

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физических проблем им. П.Л. Капицы
Российской академии наук

На правах рукописи

УДК 538.941



Солдатов Аркадий Александрович

Полярная фаза ^3He в нематическом аэрогеле

Специальность 01.04.09 — физика низких температур

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2019

Работа выполнена в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН.

Научный руководитель: доктор физ.-мат. наук, академик
Дмитриев Владимир Владимирович

Официальные оппоненты: доктор физ.-мат. наук,
профессор Казанского (Приволжского)
федерального университета
Тагиров Мурат Салихович

доктор физ.-мат. наук,
заведующий лабораторией Института
физики твердого тела РАН
Рязанов Валерий Владимирович

Ведущая организация: Институт теоретической физики
им. Л.Д. Ландау РАН

Защита состоится **26 июня** 2019 года в **14:00** на заседании диссертационного совета **Д 002.103.01** при Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, расположенном по адресу: 119334, г. Москва, ул. Косыгина 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института физических проблем им. П.Л. Капицы РАН и на сайте института www.kapitza.ras.ru.

Автореферат разослан «_____» _____ 2019 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
кандидат физ.-мат. наук



А.Н. Юдин

Общая характеристика работы

Актуальность работы. Степень разработанности.

Сверхтекучесть ^3He была открыта в 1972 г. и объясняется бозе-эйнштейновской конденсацией куперовских пар с орбитальным моментом и спином пары, равными 1, что приводит к сложному устройству параметра порядка и разнообразию свойств сверхтекучего состояния. Такое нестандартное (триплетное, p-wave) куперовское спаривание также происходит в ряде других систем фермионов (некоторых квантовых газах и экзотических сверхпроводниках). Сверхтекучий ^3He является идеальным модельным объектом для исследований влияния примесей на такие системы: его Ферми поверхность имеет вид сферы, его сверхтекучие фазы А и В (описываемые моделями Андерсона-Бринкмана-Мореля и Бальяна-Вертхамера соответственно) хорошо изучены, а сверхтекучую длину когерентности можно менять в широких пределах ($\xi_0 = 20\text{--}80$ нм), изменяя давление. Особый интерес представляет изучение влияния примесей на такую идеальную систему. Несмотря на то, что при сверхнизких температурах (~ 1 мК) жидкий ^3He является абсолютно чистым веществом (все примеси в нем вымерзают, а изотоп ^4He уже практически не растворяется в ^3He), в него удастся внести примеси с помощью высокопористых наноструктур (например, аэрогелей). Аэрогель представляет собой жесткий каркас из тонких нитей, пористость которого может достигать 99%. До недавнего времени для экспериментов с ^3He использовались аэрогели на основе SiO_2 (кремниевые аэрогели), синтезированные по золь-гель технологии. Нити таких аэрогелей имеют диаметр ≈ 3 нм, а характерное расстояние между ними составляет ~ 100 нм. Таким образом, нити аэрогеля играют роль протяженных примесей. Большинство образцов кремниевых аэрогелей близки к изотропным, и эксперименты показывают, что область существования сверхтекучести ^3He в таких аэрогелях

уменьшается [1,2]. При этом наблюдаются 2 сверхтекучие фазы (А-подобная и В-подобная), аналогичные А и В фазам объемного ^3He . Установлено также, что небольшая глобальная анизотропия аэрогеля (созданная в процессе синтеза образца или при механической деформации) оказывает ориентирующее влияние на параметры порядка наблюдаемых фаз, но природа фаз остается прежней [3,4].

Теоретические исследования [5,6] показали, что ситуация может принципиально измениться при использовании сильно анизотропных аэрогелей. В случае, когда нити аэрогеля ориентированы преимущественно вдоль одного направления, вместо А и В фаз могут стать выгодными новые сверхтекучие фазы: полярная фаза, полярноискаженная А фаза и полярноискаженная В фаза. Сверхтекучая щель полярной фазы обращается в нуль не в двух полюсах, как в А фазе и полярноискаженной А фазе, а на экваторе, что должно привести к ряду новых явлений в физике конденсированного состояния. Полярноискаженные А и В фазы были обнаружены [7,8] и детально исследованы [9] в экспериментах с нематическими аэрогелями, полученными в Физико-энергетическом Институте им. А.И. Лейпунского (г. Обнинск) методом селективного окисления бинарного металлического расплава Ga-Al. Этот аэрогель состоит из нитей, ориентированных параллельно друг другу (отсюда и название аэрогеля – “нематический”) и состоящих из аморфного AlOОН. Величина глобальной анизотропии такого “обнинского аэрогеля” [10] оказалась все же недостаточной для обнаружения топологически новой сверхтекучей фазы ^3He – полярной фазы [9].

Цели и задачи. Методы.

Целью данной работы является экспериментальное исследование жидкого нормального и сверхтекучего ^3He в новом наноматериале, который производит фирма ANF Technology Ltd. (Таллин, Эстония), – нафене. Нафен – это нематический аэрогель, нити которого состоят из кристаллическо-

го Al_2O_3 и не обрываются на макроскопических расстояниях (~ 1 см). В экспериментах используются образцы нафена различной пористости (93.9–98.2%). Основным инструментом экспериментального исследования является метод непрерывного и импульсного ядерного магнитного резонанса (ЯМР), применяемый в широкой области низких температур (1–60 мК), магнитных полей (20–370 Э), соответствующих частот ЯМР (80–1200 кГц) и давлений (0–29.3 бар). В экспериментах по спиновой диффузии в нормальном ^3He в нафене удастся также измерить степень глобальной анизотропии образцов нафена.

Научная новизна. Значимость.

В данной работе впервые были исследованы свойства жидкого нормального и сверхтекучего ^3He в нафене. Измерения спиновой диффузии в нормальной фазе ^3He в нафене показали, что образцы нафена являются более анизотропными, чем образцы обнинского аэрогеля. Были измерены фазовые диаграммы сверхтекучего ^3He в образцах нафена, сильно различающихся по плотности (пористости). Измерения проводились при использовании разных граничных условий для рассеяния квазичастиц ^3He : как в случае с предварительным покрытием нитей нафена несколькими атомными слоями ^4He , так и в случае чистого ^3He . С помощью методик непрерывного и импульсного ЯМР удалось провести идентификацию наблюдаемых сверхтекучих фаз. Оказалось, что в образцах нафена сверхтекучий переход происходит в новую, ранее не наблюдавшуюся фазу – полярную фазу. Область существования полярной фазы в нафене тем больше, чем выше плотность (ниже пористость) используемого образца нафена. Также установлено, что граничные условия на нитях нафена играют важную роль для реализации полярной фазы ^3He . Обнаружено, что в экспериментах с чистым ^3He реализуется либо А фаза, либо полярноискаженная А фаза, вместо полярной. При этом наблюдается заметное подавление температуры

сверхтекучего перехода по сравнению со случаем предварительного покрытия нитей ^4He .

Апробация работы.

Изложенные в диссертации результаты докладывались на:

- Международных симпозиумах по квантовым жидкостям и кристаллам (Quantum Fluids and Solids) QFS2015 (август 2015, Ниагара-Фолс, США), QFS2016 (август 2016, Прага, Чехия), QFS2018 (июль 2018, Токио, Япония).
- Международных конференциях по низким температурам (Low Temperature) LT27 (август 2014, Буэнос-Айрес, Аргентина), LT28 (август 2017, Гетеборг, Швеция).
- Международных симпозиумах по сверхнизким температурам (Ultra Low Temperature) ULT2014 (август 2014, Сан Карлос де Барилоче, Аргентина), ULT2017 (август 2017, Хайдельберг, Германия).
- Всероссийских совещаниях по физике низких температур (Низкие Температуры) НТ37 (июнь-июль 2015, Казань, Россия), НТ38 (сентябрь 2018, Шепси, Россия).
- XVIII международной молодежной научной школе “Актуальные проблемы магнитного резонанса и его применение” (октябрь 2015, Казань, Россия).
- На 57-ой (ноябрь 2014, Москва, Россия), 58-ой (ноябрь 2015, Москва, Россия), 59-ой (ноябрь 2016, Москва, Россия) научных конференциях МФТИ с международным участием.
- Семинарах и ученых советах ИФП им. П.Л. Капицы РАН.

По материалам диссертации опубликовано 3 статьи [А1–А3].

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, 5 глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 86 страниц и включает в себя основной текст, 32 рисунка, 2 таблицы, список публикаций и список литературы.

Содержание работы

Во введении обосновывается актуальность исследования и степень ее разработанности, сформулированы цели и задачи работы, методология, также обоснована научная новизна, значимость результатов и апробация работы, приведено краткое содержание диссертации по главам.

В первой главе приведен краткий обзор основных представлений об исследуемом объекте – сверхтекучем ^3He . Рассмотрены параметры порядка сверхтекучих фаз и способ их описания через орбитальный и спиновый вектора, дипольная энергия, основные уравнения спиновой динамики. Приведены фазовые диаграммы ^3He в объеме и в кремниевом аэрогеле.

Также рассмотрена спиновая динамика А, полярноискаженной А и полярной фаз ^3He в нематическом аэрогеле. Эти фазы принадлежат к классу Equal Spin Pairing (ESP), магнитная восприимчивость которых равна ее значению в нормальной фазе, в отличие от В и полярноискаженной В фаз, где магнитная восприимчивость меньше. В диссертации подробно изучаются свойства ESP фаз в аэрогеле, а В фаза рассматриваться не будет. Общая форма записи параметра порядка для полярной, полярноискаженной А и чистой А фаз имеет вид:

$$A_{\nu j} = \Delta_0 e^{i\phi} d_{\nu} (a m_j + i b n_j), \quad (1)$$

где Δ_0 – параметр сверхтекучей щели, $e^{i\phi}$ – фазовый множитель, \mathbf{d} – единичный спиновый вектор, \mathbf{m} и \mathbf{n} – взаимно ортогональные единичные вектора в орбитальном пространстве, $a^2 + b^2 = 1$. Для А фазы $a = b$, для полярноиска-

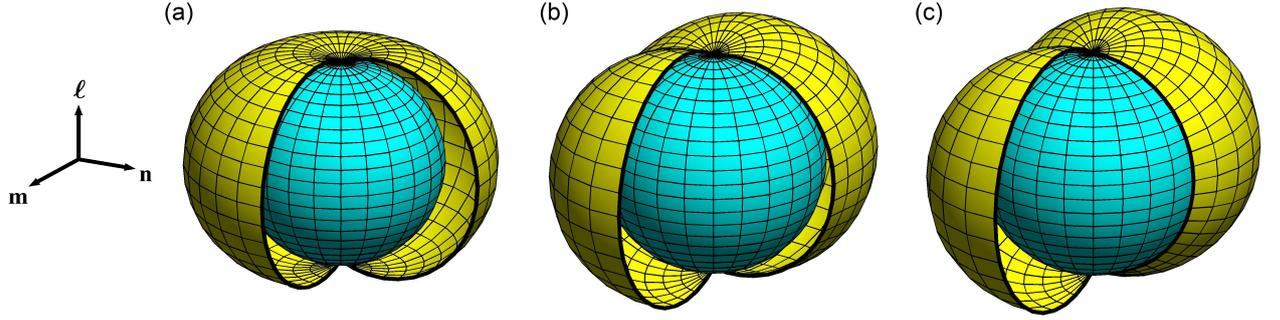


Рис. 1: Сверхтекучая щель в (a) А фазе, (b) полярноискаженной А фазе с $b^2 = 0.1$ и (c) полярной фазе.

женной А фазы $a^2 > 1/2 > b^2$, для полярной фазы $a = 1, b = 0$. Аналогично чистой А фазе, полярноискаженная А фаза обладает хиральностью, и мы можем ввести для нее орбитальный вектор $\boldsymbol{\ell} = (\mathbf{m} \times \mathbf{n})$. Ее щель обращается в 0 вдоль $\boldsymbol{\ell}$, равна $\sqrt{2}a\Delta_0$ и $\sqrt{2}b\Delta_0$ вдоль \mathbf{m} и \mathbf{n} соответственно (см. Рис. 1). Для всех фаз щель максимальна вдоль \mathbf{m} , и в случае ${}^3\text{He}$ в нематическом аэрогеле вектор \mathbf{m} согласно теории должен быть ориентирован вдоль нитей [5]. В полярной фазе щель максимальна в направлении нитей и обращается в 0 на окружности, перпендикулярной нитям, в отличие от А и полярноискаженной А фаз, где она обращается в 0 только в двух точках. Таким образом, такая особая симметрия полярной фазы ближе всего подходит для ${}^3\text{He}$ в аэрогеле, состоящего из параллельных нитей.

Следует отметить, что в А и полярноискаженной А фазах в нематическом аэрогеле вектора \mathbf{n} остаются однородными только на малых масштабах длин $L_{LIM} \sim 1 \mu\text{m}$, определяемых балансом между градиентной энергией конденсата и случайной силой, индуцированной нитями аэрогеля [11]. На больших расстояниях образуется так называемое двумерное состояние Ларкина-Имри-Ма (Larkin-Imry-Ma, LIM), которое соответствует случайному распределению векторов \mathbf{n} в плоскости, перпендикулярной нитям [7,9]. Спиновый вектор \mathbf{d} ориентируется ортогонально намагниченности

\mathbf{M} и должен быть однороден на расстояниях меньше, чем дипольная длина $\xi_D \sim 10$ мкм, который определяется балансом между дипольной и градиентной энергиями. Кроме этого, вектор \mathbf{d} в ESP фазах может быть либо пространственно однороден (состояние “спиновый нематик”, spin nematic, SN), либо случайным (состояние “спиновое стекло”, spin glass, SG) [4]. Состояние SN более выгодно и соответствует пространственно однородному распределению вектора \mathbf{d} , в то время как состояние SG можно создать, охлаждаясь из нормальной фазы через температуру сверхтекучего перехода ^3He в аэрогеле (T_{ca}), либо в импульсном ЯМР, генерируя радиочастотные импульсы, отклоняющие \mathbf{M} на большие углы, либо в непрерывном ЯМР с большой накачкой. Состояние SG метастабильно, соответствует локальному минимуму суммы градиентной, дипольной и магнитной энергий и стабилизируется неоднородным полем векторов \mathbf{n} . В этом случае \mathbf{d} однороден только на расстояниях $\lesssim \xi_D$.

Свойства ЯМР сверхтекучих фаз ^3He характеризуются сдвигом частоты ($\Delta\omega$) от ларморовского значения ($\omega_L = \chi H$), где χ – магнитная восприимчивость ^3He , \mathbf{H} – внешнее магнитное поле. Сдвиг возникает вследствие дипольного взаимодействия спинов в сверхтекучем конденсате и зависит от вида параметра порядка. В рассматриваемых ESP фазах в состоянии SN сдвиг в приближении слабой связи, то есть в случае $T_c/T_F \ll 1$, где T_c – температура сверхтекучего перехода в объемном ^3He и T_F – температура Ферми, задается уравнением:

$$2\omega_L\Delta\omega = K \left[\cos\beta - \frac{\sin^2\mu}{4} (5\cos\beta - 1) \right] \Omega_A^2, \quad (2)$$

где μ – угол отклонения \mathbf{H} от направления нитей ζ , β – угол отклонения \mathbf{M} от равновесия,

$$K = \frac{4 - 6b^2}{3 - 4a^2b^2}, \quad (3)$$

и $\Omega_A = \Omega_A(P, T) \propto \Delta_0$ – леггеттовская частота А фазы (если бы она существовала в аэрогеле и имела ту же самую температуру сверхтекучего перехода T_{ca}). В линейном непрерывном ЯМР ($\cos \beta \approx 1$) для $\mu = 0$ ($\mathbf{H} \parallel \zeta$):

$$2\omega_L \Delta\omega = K\Omega_A^2 > 0, \quad (4)$$

в то время как для $\mu = \pi/2$ сдвиг равен 0. Из уравнений (3) и (4) следует, что если известно Ω_A , то измерения $\Delta\omega$ при $\mu = 0$ позволяют определить величину полярного искажения: в А фазе $K = 1/2$, а в полярной фазе $K = 4/3$.

Сдвиг частоты непрерывного ЯМР в состоянии SG для $\mu = 0$ не отличается от случая SN состояния, но для $\mu = \pi/2$ он отрицателен и равен:

$$-K\Omega_A^2 \lesssim 2\omega \Delta\omega < 0, \quad (5)$$

Заметим, что параметр порядка полярной фазы не содержит вектора \mathbf{n} ($b^2 = 0$ в (1)). По этой причине состояние SG в полярной фазе не может стабилизироваться, а для $\mu = \pi/2$ сдвиг должен всегда равняться 0. Таким образом, наличие отрицательного сдвига в поперечном поле ($\mu = \pi/2$) является признаком SG состояния и указывает на то, что наблюдаемая сверхтекучая фаза ${}^3\text{He}$ не является чистой полярной.

Во второй главе описывается экспериментальная установка и особенности работы при сверхнизких температурах. Милликельвиновые температуры жидкого ${}^3\text{He}$ достигаются с помощью криостата ядерного размагничивания ИФП РАН [12, 13]. В качестве предварительной ступени охлаждения используется криостат растворения ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$, построенный по классической схеме, который позволяет получать температуру до ≈ 15 мК. Также рассмотрен полный цикл ядерного размагничивания, даны схемы спектрометров непрерывного и импульсного ЯМР, описаны принципы их работы.

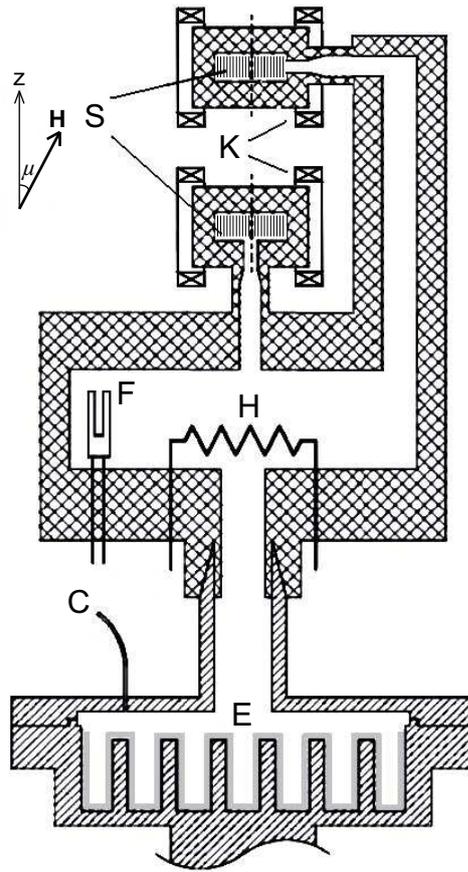


Рис. 2: Упрощенная схема экспериментальной камеры: С – капилляр заполнения, F – кварцевый резонатор, H – нагреватель, S – образцы аэрогеля в ячейках, E – теплообменник, K – катушки ЯМР.

Исследуемый жидкий ${}^3\text{He}$ находится в экспериментальной камере, который устанавливается на фланце ядерной ступени (Рис. 2). В верхнюю часть фланца вклеена цилиндрическая камера, изготовленная из эпоксидной смолы Stycast 1266. В камере находятся стандартный кварцевый резонатор F с длиной ножек ≈ 3.1 мм (“вилка”, quartz tuning fork), служащий вторичным термометром [14], и нагреватель из манганиновой проволоки H, с помощью которого можно изменять температуру в экспериментальной камере требуемым образом. Возможность перегреть ${}^3\text{He}$ относительно ступени обеспечивается скачком Капицы. Основная камера, содержащая термометр и нагреватель, соединяется с экспериментальными ячейками узкими кана-

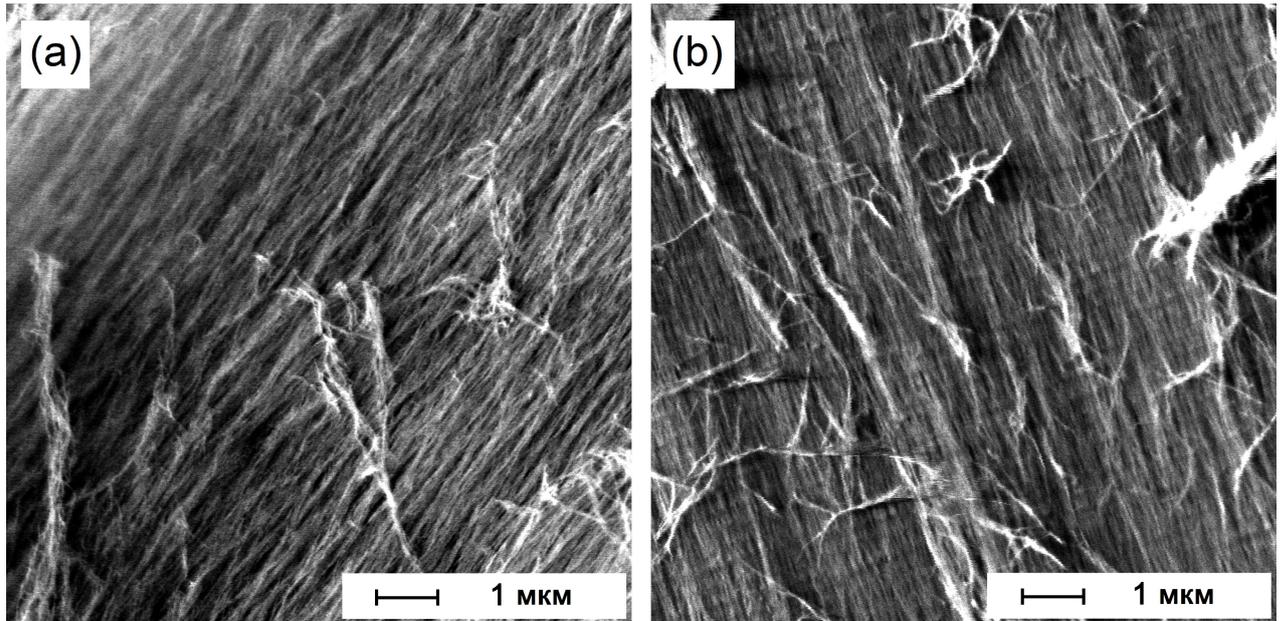


Рис. 3: Фотографии поверхности образцов, полученные методом сканирующей электронной микроскопии: (а) образец обнинского аэрогеля плотностью 30 мг/см^3 (“Обнинск-30”), (b) нафен-90.

лами. Образцы аэрогеля S , которые помещаются в ячейки свободно, имеют обычно форму прямоугольного параллелепипеда с характерными размерами $\approx 3\text{--}5 \text{ мм}$. Экспериментальная камера также имеет дополнительную ячейку (на Рис. 2 не показана), которая используется для калибровки вилки. Под действием внешней накачки вилка совершает колебания, затухающие главным образом из-за вязкости ${}^3\text{He}$, которая сильно меняется в интересующей нас области температур. Это свойство делает ее хорошим вторичным термометром. Резонанс вилки наблюдается на частоте около 31.8 кГц , а его ширина меняется в широких пределах от 40 до 3000 Гц в зависимости от степени покрытия пленкой ${}^4\text{He}$, давления и температуры в камере.

Эксперименты проводились как с чистым ${}^3\text{He}$, так и в присутствии небольшого количества ${}^4\text{He}$. В первом случае все объекты, граничащие с ${}^3\text{He}$, покрываются ~ 2 атомными слоями парамагнитного твердого ${}^3\text{He}$, в результате чего рассеяние квазичастиц ${}^3\text{He}$ на поверхности оказывается пол-

ностью диффузным и не сохраняет спин из-за процессов быстрого обмена между спинами жидкого и твердого ${}^3\text{He}$. Для изменения граничных условий для рассеяния квазичастиц ${}^3\text{He}$ добавлялся ${}^4\text{He}$, который замещает твердый ${}^3\text{He}$ и покрывает поверхности ≈ 2.5 атомными слоями. В этом случае спин при рассеянии сохраняется. При покрытии $\gtrsim 2.5$ монослоями рассеяние близко к зеркальному при давлениях $\lesssim 15$ бар и становится полностью диффузным при ≈ 25 бар, когда пленка ${}^4\text{He}$ затвердевает.

В диссертации ${}^3\text{He}$ исследовался в пяти образцах нематического аэрогеля (см. Рис. 3), отличающихся по плотности:

- 1) обнинский аэрогель плотностью 8 мг/см^3 (“Обнинск-8”);
- 2) обнинский аэрогель плотностью 50 мг/см^3 (“Обнинск-50”);
- 3) нафен плотностью 90 мг/см^3 (опытный образец, “нафен-90”);
- 4) нафен плотностью 243 мг/см^3 (опытный образец, “нафен-243”);
- 5) нафен плотностью 72 мг/см^3 (коммерческий, “нафен-72”).

Основная часть результатов была получена с использованием образцов нафена. Характеристики образцов аэрогеля, взятые из [15], для наглядности сведены в Таблицу 1.

В третьей главе приводятся теоретические предсказания для спиновой диффузии ${}^3\text{He}$ в нематическом аэрогеле в зависимости от граничных условий для квазичастиц ${}^3\text{He}$ на поверхности нитей, описаны эксперименты по измерению зависимостей тензора спиновой диффузии в образцах нафена от температуры, из которых делаются выводы о характере отражения квазичастиц и длинах свободного пробега внутри аэрогеля.

Важным параметром в теории сверхтекучего ${}^3\text{He}$ является длина свободного пробега (λ) квазичастиц ферми-жидкости, которая может быть определена из измерений коэффициента спиновой диффузии (D). При высоких температурах ($T \gtrsim 20 \text{ мК}$) λ и D соответствуют объемной ферми-жидкости ($\lambda \propto T^{-2}$ и $D \propto T^{-2}$), так как плотность квазичастиц становится

Таблица 1: Свойства образцов нематического аэрогеля: ρ – плотность, $p = 1 - \rho/\rho_0$ – пористость, d – средний диаметр нитей, $\ell \approx d\sqrt{\rho_0/\rho}$ – оценочное расстояние между нитями, s_V^{exp} – площадь поверхности в единицу объема, измеренная методом БЭТ, $s_V \approx \frac{4}{d} \frac{\rho}{\rho_0}$ – расчетная площадь поверхности в единицу объема. Здесь ρ_0 – плотность материала аэрогеля (равна 2.42 г/см³ для AlOON и 3.95 г/см³ для Al₂O₃). Полуширина распределения по диаметрам составляет ~ 1 нм.

Образец	$\rho \left(\frac{\text{МГ}}{\text{СМ}^3} \right)$	$p (\%)$	d (нм)	ℓ (нм)	$s_V^{exp} \left(\frac{\text{М}^2}{\text{СМ}^3} \right)$	$s_V \left(\frac{\text{М}^2}{\text{СМ}^3} \right)$
Обнинск-8	8	99.7	6	104	1.4 ± 0.2	2.2
Обнинск-30	30	98.8	9	81	–	5.5
Обнинск-50	50	97.9	9*	63	–	9
нафен-72	72	98.2	8	59	–	9
нафен-90	90	97.8	8	53	8 ± 1	11
нафен-243	243	93.9	9	36	13 ± 2	27

*не измерялась, для оценки ℓ принята такой же, как в образце Обнинск-30

большой. При достаточно низких температурах ($T < 10$ мК) нити аэрогеля начинают ограничивать свободный пробег квазичастиц и спиновую диффузию. В результате при $T \sim 1$ мК плотность квазичастиц уже настолько мала, что значения λ и D полностью определяются системой нитей аэрогеля и не зависят от T . В пределе $T = 0$ глобальная анизотропия нематического аэрогеля должна приводить к анизотропии спиновой диффузии ³He.

В диссертации спиновая диффузия ³He измерялась методом спинового эха при температурах 1.4–60 мК в двух образцах нафена: нафене-90 и нафене-243. Использовалось давление $P = 2.9$ бар и предварительное покрытие образцов 2.5 атомными слоями ⁴He. Измеренные температурные зависимости $D(T)$ для ориентаций градиента магнитного поля вдоль и поперек нитей нафена показаны на Рис. 4. Для определения коэффициента спиновой диффузии при нулевой температуре ($D \equiv D(0)$) эти зависимости

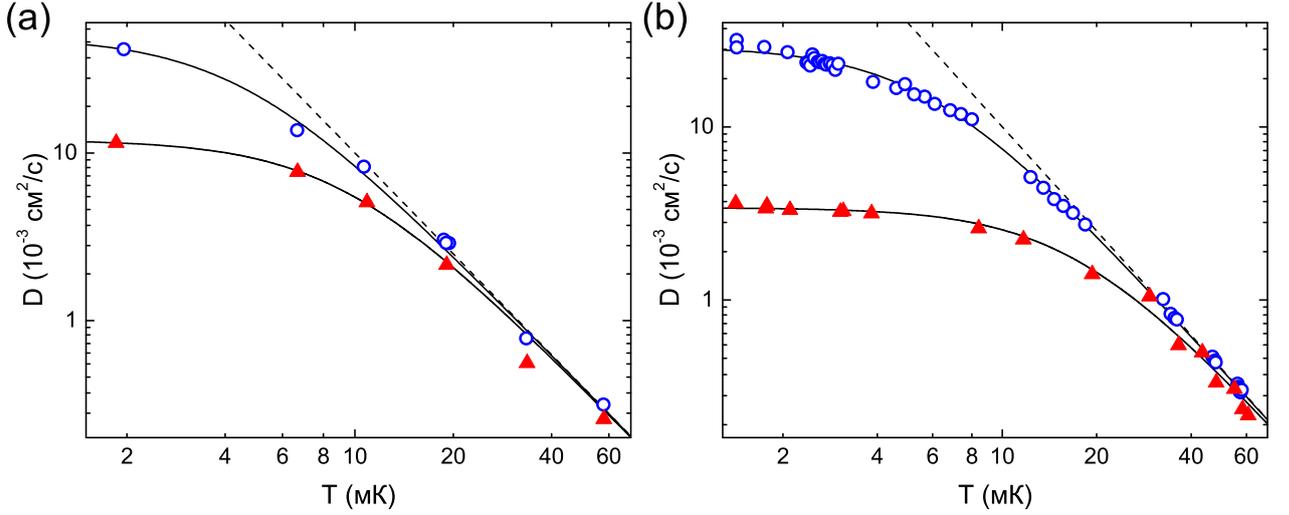


Рис. 4: Температурная зависимость главных значений тензора спиновой диффузии: (a) в нафене-90, (b) в нафене-243. Кружками показан коэффициент спиновой диффузии вдоль нитей нафена, треугольниками – поперек нитей. Сплошными кривыми показана аппроксимация точек уравнением (6), пунктирными – коэффициент спиновой диффузии в объемном ${}^3\text{He}$ при $P = 2.9$ бар.

аппроксимируются следующим уравнением:

$$D^{-1}(T) = D_b^{-1}(T) + D^{-1}, \quad (6)$$

где $D_b \propto T^{-2}$ – коэффициент диффузии в объемном ${}^3\text{He}$, который определяется только столкновениями между квазичастицами. Эффективная длина свободного пробега в пределе нуля температур рассчитывается из:

$$D = \frac{v_F \lambda}{3} (1 + F_0^a), \quad (7)$$

где v_F – скорость Ферми, F_0^a – параметр Ландау ферми-жидкости. Результаты экспериментов сведены в Таблицу 2.

Из Таблицы 2 видно, что нафен более анизотропный, чем обнинский аэрогель. Величина анизотропии тензора спиновой диффузии в системе с идеально параллельными нитями $k \equiv D^{\parallel}/D^{\perp}$ для зеркального характера отражения квазичастиц ${}^3\text{He}$ от нитей аэрогеля по теории равна ∞ . Однако, в реальном нематическом аэрогеле нити неровные, и ожидается конеч-

Таблица 2: Главные значения тензора спиновой диффузии вдоль (D^{\parallel}) и поперек (D^{\perp}) нитей и соответствующие эффективные длины свободного пробега при нулевой температуре (λ^{\parallel} и λ^{\perp}), вычисленные согласно (7), для различных образцов нематического аэрогеля. В расчетах использовались $v_F = 5397$ см/с и $F_0^a = -0.717$. Точность всех приведенных значений составляет $\pm 10\%$. Данные для обнинского аэрогеля взяты из [10].

Образец	D^{\parallel} (см ² /с)	D^{\perp} (см ² /с)	D^{\parallel}/D^{\perp}	λ^{\parallel} (нм)	λ^{\perp} (нм)
Обнинск-8	0.083	0.056	1.5	1600	1100
Обнинск-30	0.044	0.023	1.9	850	450
нафен-90	0.049	0.015	3.3	960	290
нафен-243	0.029	0.0036	8.1	570	70

ная величина. В случае же диффузного характера отражения квазичастиц $k \approx 3.23$. Это означает, что в условиях наших экспериментов отражение квазичастиц ${}^3\text{He}$, по крайней мере в нафене-243, близко к зеркальному [A1].

В четвертой главе приведены результаты экспериментов со сверхтекучим ${}^3\text{He}$ в образцах обнинского аэрогеля, нафена-90 и нафена-243 в случае предварительного покрытия нитей аэрогеля 2.5 атомными слоями ${}^4\text{He}$. Построены фазовые диаграммы ${}^3\text{He}$ в соответствующих образцах и приведены доказательства существования полярной фазы в нафене.

Перед началом работы над диссертацией было известно, что в обнинском аэрогеле большую часть фазовой диаграммы занимает ESP фаза – полярноискаженная A фаза [7]. Стало понятно, что для достижения большей величины полярного искажения A фазы и стабилизации полярной фазы необходим более анизотропный нематический аэрогель. Таким аэрогелем оказался нафен. Ожидалось, что фазовая диаграмма ${}^3\text{He}$ в нафене будет состоять преимущественно из ESP фаз, поэтому их свойства изучаются в диссертации более детально.

Как упоминалось в первой главе, основным способом идентификации фаз является измерение сдвига частоты ЯМР $\Delta\omega$ и сравнение его с формулами (2) и (3). Однако, леггеттовская частота измерена только в объемном ${}^3\text{He}$ (мы обозначим ее Ω_{A0}). В аэрогеле Ω_A меньше из-за подавления температуры сверхтекучего перехода ($\Delta T_{ca} = T_c - T_{ca}$) и соответствующего уменьшения Δ_0 . К счастью, в наших экспериментах ΔT_{ca} мало (2–10% от T_c в зависимости от давления). Поэтому в первом приближении мы можем использовать Ω_A , полученную перемасштабированием Ω_{A0} :

$$\Omega_A\left(\frac{T}{T_{ca}}\right) = \frac{T_{ca}}{T_c}\Omega_{A0}\left(\frac{T}{T_c}\right). \quad (8)$$

Сверхтекучий ${}^3\text{He}$ в обнинском аэрогеле плотностью 30 мг/см^3 был ранее исследован в работе [7], где были косвенные указания на существование полярной фазы вблизи T_{ca} . Чтобы внести ясность, проводились дополнительные эксперименты в образцах Обнинск-8 и Обнинск-50. При низких давлениях вблизи T_{ca} в этих образцах аэрогеля величина K , измеренная в непрерывном ЯМР, оказывается максимальной и равняется ≈ 1.06 и ≈ 1.07 соответственно. Более того, в обоих образцах легко создается состояние SG, и в поперечном поле ($\mu = \pi/2$) наблюдается отрицательный сдвиг частоты, который исчезает только в T_{ca} (см. текст после (5)). Этот факт доказывает, что полярная фаза все-таки не реализуется в обнинском аэрогеле.

Ситуация меняется в ${}^3\text{He}$ в нафене, где полярная фаза становится выгодной в широкой области температур и давлений (Рис. 5). Мы идентифицировали сверхтекучие фазы, основываясь на следующих аргументах:

- (i) Сверхтекучий переход происходит в фазу из класса ESP, так как ее магнитная восприимчивость не зависит от T (см. вставку на Рис. 6).
- (ii) Эксперименты по импульсному ЯМР для разных μ и β показывают, что в обоих образцах нафена спиновая динамика в ESP фазе описывается уравнением (2) (Рис. 6).

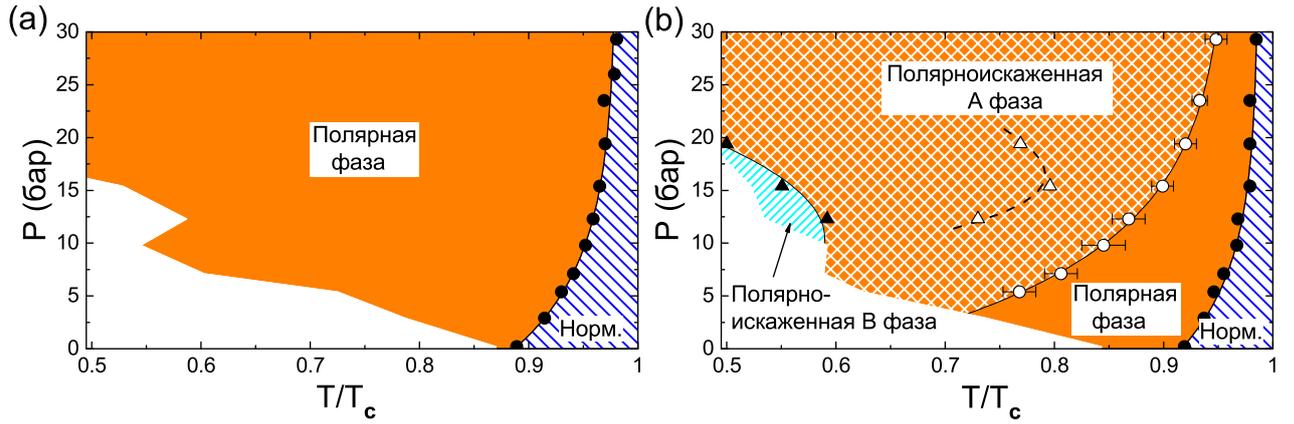


Рис. 5: Фазовые диаграммы ^3He в нафене-243 (а) и нафене-90 (б). Заполненные кружки показывают сверхтекучий переход ^3He в нафене, открытые кружки – переход между полярной и полярноискаженной А фазами, заполненные (открытые) треугольники – начало перехода в полярноискаженную В (А) фазу на охлаждении (отогреве) из полярноискаженной А (В) фазы. Ширины А-В и В-А переходов составляют $\approx 0.02T_{ca}$. Отметим, что на оси абсцисс температура нормирована на температуру сверхтекучего перехода в объемном ^3He , которая меняется от 0.93 мК при $P = 0$ бар до 2.43 мК при $P = 29.3$ бар.

- (iii) В области низких давлений, где выполняется приближение слабой связи, в нафене-243 $K \approx 4/3$ и практически не зависит от температуры, что соответствует полярной фазе (Рис. 7(a)).
- (iv) В области низких давлений, где выполняется приближение слабой связи, в нафене-90 $K \approx 4/3$ только в ограниченном интервале температур $T_p < T < T_{ca}$, а при дальнейшем охлаждении K падает, что означает переход в полярноискаженную А фазу, величина искажения которой уменьшается при понижении температуры, как и следует ожидать из теории [5] (Рис. 7(b)).
- (v) При всех давлениях вблизи T_{ca} значения K почти совпадают в обоих образцах нафена, несмотря на то, что они сильно различаются по плотности (см. Таблицу 1) и анизотропии спиновой диффузии (см. Таблицу 2).

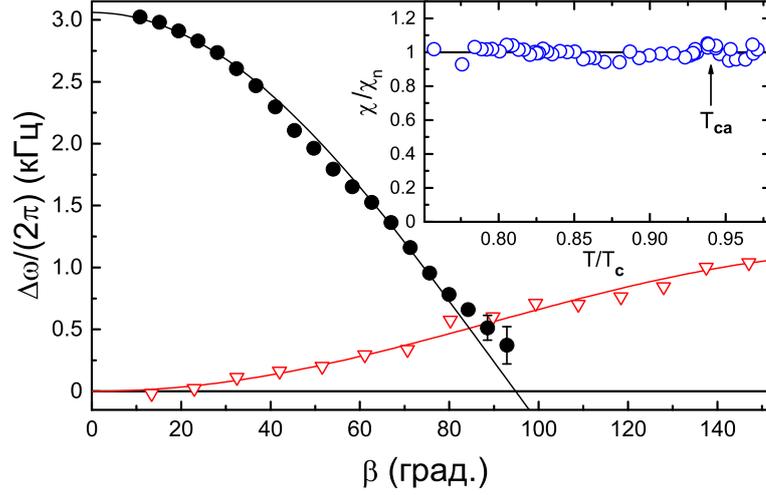


Рис. 6: Зависимость сдвига частоты от угла β в ^3He в нафене-243. Заполненные кружки: $\mu = 0$, $P = 19.4$ бар, $\omega_L/(2\pi) = 880.5$ кГц, $T \approx 0.78T_c$. Треугольники: $\mu = \pi/2$, $P = 7.1$ бар, $\omega_L/(2\pi) = 359.5$ кГц, $T \approx 0.83T_c$. Кривые отвечают уравнению (2) со значением $K\Omega_A^2$, полученном в непрерывном ЯМР при $\mu = 0$. На вставке показана температурная зависимость магнитной восприимчивости ^3He в нафене-243 (χ), измеренной в непрерывном ЯМР по интенсивности линии и нормированной на значение в нормальной фазе (χ_n). $\mu = 0$, $P = 7.1$ бар, $\omega_L/(2\pi) = 885.5$ кГц, $T_{ca} \approx 0.94T_c$.

(vi) В обоих образцах мы не смогли создать состояние SG с помощью тех же методов, которые были успешными в экспериментах с ^3He в кремниевом или обнинском аэрогелях: после попыток создать состояние SG сдвиг при $\mu = \pi/2$ равен 0 (Рис. 7).

Первые два пункта, перечисленные выше, показывают, что в нафене реализуется одна из следующих фаз: А, полярноискаженная А или полярная. Пункты (iii) и (iv) исключают А фазу, а пункты (v) и (vi) доказывают существование чистой полярной фазы. При высоких давлениях значение K немного меньше $4/3$, что вероятно вызвано поправками сильной связи. Однако, тот факт, что при всех давлениях вблизи точки сверхтекучего перехода K не зависит от пористости нафена, указывает на полярную фазу, так как маловероятно, что в полярноискаженной А фазе полярное искажение не зависит от плотности нафена. Таким образом, можно заключить, что

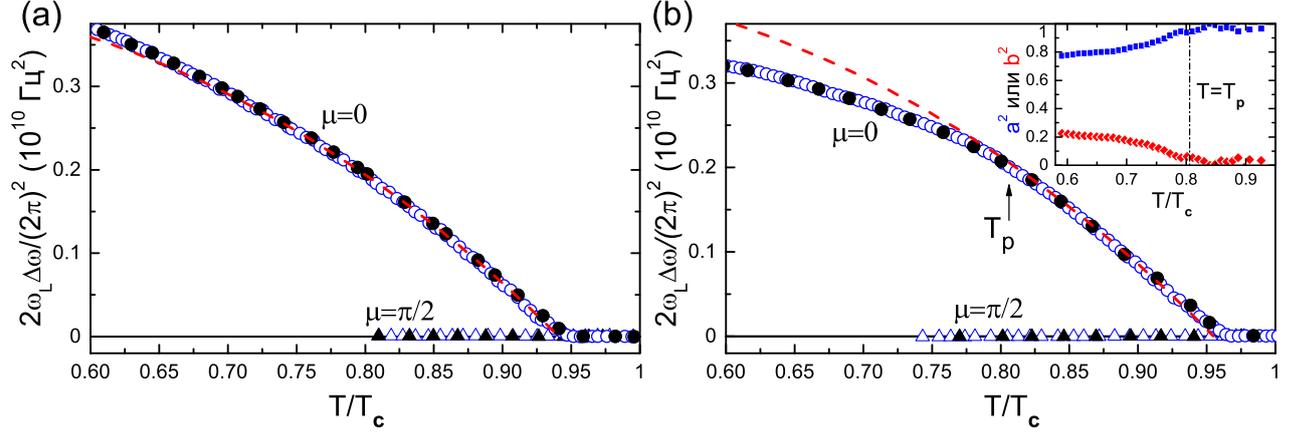


Рис. 7: Зависимости сдвига частоты непрерывного ЯМР от температуры в ^3He в нафене при $P = 7.1$ бар. Открытые символы: состояние SN. Заполненные символы: данные, полученные после попыток создать состояние SG. $\mu = 0$ (кружки), $\mu = \pi/2$ (треугольники). (a) Нафен-243. $T_{ca} \approx 0.94T_c$. Пунктирная кривая соответствует уравнению (4) с $K = 1.245$. (b) Нафен-90. $T_{ca} \approx 0.955T_c$. Пунктирная кривая соответствует уравнению (4) с $K = 1.24$. На вставке показаны температурные зависимости величин a^2 (квадратики) и b^2 (ромбики), описывающие искажение параметра порядка в общей форме (1) и рассчитанные из данных панели (b) для $\mu = 0$ с помощью уравнений (3) и (4).

в нафене-243 полярная фаза существует вплоть до самых низких температур, которые мы смогли получить в ходе экспериментов, в то время как в нафене-90 полярная фаза существует в интервале $T_p < T < T_{ca}$, а при $T = T_p$ происходит фазовый переход второго рода в полярноискаженную A фазу. При дальнейшем охлаждении величина искажения K падает, а значения для $\Delta\omega$ отклоняются от теоретической кривой для полярной фазы. На вставке к Рис. 7(b) демонстрируется зависимость величины искажения параметра порядка ESP фаз (1) от температуры, характер изменения которой качественно согласуется с поведением, которое ранее было предсказано теорией [5].

В ^3He в образцах нафена-72 и нафена-90 при достаточно низких температурах происходит фазовый переход первого рода в B-подобную сверх-

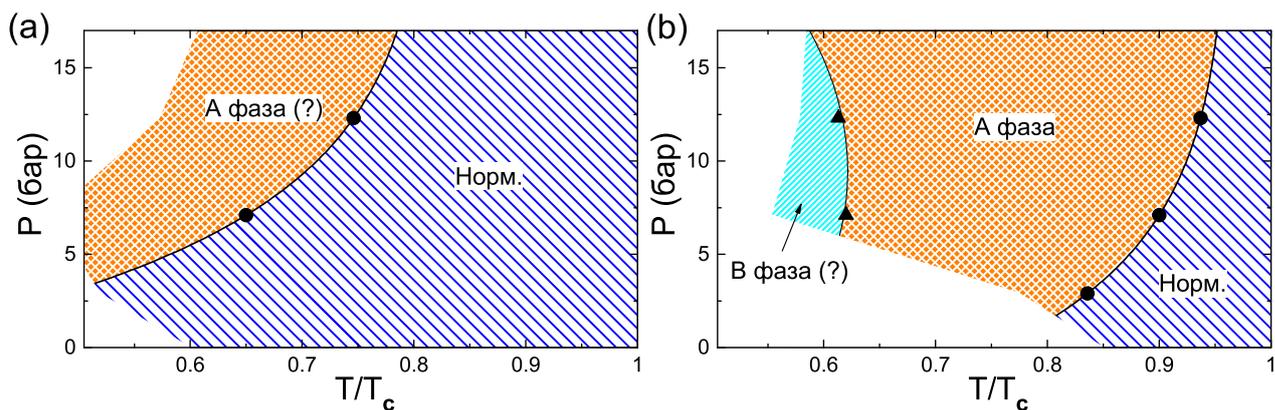


Рис. 8: Фазовые диаграммы в чистом ^3He в нафене-243 (a) и нафене-90 (b). Данные получены на охлаждении из нормальной фазы. Кружки отмечают T_{ca} , треугольники – начало перехода в В-подобную фазу. В нафене-243 не удалось определить степень полярного искажения А фазы из-за довольно большого подавления T_{ca} .

текущую фазу, сопровождаемый уменьшением магнитной восприимчивости и резким изменением сдвига частоты.

В пятой главе описаны методы обработки сигналов в присутствии парамагнитного ^3He . Приведены результаты экспериментов при использовании разных граничных условий: в чистом ^3He и при покрытии 2.5 атомными слоями ^4He . Построены фазовые диаграммы ^3He в различных образцах нафена, отличающихся по плотности (фазовые диаграммы для чистого ^3He в нафене-90 и нафене-243 показаны на Рис. 8). Способы идентификации сверхтекучих фаз были аналогичны описанным раньше.

Главным результатом главы является то, что в чистом ^3He во всех образцах нафена полярная фаза уже не реализуется и наблюдается существенно большее подавление температуры сверхтекучего перехода ΔT_{ca} по сравнению со случаем покрытия 2.5 атомными слоями ^4He . При уменьшении пористости нафена это дополнительное подавление T_{ca} растет.

Таким образом, присутствие парамагнитного ^3He на нитях нафена кардинально меняет сверхтекучую фазовую диаграмму ^3He в нафене: при охлаждении из нормальной фазы сверхтекучий переход происходит либо в

А, либо в полярноискаженную А фазу, в то время как в отсутствие твердого ^3He наблюдается переход в полярную фазу. Твердый ^3He на нитях также существенно уменьшает T_{ca} , особенно в образцах нафена низкой пористости, где анизотропия рассеяния квазичастиц ^3He выше. Наблюдаемые явления не могут быть объяснены изменением зеркальности рассеяния, так как они имеют место и при высоких давлениях, где рассеяние должно быть диффузным, независимо от присутствия или отсутствия парамагнитного ^3He [16]. Поэтому можно предположить, что ключевую роль здесь играет магнитный канал рассеяния, который становится важен в анизотропной среде.

В заключении перечислены результаты диссертации, описаны эксперименты, которые могли бы дополнить приведенные в работе исследования, а также обсуждаются возможные пути дальнейших исследований.

Основные результаты работы.

- Измерена величина спиновой диффузии в нормальной фазе жидкого ^3He в двух образцах нафена при направлениях градиента внешнего магнитного поля вдоль и поперек оси анизотропии нафена. Обнаружена анизотропия спиновой диффузии при $T \lesssim 20$ мК.
- Измерены фазовые диаграммы ^3He в образцах нафена различной пористости как в случае с предварительным покрытием нитей нафена пленкой ^4He , так и в случае чистого ^3He .
- Обнаружена и исследована методами непрерывного и импульсного ЯМР новая сверхтекучая фаза ^3He в нафене – полярная фаза.
- Показано влияние граничных условий на сверхтекучий ^3He в нафене. Обнаружено, что в случае с чистым ^3He реализуется либо А фаза, либо полярноискаженная А фаза, вместо полярной. При этом наблюдается заметное подавление температуры сверхтекучего перехода.

Перспективы дальнейших исследований.

Результаты, полученные в рамках настоящей диссертации, открывают новые возможности для дальнейших исследований. Недавно в полярной фазе в нафене найден такой экзотический квантовый объект, как полуквантовый вихрь [17], обнаружено эффективное взаимодействие мод продольного и поперечного резонансов [18], а также открыта спиновая сверхтекучесть [19], которая наблюдается как когерентно прецессирующее состояние, похожее на однородно прецессирующий домен в В фазе сверхтекучего ^3He [20, 21].

В заключение можно отметить, что явления, исследованные в диссертации, могут быть полезны при исследованиях других систем с триплетным куперовским спариванием (например, нестандартных сверхпроводников). Что же касается дальнейших исследований ^3He в аэрогелях, то имеется ряд направлений, которые требуют как теоретических, так и экспериментальных исследований:

1. Изучение В-подобной фазы в менее плотных образцах нафена.
2. Расширение фазовых диаграмм ^3He в более плотных образцах нафена в область ультранизких температур ($T \lesssim 0.3T_c$).
3. Использование спиновой сверхтекучести в полярной фазе в нафене как инструмент для изучения одноквантовых вихрей, которые сами по себе “невидимы” в экспериментах по линейному непрерывному ЯМР.
4. Получение фазовых диаграмм ^3He в нафене в высоких магнитных полях, где ожидается, по аналогии с A_1 фазой, новая фаза сверхтекучего ^3He – бета фаза [22].
5. Исследование нормального и сверхтекучего ^3He в планарных аэрогелях, которые представляют собой систему хаотически ориентированных в плоскости нитей и соответствуют бесконечному сжатию изначально изотропного образца аэрогеля, противоположному случаю с нематическим аэрогелем.

Список публикаций

- A1 Dmitriev V.V., Melnikovskiy L.A., Senin A.A., Soldatov A.A., Yudin A.N. Anisotropic spin diffusion in liquid ^3He confined in nafen // Письма в ЖЭТФ. – 2015. – Т. 101. – № 12. – С. 908-912.
- A2 Dmitriev V.V., Senin A.A., Soldatov A.A., Yudin A.N. Polar phase of superfluid ^3He in anisotropic aerogel // Physical Review Letters. – 2015. – V. 115. – № 16. – P. 165304.
- A3 Dmitriev V.V., Soldatov A.A., Yudin A.N. Effect of magnetic boundary conditions on superfluid ^3He in nematic aerogel // Physical Review Letters. – 2018. – V. 120. – № 7. – P. 075301.

Литература

1. Porto J.V., Parpia J.M. Superfluid ^3He in aerogel // Physical Review Letters. – 1995. – V. 74. – № 23. – P. 4667-4670.
2. Sprague D.T., Haard T.M., Kycia J.B., Rand M.R., Lee Y., Hamot P.J., Halperin W.P. Homogeneous equal-spin pairing superfluid state of ^3He in aerogel // Physical Review Letters. – 1995. – V. 75. – № 4. – P. 661-664.
3. Kunitatsu T., Sato T., Izumina K., Matsubara A., Sasaki Y., Kubota M., Ishikawa O., Mizusaki T., Bunkov Yu.M. The orientation effect on superfluid ^3He in anisotropic aerogel // Письма в ЖЭТФ. – 2007. – Т. 86. – № 3. – С. 244-248.
4. Dmitriev V.V., Krasnikhin D.A., Mulders N., Senin A.A., Volovik G.E., Yudin A.N. Orbital glass and spin glass states of $^3\text{He-A}$ in aerogel // Письма в ЖЭТФ. – 2010. – Т. 91. – № 11. – С. 669-675.
5. Aoyama K., Ikeda R. Pairing states of superfluid ^3He in uniaxially anisotropic aerogel // Physical Review B. – 2006. – V. 73. – № 4. – P. 060504(R).
6. Fomin I.A. Phenomenological phase diagram of superfluid ^3He in a stretched aerogel // ЖЭТФ. – 2014. – Т. 145. – № 5. – С. 871–876.
7. Askhadullin R.Sh., Dmitriev V.V., Krasnikhin D.A., Martynov P.N., Osipov A.A., Senin A.A., Yudin A.N. Phase diagram of superfluid ^3He in “nematically ordered” aerogel // Письма в ЖЭТФ. – 2012. – Т. 95. – № 6. – С. 355-360.
8. Дмитриев В.В., Сенин А.А., Солдатов А.А., Суровцев Е.В., Юдин А.Н. В-фаза с полярным искажением в сверхтекучем ^3He в “упорядоченном” аэрогеле // ЖЭТФ. – 2014. – Т. 146. – № 6. – С. 1242-1251.
9. Askhadullin R.Sh., Dmitriev V.V., Martynov P.N., Osipov A.A., Senin A.A., Yudin A.N. Anisotropic 2D Larkin-Imry-Ma state in polar distorted

- ABM phase of ^3He in “nematically ordered” aerogel // Письма в ЖЭТФ. – 2014. – Т. 100. – № 10. – С. 747-753.
10. Askhadullin R.Sh., Dmitriev V.V., Krasnikhin D.A., Martynov P.N., Melnikovskiy L.A., Osipov A.A., Senin A.A., Yudin A.N. Measurements of spin diffusion in liquid ^3He in “ordered” aerogel // Journal of Physics: Conference Series. – 2012. – V. 400. – P. 012002.
 11. Volovik G.E. On Larkin-Imry-Ma state of $^3\text{He-A}$ in aerogel // Journal of Low Temperature Physics. – 2008. – V. 150. – № 3-4. – P. 453-463.
 12. Боровик-Романов А.С., Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Мухарский Ю.М., Твалашвили Г.К. Криостат ядерного размагничивания и криостат растворения ^3He в ^4He большой хладопроизводительности // Приборы и техника эксперимента. – 1985. – № 3. – С. 185-192.
 13. Dmitriev V.V., Kosarev I.V., Ponarin D.V., Scheibel R. Simple nuclear demagnetization stage // Journal of Low Temperature Physics. – 1998. – V. 113. – № 5-6. – P. 945-949.
 14. Blaauwgeers R., Blazkova M., Človečko M., Eltsov V.B., de Graaf R., Hosio J., Krusius M., Schmoranzler D., Schoepe W., Skrbek L., Skyba P., Solntsev R.E., Zmeev D.E. Quartz tuning fork: thermometer, pressure- and viscometer for helium liquids // Journal of Low Temperature Physics. – 2007. – V. 146. – № 5-6. – P. 537-562.
 15. Асадчиков В.Е., Асхадуллин Р.Ш., Волков В.В., Дмитриев В.В., Китаева Н.К., Мартынов П.Н., Осипов А.А., Сенин А.А., Солдатов А.А., Чекрыгина Д.И., Юдин А.Н. Структура и свойства “нематически упорядоченных” аэрогелей // Письма в ЖЭТФ. – 2015. – Т. 101. – № 8. – С. 613-619.
 16. Kim D., Nakagawa M., Ishikawa O., Hata T., Kodama T., Kojima H. Boundary condition on superfluid ^3He as altered by ^4He interfacial layer // Physical Review Letters. – 1993. – V. 71. – № 10. – P. 1581-1584.

17. Autti S., Dmitriev V.V., Mäkinen J.T., Soldatov A.A., Volovik G.E., Yudin A.N., Zavjalov V.V., Eltsov V.B. Observation of half-quantum vortices in topological superfluid ^3He // *Physical Review Letters*. – 2016. – V. 117. – № 25. – P. 255301.
18. Dmitriev V.V., Soldatov A.A., Yudin A.N. Interaction of two magnetic resonance modes in polar phase of superfluid ^3He // *Письма в ЖЭТФ*. – 2016. – Т. 103. – № 10. – С. 727-731.
19. Autti S., Dmitriev V.V., Mäkinen J.T., Rysti J., Soldatov A.A., Volovik G.E., Yudin A.N., Eltsov V.B. Bose-Einstein condensation of magnons and spin superfluidity in the polar phase of ^3He // *Physical Review Letters*. – 2018. – V. 121. – № 2. – P. 025303.
20. Боровик-Романов А.С., Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Мухарский Ю.М. Исследования долгоживущего сигнала индукции в сверхтекучем ^3He -В // *Письма в ЖЭТФ*. – 1984. – Т. 40. – № 6. – С. 256-259.
21. Фомин И.А. Долгоживущий сигнал индукции и пространственно неоднородная прецессия спина в ^3He -В // *Письма в ЖЭТФ*. – 1984. – Т. 40. – № 6. – С. 260-262.
22. Суровцев Е.В. Фазовая диаграмма сверхтекучего ^3He в нематическом аэрогеле в сильном магнитном поле // *ЖЭТФ*. – 2019. – Т. 155. – № 3. – С. 564-561.