен давать температурно-независимый вклад (в пренебрежении температурной зависимостью коэффициента диффузии) в измеряемую скорость релаксации.

Из уравнения (2.7) следует, что в экспериментах с монокристаллами, рассмотренных выше, узким местом процесса является релаксация намагниченности у поверхности из-за малой относительной доли атомов ^3He в микротрещинах. По характеру температурной и полевой зависимостей (рис. 3 и 4) можно сделать вывод о том, что доминирующим механизмом релаксации является второй механизм из упомянутых выше. Действительно, возрастание намагниченности дефектных парамагнитных центров за счет температуры или магнитного поля приводит к усилению амплитуды флуктуирующих магнитных полей, что и ускоряет процесс релаксации.

В экспериментах с мелкодисперсными порошками, результаты которых представлены в данном разделе, относительная доля атомов ^3He в микротрещинах велика из-за хорошо развитой кристаллической поверхности микронных частиц порошка. Но благодаря большим локальным магнитным полям в микротрещинах ларморовские частоты ядерных спинов атомов жидкого ^3He в микротрещинах довольно существенно отличаются от ларморовской частоты ядерных спинов объ-

емного жидкого ^3He . При этом очевидно, что в такой ситуации узким каналом в релаксации будет передача намагниченности от объемной жидкости к ядерным спином ^3He в микротрещинах. Поэтому возрастание намагниченности дефектных парамагнитных центров за счет понижения температуры будет еще более увеличивать рассогласование ларморовских частот и, как следствие этого, замедлять процесс релаксации продольной намагниченности. При этом достаточно большой температурно-независимый вклад в скорость релаксации определяется механизмом релаксации в ограниченной геометрии.

Резюмируя сказанное выше, можно отметить, что данные этих экспериментов подтвердили наше предположение о том, что эффективность магнитной релаксации жидкого ^3He в контакте с твердым субстратом определяется конкуренцией двух процессов: ускорение релаксации в неоднородных магнитных полях и обмен намагниченностью между атомами жидкого ^3He .

Во всех экспериментах по изучению магнитной релаксации ядерных спинов жидкого ^3He в порах мелкодисперсного порошка LiYF_4 , заполненных водой, эволюция продольной намагниченности хорошо описывалась одной экспонентой. Эти результаты представлены на рис. 7 «открытыми» символами. Сравнение полученных зависимостей с данными измерений скорости релаксации ядер жидкого ^3He в контакте с «сухим» порошком LiYF_4 показывает, что если в случае «сухого» порошка температурная зависимость довольно слабая, то даже небольшое заполнение микротрещин молекулами H_2O приводит к увеличению скорости магнитной релаксации жидкого ^3He и к сильной линейной температурной зависимости типа Кюри–Вейсса с характеристической температурой $T_C = 0,7$ К. Подобное поведение $T_1^{-1}(T)$ указывает на существенную роль молекул воды как в вытеснении атомов жидкого ^3He из микротрещин, так и в магнетизме поверхности. Весьма небольшое заполнение микротрещин водой прежде всего сказывается на уменьшении рассогласования ларморовских частот, так как быстрорелаксирующие атомы жидкого ^3He вытесняются молекулами воды из областей с наибольшими неоднородностями локальных магнитных полей. Дальнейшее же увеличение концентрации молекул воды приводит к существенному уменьшению магнитной теплоемкости быстрорелаксирующих атомов жидкого ^3He (см. уравнение (2.7)). Возрастание угла наклона температурной зависимости скорости продольной релаксации жидкого ^3He при увеличении концентрации молекул воды от

0,25 до 1% указывает на то, что упомянутое выше рассогласование ларморовских частот уменьшается, т.е. уменьшаются пространственные флуктуации локальных магнитных полей в микротрещинах на поверхности. Этот факт может быть объяснен появлением некоторых корреляций между магнитными моментами дефектных центров. Поэтому разумно предположить, что дефектные парамагнитные центры [90,91], сконцентрированные на поверхности, образуют обменно-связанные магнитные пары или кластеры, в которых обменное взаимодействие осуществляется за счет переноса спиновой плотности через молекулярные орбитали кислорода в молекулах воды. На это указывает тот факт, что при замене обычной воды на дейтерированную картина температурной зависимости скорости релаксации не изменяется (рис. 7, «закрытые» символы). Увеличение температуры приводит к уменьшению намагниченности таких обменно-связанных пар и, как следствие, к увеличению скорости релаксации ядерной намагниченности жидкого ^3He . Дополнительным аргументом в пользу наших представлений о картине магнитной релаксации жидкого ^3He в контакте с кристаллической поверхностью может служить полевая зависимость тангенса угла наклона $T_1^{-1}(T)$ при $T = 1,5$ К и 0,5% заполнении микротрещин молекулами воды, представленная на рис. 8. Увеличение магнитного поля и, соответственно, подавление корреляций между дефектными парамагнитными центрами приводит к росту пространственных неоднородностей локальных магнитных полей в микротрещинах и к уменьшению скорости релаксации. Проведение количественных оценок характеристической температуры для подобных магнитно-связанных пар и установление структуры кластеров на данном этапе исследований не представляется возможным ввиду отсутствия детальной информации о

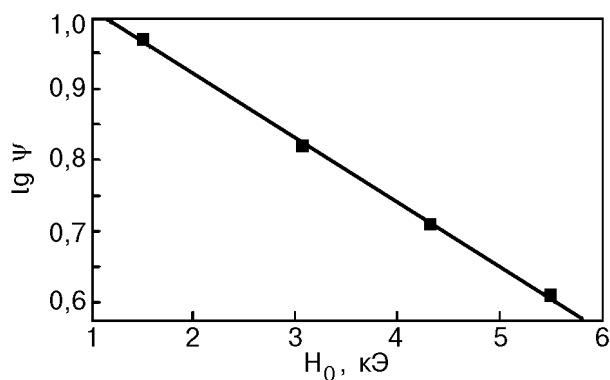


Рис. 8. Полевая зависимость тангенса угла наклона $T_1^{-1}(T)$ при $T = 1,5$ К и 0,5% заполнении пустот образца молекулами H_2O [98].

волновых функциях дефектных парамагнитных центров. Однако полученное экспериментальное значение $T_C = 0,7$ К лежит в разумных пределах с учетом двумерного характера расположения дефектных центров и их концентрации на поверхности [91]. Согласно нашим расчетам [84], механизм релаксации в ограниченной геометрии наиболее эффективен при размерах пор менее 50 Å. Поэтому неудивительно, что в экспериментах с заполнением пор водой температурно-независимый вклад в скорость магнитной релаксации отсутствует и экстраполяция всех температурных зависимостей на рис. 7 дает одну и ту же характеристическую температуру.

Если описанный механизм магнитной релаксации за счет образования обменно-связанных пар или кластеров является верным, то замена диамагнитных молекул воды на парамагнитные молекулы кислорода (что фактически означает покрытие всей поверхности микротрещин твердотельной пленкой кислорода, которая, возможно, находится в магнитно-упорядоченном состоянии) должна сгладить пространственные флуктуации локальных магнитных полей и увеличить скорость продольной релаксации. Действительно, такое ускорение более чем в два раза и наблюдается в эксперименте (вставка на рис. 7).

Всю совокупность экспериментальных данных — температурную, полевую и концентрационную зависимости скорости релаксации продольной намагниченности ядерных спинов жидкого ^3He — удастся описать формулой

$$T_1^{-1} = A + \frac{T - T_C}{CH_0}, \quad (2.9)$$

где H_0 — напряженность магнитного поля, C — коэффициент, содержащий информацию как о магнитных свойствах поверхностных парамагнитных центров, так и о магнитных взаимодействиях с ними ядерных спинов жидкого ^3He . Постоянное слагаемое A описывает вклад механизма релаксации в ограниченной геометрии.

2.5. Ядерная магнитная релаксация жидкого ^3He в квантовых растворах ^3He - ^4He , заполняющих поры мелкодисперсного порошка LiYF_4

В предыдущем параграфе были обсуждены результаты исследований магнитной релаксации жидкого ^3He в порах мелкодисперсного порошка LiYF_4 с частичным заполнением нанотрещин водой, которая в условиях эксперимента находилась в твердом состоянии. Представляет несо-

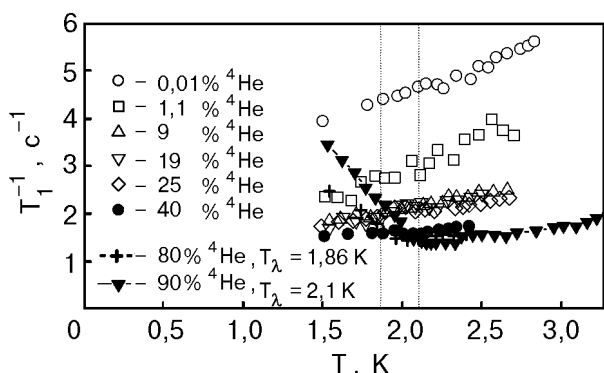


Рис. 9. Температурная зависимость скорости продольной релаксации ядерных спинов жидкого ^3He в порах микронного порошка LiYF_4 для различных концентраций растворов ^3He - ^4He [83]. Вертикальными пунктирными линиями показаны положения λ -точек для сверхтекучих растворов.

мненный интерес замена классической жидкости на квантовую. Различие в энергиях адсорбции изотопов гелия (^3He и ^4He) позволяет контролируемым образом заполнять нанотрещины атомами ^4He . На рис. 9 приведены температурные зависимости времени продольной релаксации жидкого ^3He для различных квантовых растворов ^3He - ^4He [83]. Увеличение концентрации диамагнитного жидкого ^4He монотонно понижает скорость релаксации за счет уменьшения постоянной A в формуле (2.9) и ослабляет температурную зависимость. Такое поведение становится понятным, если учесть, что вытеснение атомами ^4He атомов ^3He из нанотрещин уменьшает долю быстрорелаксирующих ядерных спинов ^3He . Подобное поведение отмечалось в наших экспериментах с монокристаллами LiYF_4 . Дальнейшее увеличение концентрации ^4He приводит к повышению температуры перехода в сверхтекучее состояние квантового раствора и, например, при концентрациях 80 и 90% $T_\lambda = 1,86$ и $2,1$ К соответственно, что находится в пределах исследованного диапазона температур $1,5$ – 3 К. Ниже критической температуры перехода коэффициент диффузии и, соответственно, вероятность проникновения атомов ^3He в нанотрещины увеличиваются, что приводит к ускорению магнитной релаксации.

2.6. О возможности использования диэлектрических ван-флековских парамагнетиков для динамической поляризации жидкого ^3He

Во введении отмечалось, что в настоящее время спин-поляризованный жидкий ^3He получают двумя основными методами:

- поляризация твердого ^3He методом «грубой силы» и дальнейшее быстрое плавление [35–37];
- оптическая накачка газообразного ^3He [33,34] и дальнейшее быстрое ожижение [34].

Первый из этих методов требует очень низких температур ($T < 10^{-2}$ К) и сильных магнитных полей ввиду малости величины ядерного магнитного момента. Хотя твердый ^3He в таких условиях и может быть достаточно сильно поляризован, но даже очень малый приток тепла может нагреть образец и весьма сильно деполяризовать его. Дальнейшее быстрое плавление позволяет получить жидкий спин-поляризованный ^3He , однако спиновая поляризация в жидкости релаксирует к равновесному значению в течение нескольких минут. Второй метод связан с применением достаточно мощных источников электромагнитного излучения и тоже позволяет получить высокую спиновую поляризацию, но для газообразного ^3He с довольно низкой плотностью, так что в результате дальнейшего ожижения получается весьма малое количество поляризованного ^3He . Поэтому представляет интерес рассмотреть методы непосредственной поляризации жидкого ^3He .

Спин-поляризованные квантовые растворы ^3He - ^4He (с поляризацией жидкого ^3He до 20%) могут быть получены в циркуляционном рефрижераторе растворения [99,100].

Динамические методы поляризации также могут быть применимы для получения высокого спин-поляризованного состояния жидкого ^3He . В разд. 1 мы уже упоминали об использовании парамагнитных центров во фторуглеродах для переноса спиновой поляризации к жидкому ^3He при насыщении электронного спинового резонанса [62]. В [101,102] была теоретически и экспериментально продемонстрирована возможность использования твердых диэлектрических порошков (древесный уголь) для этой цели. В [103] была рассмотрена возможность применения для динамической поляризации жидкого ^3He спинового резонанса электронов, инжектированных в жидкость с помощью сильного потенциала электрического поля.

Наши исследования свойств диэлектрических ван-флековских парамагнетиков в сильных магнитных полях и магнитной связи между ними и жидким ^3He позволили предложить эти вещества для динамической поляризации ядер жидкого ^3He [104]. Из результатов теоретических и экспериментальных исследований, изложенных выше, следует, что для динамической поляризации с помощью ван-флековских парамагнетиков могут

быть использованы два типа магнитных моментов:

1) электронно-ядерные магнитные моменты ван-флековских ионов, находящихся в объеме кристалла или кристаллических частиц порошка;

2) дефектные парамагнитные центры, образующиеся на кристаллической поверхности диэлектрических ван-флековских парамагнетиков.

Первые из перечисленных магнитных моментов обладают ярко выраженной анизотропией гиромангнитного отношения, что позволяет эффективно изменять их ларморовскую частоту путем изменения ориентации внешнего магнитного поля. В сильном магнитном поле ван-флековские ионы в объеме кристалла достаточно сильно поляризованы, и, кроме того, они регулярно расположены в узлах кристаллической решетки. Экспериментальное наблюдение высокочастотного ЭПР за счет переходов между основным и возбужденными уровнями этих ионов [10,105] позволяет надеяться на возможность использования насыщения этих переходов для поляризации ядерных спинов жидкого ^3He , находящегося в контакте с диэлектрическими ван-флековскими парамагнетиками. Одним из возможных каналов для передачи намагниченности может быть динамическая поляризация ядерных спинов лигандов за счет насыщения высокочастотного ЭПР и дальнейший перенос намагниченности в условиях резонансной магнитной связи. Однако на подобный перенос существенное влияние оказывают дефектные парамагнитные центры, находящиеся на кристаллической поверхности. С этой точки зрения для осуществления эффективной поляризации жидкого ^3He с использованием диэлектрических ван-флековских парамагнетиков необходим экспериментальный поиск методик получения кристаллов и порошков с атомно-гладкой поверхностью во избежание образования дефектных центров.

С другой стороны, поверхностные дефектные парамагнитные центры находятся в непосредственной близости к атомам жидкого ^3He , так что представляется весьма заманчивым использование насыщения ЭПР этих центров для поляризации ядерных спинов ^3He . Тем более что контролируемое изменение магнитных свойств поверхностных центров оказывает весьма существенное влияние на кинетические параметры спиновой системы жидкого ^3He [83,98]. Поэтому весьма перспективным представляется дальнейшее детальное изучение магнитных свойств поверхностных дефектных парамагнитных центров.

Заключение

Резюмируем основные результаты теоретических и экспериментальных исследований магнитной релаксации ядерных спинов жидкого ^3He в контакте с монокристаллами и мелкодисперсными порошками диэлектрического ван-флековского парамагнетика LiTmF_4 и его диамагнитного аналога LiYF_4 .

Прежде всего было показано, что связь объемного ^3He с магнитной подложкой осуществляется через атомы ^3He на поверхности и вблизи поверхности кристалла (в микротрещинах на поверхности частиц порошка и монокристаллов). Предложенная в [84] теоретическая модель описания влияния ограниченной геометрии микротрещин на кристаллической поверхности на магнитную релаксацию жидкого ^3He позволила понять основные экспериментальные закономерности и выявить различные каналы магнитной релаксации ядерных спинов жидкого ^3He в контакте с диэлектрическими порошками LiYF_4 . На основе такого анализа экспериментально продемонстрировано, что с помощью контролируемого изменения магнитных свойств поверхности твердотельного субстрата можно управлять параметрами релаксации жидкого ^3He . Было также установлено, что квантовая жидкость (^3He) может быть использована в качестве зонда для исследования магнитных свойств твердотельной поверхности при низких и сверхнизких температурах. И, наконец, предсказана возможность использования диэлектрических ван-флековских парамагнетиков для динамической поляризации ядерных спинов жидкого ^3He .

Данная работа выполнена при поддержке Nederlandse Organisatie voor Wetenschappelijk Onderzoek (NWO) и научно-образовательного центра КГУ (REC-007). Один из авторов (Д.А.Т.) признателен за поддержку Немецкому научному фонду (DFG, грант Es 43/11-1).

1. W. R. Abel, A. C. Anderson, W. C. Black, and J. C. Wheatley, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 875 (1965).
2. W. R. Abel, A. C. Anderson, W. C. Black, and J. C. Wheatley, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 273 (1966).
3. D. D. Osheroff, W. J. Gully, R. C. Richardson, and D. M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 920 (1979).
4. G. E. Volovik, *Exotic Properties of Superfluid Helium 3*, World Scientific (1992).
5. G. E. Volovik, *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America (PNAS)* **96**, 6042 (1999).
6. А. В. Егоров, Ф. Л. Аухадеев, М. С. Тагиров, М. А. Теплов, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 480 (1984).

7. А. В. Егоров, О. Н. Бахарев, А. Г. Володин, С. Л. Кораблева, М. С. Тагиров, М. А. Теплов, *ЖЭТФ* **97**, 1175 (1990).
8. Л. К. Аминов, М. А. Теплов, *УФН* **147**, 49 (1985).
9. F. W. Van Keuls, T. J. Gramila, L. J. Friedman, and R. C. Richardson, *Physica* **B165–166**, 717 (1990).
10. М. С. Тагиров, Д. А. Таюрский, *ФНТ* **28**, (2002).
11. С. Lhuillier and F. Laloe, *J. Phys. (Paris)* **40**, 239 (1979).
12. В. Castaing and P. Nozieres, *J. Phys. (Paris)* **40**, 257 (1979).
13. P. Nozieres, *Physica* **B126**, 212 (1984).
14. H. R. Glyde and S. I. Hernadi, *Phys. Rev.* **B29**, 3873 (1984).
15. И. А. Фомин, *ЖЭТФ* **81**, 347 (1997).
16. А. Е. Meyerovich and A. Stepaniants, *J. Low Temp. Phys.* **106**, 653 (1997).
17. И. А. Фомин, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 722 (1997).
18. О. Вуу, А. С. Forbes, A. S. van Steenberg, S. A. J. Wieggers, G. Remenyi, L. Puech, and P. E. Wolf, *J. Low Temp. Phys.* **110**, 311 (1998).
19. О. Вуу, А. С. Forbes, L. Puech, and P. E. Wolf, *J. Low Temp. Phys.* **110**, 381 (1998).
20. В. Cowan, W. J. Mullin, and S. Tehrani-Nasab, *Physica* **B284–288**, 176 (2000).
21. В. Villard, P. J. Nacher, and G. Tastevin, *Physica* **B284–288**, 178 (2000).
22. В. Villard and P. J. Nacher, *Physica* **B284–288**, 180 (2000).
23. О. Вуу, L. Puech, and P. E. Wolf, *Physica* **B284–288**, 182 (2000).
24. О. Вуу, L. Puech, and P. E. Wolf, *Physica* **B284–288**, 184 (2000).
25. P. E. Wolf, О. Вуу, and L. Puech, *Physica* **B284–288**, 186 (2000).
26. H. Middleton, R. D. Black, B. Saam, G. D. Cates, G. P. Cofer, R. Guenther, W. Happer, L. W. Hedlund, G. A. Johnson, K. Juvan, and J. C. Swartz, *Magn. Res. Med.* **33**, 271 (1995).
27. R. D. Black, H. L. Middleton, G. D. Cates, G. P. Cofer, B. Driehuys, W. Happer, W. L. Hedlund, G. A. Johnson, and M. D. Shattuck, *Radiology* **199**, 867 (1996).
28. P. Bachert, L. R. Schad, M. Bock, M. V. Knopp, M. Ebert, T. Grossmann, W. Heil, G. Hofmann, R. Surkau, and E. W. Otten, *Magn. Res. Med.* **36**, 192 (1996).
29. H. E. Moller, X. J. Chen, M. S. Chawla, B. Driehuys, L. W. Hedlund, and G. A. Johnson, *J. Magn. Res.* **135**, 133 (1998).
30. F. Kober, B. Koenigsberg, V. Belle, M. Viallon, J. L. Leviel, A. Delon, A. Ziegler, and M. Decorps, *J. Magn. Res.* **138**, 308 (1999).
31. G. Tastevin, *Physica Scripta* **86**, 46 (2000).
32. P. J. Nacher and G. Tastevin, *Physica* **B284–288**, 2053 (2000).
33. E. Stolz, M. Meyerhoff, N. Bigelow, M. Leduc, P. J. Nacher, and G. Tastevin, *Applied Physics* **B63**, 629 (1996).
34. M. Leduc, P. J. Nacher, G. Tastevin, and E. Courtade, *Hyperfine Interactions* **127**, 443 (2000).
35. M. Chapellier, G. Frossati, and F. B. Rasmussen, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 904 (1979).
36. S. A. J. Wieggers, P. E. Wolf, and L. Puech, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2895 (1991).
37. G. Frossati, *J. Low Temp. Phys.* **111**, 521 (1998).
38. R. H. Romer, *Phys. Rev.* **115**, 1415 (1959).
39. R. H. Romer, *Phys. Rev.* **117**, 1183 (1960).
40. И. Л. Бекаревич, И. М. Халатников, *ЖЭТФ* **39**, 1699 (1960).
41. J. Gavoret, *Phys. Rev.* **A157**, 721 (1965).
42. И. А. Фомин, *ЖЭТФ* **54**, 1881 (1968).
43. J. C. Wheatley, *Phys. Rev.* **165**, 304 (1968).
44. С. А. Альтшулер, Б. М. Козырев, *Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп*, Наука, Москва (1972).
45. A. J. Leggett and M. Vuorio, *J. Low Temp. Phys.* **3**, 359 (1970).
46. J. H. Bishop, D. W. Cutter, A. C. Mota, and J. C. Wheatley, *J. Low Temp. Phys.* **10**, 379 (1973).
47. W. C. Black, A. C. Mota, J. C. Wheatley, J. H. Bishop, and P. M. Brewster, *J. Low Temp. Phys.* **4**, 391 (1971).
48. M. Jutzler and A. C. Mota, *Physica* **B107**, 553 (1981).
49. K. Thompson, *J. Low Temp. Phys.* **32**, 361 (1981).
50. S. Saito, *Physica* **B107**, 555 (1981).
51. O. Avenel, M. P. Berglund, R. G. Gylling, N. E. Phillips, A. Vetleseter, and M. Vuorio, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 76 (1973).
52. T. Perry, K. DeConde, J. A. Sauls, and D. L. Stein, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1831 (1982).
53. S. Saito, T. Nakayama, and H. Ebisawa, *Phys. Rev.* **B31**, 7475 (1985).
54. Y. Hu, G. J. Stecher, T. J. Gramila, and R. C. Richardson, *Phys. Rev.* **B54**, 9639 (1996).
55. R. Konig, Th. Herrmannsdorfer, and I. Batko, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4787 (1987).
56. L. J. Friedman, P. J. Millet, and R. C. Richardson, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1078 (1981).
57. L. J. Friedman, T. J. Gramila, and R. C. Richardson, *J. Low Temp. Phys.* **55**, 83 (1984).
58. P. C. Hammel, M. L. Roukes, Y. Hu, T. J. Gramila, T. Mamiya, and R. C. Richardson, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 2124 (1983).
59. R. C. Richardson, *Physica* **B126**, 298 (1984).
60. M. Chapellier, L. Sniadower, G. Dreyfus, H. Al-loul, and J. Cowen, *J. Phys. (Paris)* **45**, 1033 (1984).
61. A. Schuhl, F. B. Rasmussen, and M. Chapellier, *J. Low Temp. Phys.* **57**, 483 (1984).
62. A. Schuhl, S. Maegawa, M. W. Meisel, and M. Chapellier, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1952 (1985).

63. S. Maegawa, A. Schuhl, M. W. Meisel, and M. Chapellier, *Europhys. Lett.* **1**, 83 (1986).
64. S. Maegawa, A. Schuhl, M. W. Meisel, and M. Chapellier, *Jpn. J. Appl. Phys. (suppl)* **26-3**, 323 (1987).
65. A. Schuhl, S. Maegawa, M. W. Meisel, and M. Chapellier, *Jpn. J. Appl. Phys. (suppl)* **26-3**, 333 (1987).
66. A. Schuhl, S. Maegawa, M. W. Meisel, and M. Chapellier, *Jpn. J. Appl. Phys. (suppl)* **26-3**, 325 (1987).
67. Q. Geng, M. Olsen, and F. B. Rasmussen, *J. Low Temp. Phys.* **74**, 369 (1989).
68. D. R. Swanson, D. Candela, and D. O. Edwards, *Jpn. J. Appl. Phys. (suppl)* **26-3**, 313 (1987).
69. И. С. Солодовников, Н. В. Заварицкий, *Письма в ЖЭТФ* **56**, 165 (1992).
70. И. С. Солодовников, Н. В. Заварицкий, *ЖЭТФ* **106**, 489 (1994).
71. R. W. Singerman, F. W. Van Keuls, and R. C. Richardson, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2789 (1994).
72. F. W. Van Keuls, R. W. Singerman, and R. C. Richardson, *J. Low Temp. Phys.* **96**, 103 (1994).
73. D. A. Tayurskii and M. S. Tagirov, *Appl. Magn. Res.* **6**, 587 (1994).
74. N. Mizutani, H. Suzuki, and M. Ono, *Physica* **B165-166**, 523 (1990).
75. Д. А. Таюрский, *Деп. в ВИНТИ 04.05.94*, № 1084-B94 (1994).
76. H. Godfrin and R. E. Rapp, *Adv. Phys.* **44**, 113 (1995).
77. B. Brami, F. Joly, and C. Lhuillier, *J. Low Temp. Phys.* **94**, 63 (1994).
78. M. G. Richards, *J. Phys. (Paris)* **39**, C6-1342 (1978).
79. H. Godfrin, *Can. J. Phys.* **65**, 1430 (1987).
80. A. Fukushima, S. Ogawa, and Y. Okuda, *J. Low Temp. Phys.* **88**, 483 (1992).
81. R. E. Rapp and H. Godfrin, *Phys. Rev.* **B47**, 12004 (1993).
82. P. C. Hammel and R. C. Richardson, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1441 (1984).
83. A. V. Klochkov, V. V. Naletov, M. S. Tagirov, D. A. Tayurskii, A. N. Yudin, M. R. Zhdanov, R. Sh. Zhdanov, A. A. Bukharaev, and N. I. Nurgazizov, *Appl. Magn. Res.* **19**, 199 (2000).
84. В. В. Налетов, М. С. Тагиров, Д. А. Таюрский, М. А. Теплов, *ЖЭТФ* **108**, 577 (1995).
85. Р. Ю. Абдулсабиров, С. Л. Кораблева, В. А. Сахаров, М. С. Тагиров, *Поверхность: Физика, химия, механика* **10-11**, 125 (1994).
86. А. Ф. Андреев, *Письма в ЖЭТФ* **28**, 603 (1978).
87. А. М. Дюгаев, *ЖЭТФ* **87**, 1232 (1984).
88. А. М. Дюгаев, *ЖЭТФ* **89**, 1220 (1985).
89. А. М. Дюгаев, *J. Low Temp. Phys.* **78**, 79 (1990).
90. А. В. Клочков, В. В. Налетов, М. С. Тагиров, Д. А. Таюрский, М. А. Теплов, В. Н. Ефимов, Г. В. Мамин, *Письма в ЖЭТФ* **62**, 567 (1995).
91. A. V. Klochkov, S. P. Kurzin, I. R. Mukhamedshin, D. R. Nabiullin, V. V. Naletov, H. Suzuki, I. Kh. Salikhov, M. S. Tagirov, D. A. Tayurskii, and R. Sh. Zhdanov, *Appl. Magn. Res.* **14**, 525 (1998).
92. Э. Луис, Ф. Гинеа, Ф. Флорес, *Фракталы в физике*, Мир, Москва (1988).
93. А. Абрагам, М. Гольдман, *Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок*, Мир, Москва (1984).
94. Н. Ф. Фаткуллин, *ЖЭТФ* **101**, 1561 (1992).
95. А. Абрагам, *Ядерный магнетизм*, Изд-во иностр. лит., Москва (1963).
96. D. Vollhardt and P. Wolfle, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 190 (1981).
97. A. S. van Steenberghe, S. A. J. Wieggers, P. E. Wolf, J. A. Perenboom, and J. C. Maan, *Phys. Rev.* **B58**, 925 (1998).
98. А. В. Клочков, В. В. Налетов, М. С. Тагиров, Д. А. Таюрский, *Письма в ЖЭТФ* **69**, 503 (1999).
99. A. Rodrigues and G. Vermeulen, *J. Low Temp. Phys.* **108**, 103 (1997).
100. A. Roni and G. Vermeulen, *J. Low Temp. Phys.* **121**, 761 (2000).
101. S. A. Langer, K. D. DeConde, and D. L. Stein, *J. Low Temp. Phys.* **57**, 249 (1984).
102. L. W. Engel and K. D. DeConde, *Phys. Rev.* **B33**, 2035 (1986).
103. А. Дюгаев, И. Вагнер, Ю. Овчинников, *Письма в ЖЭТФ* **59**, 610 (1994).
104. М. С. Тагиров, Д. А. Таюрский, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 652 (1995).
105. H. P. Moll, J. van Toll, P. Wyder, M. S. Tagirov, and D. A. Tayurskii, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3459 (1996).

Magnetic coupling between liquid ^3He
and solid dielectrics
(Review Article)

V. V. Naletov, M. S. Tagirov, and D. A. Tayurskii

Theoretical and experimental data on magnetic coupling between normal liquid ^3He and single crystal and fine powders of dielectric Van Vleck paramagnets and their diamagnetic analogs are reviewed.