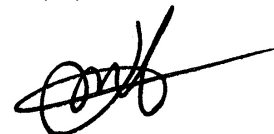


Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физических проблем им. П.Л. Капицы
Российской академии наук

На правах рукописи

УДК 538.941



СЕНИН Андрей Андреевич

Сверхтекучий ^3He в "упорядоченном" аэрогеле

Специальность 01.04.09 — физика низких температур

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Москва — 2014

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

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
академик РАН В.В. Дмитриев

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор А.А. Гиппиус
доктор физико-математических наук,
профессор М.С. Тагиров

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

Защита состоится **26 февраля** 2014 года в **10 часов** на заседании
диссертационного совета **Д 002.103.01** при Институте физических проблем
им.П.Л. Капицы РАН по адресу: 119334, г. Москва, ул. Косыгина 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института физических
проблем им. П.Л. Капицы РАН.

Автореферат разослан **21 января** 2014 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 002.103.01
доктор физико-математических наук,
член-корреспондент РАН



Л.А. Прозорова

Общая характеристика работы

Актуальность работы

Сверхтекучесть объясняется переходом вещества в макроскопическое квантовое состояние, описываемое одной волновой функцией и возникающее вследствие бозе-эйнштейновской конденсации. В системах фермионов бозе-конденсация происходит благодаря куперовскому спариванию. В сверхтекучем ^3He образование куперовских пар происходит с орбитальным моментом и спином пары равными единице. Такое триплетное спаривание приводит к сложному виду волновой функции и широкому разнообразию свойств сверхтекучего ^3He . Сверхтекучесть ^3He была открыта в 1972 г. [1], и было установлено, что в слабых магнитных полях реализуются две сверхтекучие фазы - А и В с параметрами порядка АВМ (модель Андерсона-Бринкмана-Мореля [2]) и ВВ (модель Бальяна-Вертхамера [3]) соответственно. К настоящему времени свойства чистого сверхтекучего ^3He хорошо изучены [4], и многие его свойства не только качественно, но и количественно хорошо описываются теорией. Поэтому представляет интерес изучение влияния примесей на такую идеальную модельную систему. Это задача осложняется тем, что сверхтекучий ^3He — очень чистое вещество. При температурах порядка 1 мК, когда ^3He становится сверхтекучим, все примеси вымерзают, а изотоп ^4He уже практически не растворяется в ^3He . Нетривиальным решением этой проблемы стало использование аэрогеля в качестве примеси. Это стало возможным благодаря развитию технологии по получению аэрогелей высокой пористости ($\sim 98\%$). Аэрогель представляет собой жесткий каркас из переплетенных тонких нитей. Толщина нитей (3-10 нм) меньше длины когерентности сверхтекучего ^3He (~ 80 нм при низких давлениях), а расстояние между нитями в десять и более раз превышает их диаметр, так что нити аэрогеля играют роль протяженных примесей. Исследования ^3He в аэрогелях ведутся в мире с 1995 г. и с 2002 г. в ИФП РАН. При этом до недавнего времени в экспериментах использовался аэрогель из диоксида кремния (silica aerogel), нити которого образованы из сферических кластеров из SiO_2 диаметром 3-5 нм,

формирующих систему перепутанных нитей. Такой высокопористый аэрогель не подавляет сверхтекучесть ^3He , но приводит к уменьшению температуры сверхтекучего перехода [5, 6]. Также, как и в чистом ^3He , в ^3He в аэрогеле реализуются две сверхтекучие фазы, названные по аналогии А- и В-подобными. Было установлено, что параметр порядка В-подобной фазы соответствует, как и в В фазе, параметру порядка ВМ [7, 8]. Для А-подобной фазы была обнаружена зависимость ее свойств от анизотропии образца аэрогеля. Анизотропия аэрогеля может возникать как при изготовлении образца, так и при специальной его деформации. В условиях сильного одноосного сжатия аэрогеля реализуется ориентированная анизотропией однородная АВМ фаза [9]. При слабой анизотропии аэрогеля реализуется АВМ фаза в разупорядоченном состоянии Ларкина-Имри-Ма (ЛИМ) — происходит разрушение дальнего порядка векторного параметра порядка слабым полем случайных неоднородностей (в данном случае разупорядочивается орбитальный вектор \mathbf{l}) [10],[А3].

В настоящей работе представлены исследования сверхтекучести ^3He в новом типе аэрогеля, полученному в ФЭИ им. Лейпунского, а именно: в “упорядоченном” аэрогеле (“ordered” aerogel) на основе оксида алюминия (Al_2O_3) [11]. Этот аэрогель (рис. 1) состоит из нитей диаметром 5-10 нм, расстояние между которыми составляет 70-80 нм. Главной особенностью нового аэрогеля является то, что нити практически параллельны друг другу. Такая сильная анизотропия аэрогеля соответствует бесконечному растяжению изначально изотропного образца аэрогеля (что невозможно достичь в обычном кремниевом аэрогеле ввиду его хрупкости) и не только изменяет пространственную структуру параметра порядка, но может существенно влиять и на его вид. Согласно теории, в такой системе может наблюдаться полярная сверхтекучая фаза или АВМ фаза с полярным искажением, которые не реализуются в объемном ^3He [12]. Параметр порядка АВМ фазы с полярным искажением имеет вид:

$$A_{jk} = \Delta e^{i\phi} d_j (am_k + ibn_k), \quad (1)$$

где Δ — параметр энергетической щели в спектре возбуждений, $e^{i\phi}$ — фазовый множитель, \mathbf{d} — единичный спиновый вектор параметра порядка, \mathbf{m} и \mathbf{n} — единичные вектора в орбитальном пространстве и $a^2 + b^2 = 1$. Отметим, что $a = b$ для чистой АБМ фазы, $a^2 > b^2$ для АБМ фазы с полярным искажением и $a = 1, b = 0$ для чистой полярной фазы. Как и в случае чистой АБМ фазы, для АБМ фазы с полярным искажением можно определить орбитальный вектор $\mathbf{l} = \mathbf{m} \times \mathbf{n}$. Также следует сказать, что АБМ фаза с полярным искажением в “упорядоченном” аэрогеле должна находиться в состоянии ЛИМ, причем это состояние должно быть двумерным, так как нити аэрогеля должны ориентировать вектор \mathbf{l} перпендикулярно к их оси.

Научная новизна

В данной работе впервые были исследованы сверхтекучие свойства ^3He в “упорядоченном” аэрогеле. Обнаружено, что в зависимости от условий и предыстории реализуются три сверхтекучие фазы: две высокотемпературные (ESP1, ESP2) и одна низкотемпературная (LT). Высокотемпературные фазы ESP1 и ESP2 принадлежат семейству так называемых Equal Spin Pairing (ESP) фаз (параметр порядка которых устроен так, что проекция спина куперовской пары на выделенное направление может принимать только значения “+1” или “-1”). Построена фазовая диаграмма в широком диапазоне температур и давлений. Проведена идентификация ESP фаз. Показано, что эти фазы соответствуют АБМ фазе с сильным полярным искажением. Такие фазы никогда ранее не наблюдались. Получены косвенные указания на то, что в низких давлениях вблизи температуры сверхтекучего перехода ^3He в аэрогеле (T_{ca}) высокотемпературные фазы переходят в чистую полярную фазу. Исследовано влияние дополнительной анизотропии, созданной сжатием аэрогеля в направлении, перпендикулярном нитям, на свойства сверхтекучего ^3He . Также в новом аэрогеле была измерена спиновая диффузия в нормальной фазе жидкого ^3He и изучена микроструктура самого аэрогеля, что подтвердило сильную анизотропию “упорядоченного” аэрогеля.

Апробация работы

Результаты, представленные в диссертации, докладывались и обсуждались на следующих конференциях и симпозиумах:

- 26th International Conference on Low Temperature Physics (LT26), August 2011, Beijing, China
- International Symposium on Ultralow Temperature Physics (ULT2011), August 2011, Daejeon, Korea
- XXXVI Совещание по физике низких температур (НТ36), июль 2012, Санкт-Петербург
- International Symposium on Quantum Fluids and Solids (QFS2012), August 2012, Lancaster, UK
- International Symposium on Quantum Fluids and Solids (QFS2013), August 2013, Matsue, Japan

Публикации

По материалам диссертации опубликовано 5 научных работ.

Структура и объем диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, пяти глав, заключения и библиографии. Полный объем диссертации составляет 75 страниц и включает в себя основной текст, 35 рисунков, список публикаций и список литературы.

Содержание работы

Во введении обосновывается актуальность исследований, рассматриваемых в рамках данной диссертационной работы, сформулирована цель и поставлены задачи работы, а также приведено краткое содержание представляемой работы 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. Приведена фазовая диаграмма ^3He в объеме и в кремниевом аэрогеле, рассмотрено влияние анизотропии аэрогеля на сверхтекучие свойства ^3He . Разобраны принципы основных методов исследования — непрерывного и импульсного ЯМР.

Во второй главе описывается экспериментальная установка и особенности работы при сверхнизких температурах [13, 14]. Приведены условия экспериментов. Рассмотрен цикл ядерного размагничивания. Показано устройство экспериментальной камеры и ячеек, а также характеристики образцов аэрогеля. Приведены схемы ЯМР-спектрометров и описаны принципы их работы.

В третьей главе представлены результаты экспериментов в “упорядоченном” аэрогеле. Проведено исследование микроструктуры аэрогеля с помо-

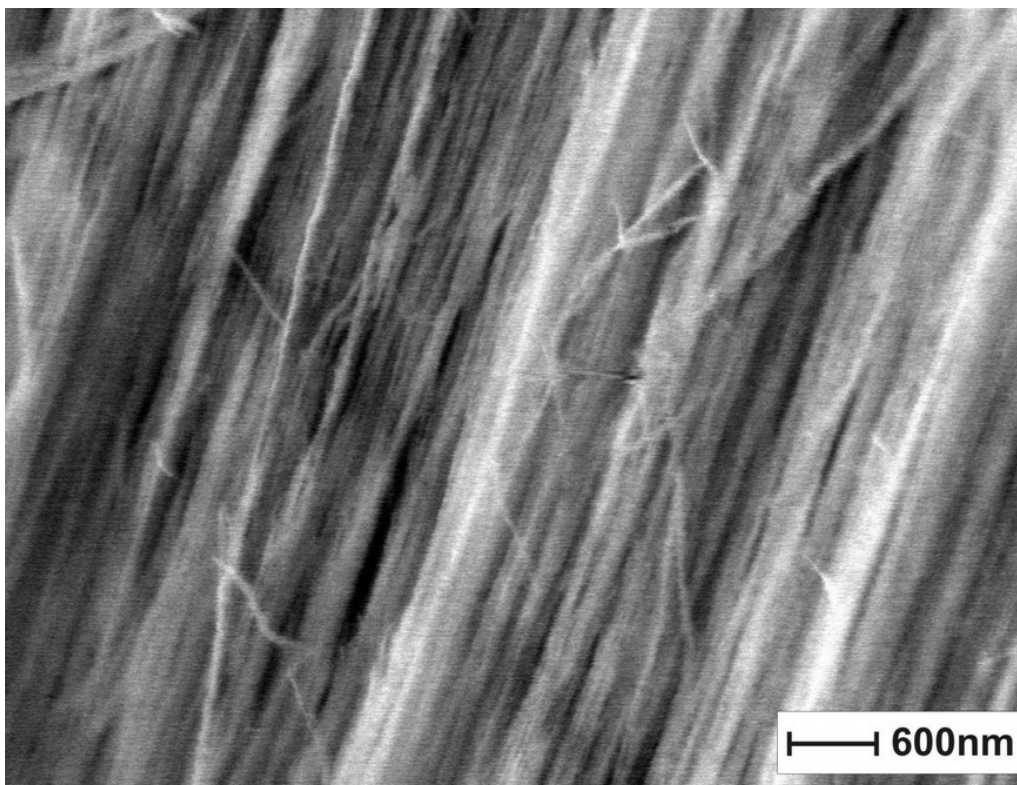


Рис. 1: Фотография поверхности “упорядоченного” аэрогеля, сделанная с помощью сканирующего электронного микроскопа.

щью электронного сканирующего микроскопа: получена оценка сверху толщины нитей 10 нм, расстояние между нитями 70-80 нм. Проведены измерения спиновой диффузии нормального жидкого ^3He в двух образцах нового аэрогеля при различных направлениях градиента магнитного поля относительно оси анизотропии в диапазоне температур от 3 мК до 50 мК. Обнаружена анизотропия спиновой диффузии при температурах ниже 20 мК. Это позволило определить эффективные длины пробега квазичастиц для различных направлений относительно оси анизотропии аэрогеля, которые в пределе низких температур определяются только рассеянием на нитях аэрогеля. В результате подтверждена высокая степень анизотропии нового типа аэрогеля. В одном образце длины пробега в направлениях вдоль и поперек нитей при $T=0$ оказались равными 850 нм и 450 нм соответственно, в то время как в другом — 1600 нм и 1100 нм.

Методами непрерывного и импульсного ЯМР исследованы свойства жидкого ^3He в новом типе аэрогеля в диапазоне температур от 0.8 до 2.6 мК. Переход ^3He в сверхтекучее состояние при охлаждении наблюдался во всем диапазоне давлений (0-29.3 бар). Были обнаружены две высокотемпературные сверхтекучие фазы и одна низкотемпературная. По своим свойствам обнаруженные фазы отличаются от сверхтекучих фаз объемного ^3He и ^3He в обычном кремниевом аэрогеле. Приведена получившаяся на основании экспериментальных данных фазовая диаграмма сверхтекучего ^3He в “упорядоченном” аэрогеле (рис. 2). ESP1 фаза наблюдается при охлаждении из нормальной фазы, а ESP2 фаза возникает при температурах выше $\sim 0.85T_c$ в области больших давлений ($P > 10$ бар) при отогреве из низкотемпературной фазы. ESP1 и ESP2 фазы, имея качественно схожие свойства, отличаются количественно. В частности, сдвиг частоты непрерывного ЯМР относительно ларморовской при направлении внешнего магнитного поля вдоль нитей аэрогеля в ESP2 фазе на 10-30% больше, чем в ESP1 при одинаковых условиях (рис. 3). Полученные в ходе экспериментов абсолютные значения величины сдвигов частоты ЯМР, а также зависимости сдвига от ориентации магнитного поля и от угла отклонения намагниченности позволяют сделать вывод, что

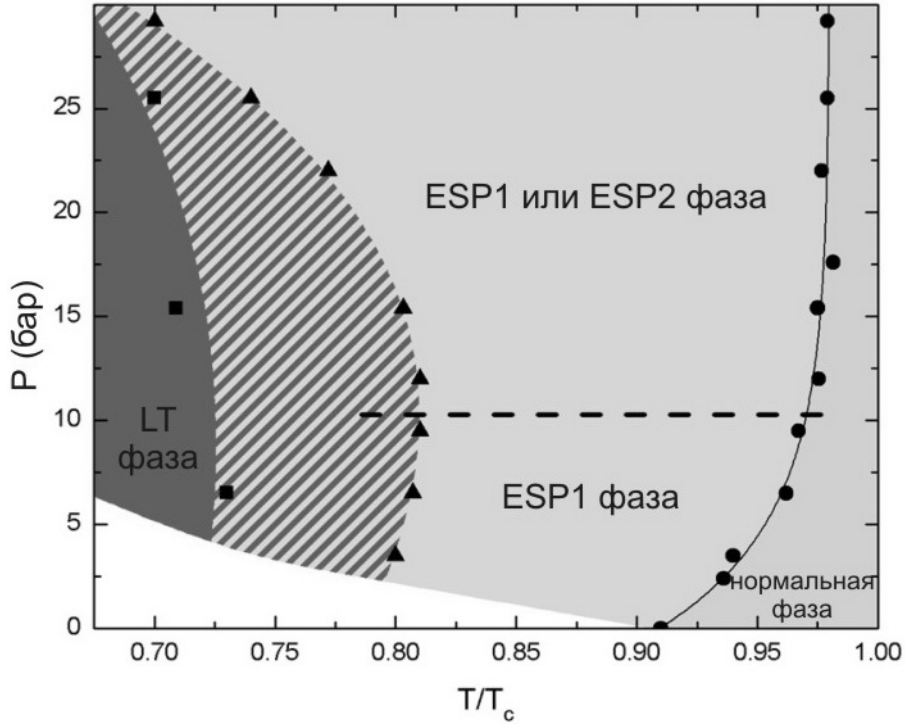


Рис. 2: Фазовая диаграмма жидкого ${}^3\text{He}$ в “упорядоченном” аэрогеле полученная при охлаждении из нормальной фазы. Температура нормирована на температуру сверхтекучего перехода в объемном ${}^3\text{He}$ (T_c).

параметр порядка высокотемпературных фаз соответствует параметру порядка АВМ с сильным полярным искажением, причем величина этого искажения зависят от температуры и давления, а сам параметр порядка находится в двумерном состоянии ЛИМ.

Сдвиг частоты ЯМР от ларморовского значения ($\Delta\omega$) для случая АВМ фазы с полярным искажением в изотропном двумерном состоянии ЛИМ описывается следующим выражением:

$$2\omega\Delta\omega = C\left(\cos\beta - \frac{5\cos\beta - 1}{4}\sin^2\mu\right), \quad C = 2\Omega_A^2\left(\frac{2 - 3b^2}{3 - 4a^2b^2}\right), \quad (2)$$

где ω — частота ЯМР, Ω_A — леггеттовская частота для параметра порядка “чистой” АВМ фазы, β — угол отклонения намагниченности от равновесного направления, μ — угол наклона постоянного магнитного поля, отсчитываемый от направления нитей образца аэрогеля, a и b — коэффициенты параметра порядка (1). В случае непрерывного ЯМР, когда намагниченность прецессирует вблизи положения равновесия (угол β мал), получаем

$$2\omega\Delta\omega = C\cos^2\mu, \quad C = 2\Omega_A^2\left(\frac{2 - 3b^2}{3 - 4a^2b^2}\right). \quad (3)$$

Легко видеть, что в случае чистой полярной фазы $C = 4/3\Omega_A^2$, что в $8/3$ раза больше, чем для случая чистой АВМ фазы ($C = 1/2\Omega_A^2$). Теоретически вычисленные свойства ЯМР оказались в хорошем согласии с экспериментом. Например, сдвиг частоты в направлении, перпендикулярном нитям ($\mu = 90^\circ$) оказался близок к нулю в условиях непрерывного ЯМР, в то время как в направлении вдоль нитей ($\mu = 0$) сдвиг частоты был максимален. Соответствует теории также и угловые зависимости частоты непрерывного ЯМР от угла наклона внешнего магнитного поля и зависимость частоты от угла отклонения намагниченность в импульсном ЯМР (рис. 4). Абсолютные значения сдвигов частоты ЯМР в низких давлениях оказались значительно больше, чем ожидалось для чистой АВМ фазы, то есть полярное искажение действительно велико. Из этих значений получены оценки снизу для величины полярного искажения. Выяснилось, что величина полярного искажения

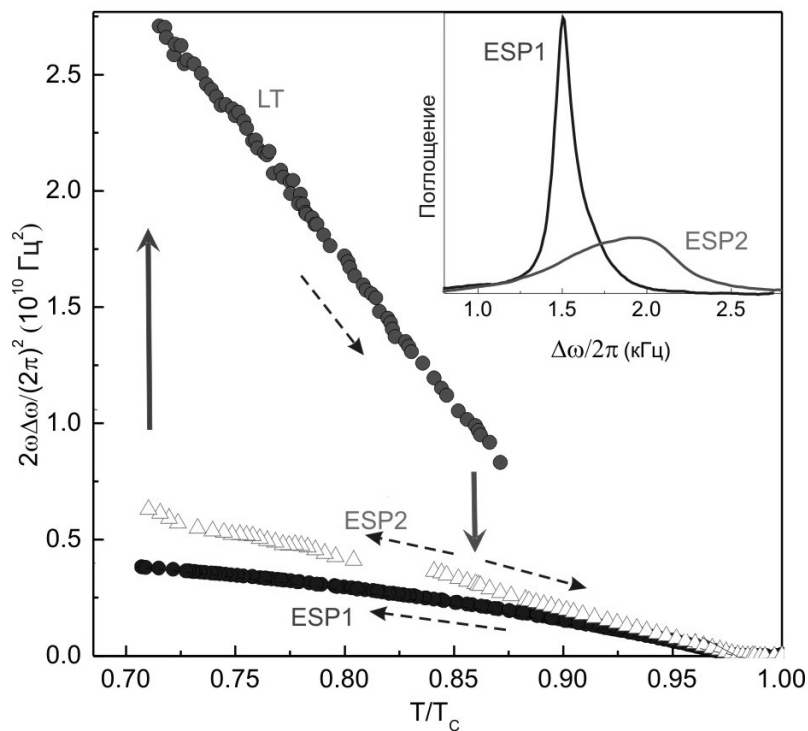


Рис. 3: Температурная зависимость сдвига частоты ЯМР для ^3He в “упорядоченном” аэрогеле при ориентации внешнего магнитного поля вдоль нитей аэрогеля при давлении 29.3 бар. Частота ЯМР равна 1.12 МГц. Сплошные стрелки соответствуют фазовым переходам между LT и ESP фазами, штриховые стрелки указывают направление изменения температуры соответствующих измерений. Температура нормирована на температуру сверхтекучего перехода в объемном ^3He . $T_{ca}=0.98T_c$. На врезке линии ЯМР для ESP1 и ESP2 фаз, снятые при одних и тех же условиях ($T = 0.79T_c$).

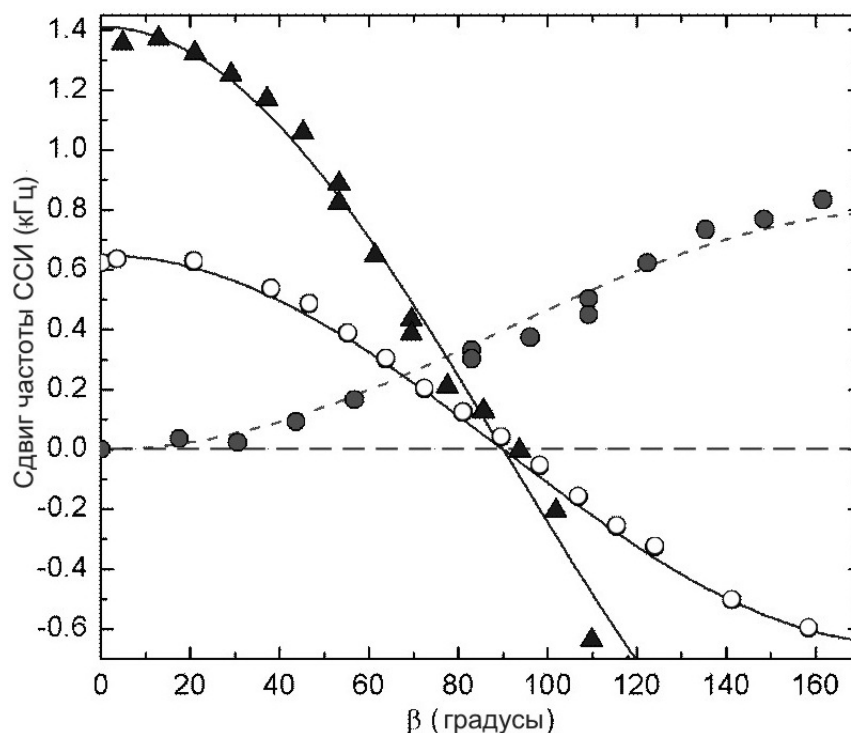


Рис. 4: Зависимость сдвига частоты сигнала свободной индукции (ССИ) от ларморовской от угла отклонения намагниченности β при $\mu = 0$ (\circ - ESP1: $p=9.5$ бар, $T=0.85T_c$, $\omega/2\pi=1.12$ МГц; \blacktriangle - ESP2: $p=29.3$ бар, $T=0.84T_c$, $\omega/2\pi=1.12$ МГц) и $\mu = 90^\circ$ (\bullet - ESP1: $p=12$ бар, $T=0.87T_c$, $\omega/2\pi=0.343$ МГц). Сплошными линиями показаны аппроксимации теоретическими зависимостями (2): $\Delta\omega \propto \cos \beta$ и $\Delta\omega \propto (1 - \cos \beta)$.

растет при понижении давления и при увеличении температуры. Получены также косвенные указания на то, что в небольшой области температур вблизи T_{ca} в низких давлениях в сверхтекучем ^3He возможно реализуется и чистая полярная фаза. Что касается низкотемпературной фазы, то она, согласно предварительным данным, имеет параметр порядка BW с полярной деформацией.

В четвертой главе описаны результаты экспериментов с дополнительно сжатыми образцами “упорядоченного” аэрогеля. Нити аэрогеля направлены вдоль оси z . Если аэрогель одноосно сжать в направлении перпендикулярно нитям (в плоскости xy), то следует ожидать появления дополнительной оси анизотропии и двумерное состояние ЛИМ должно стать анизотропным. При этом свойства ЯМР должны измениться. Для чистой полярной фазы сдвиг частоты ЯМР при $\mu = 90^\circ$ всегда равен нулю, а для АВМ (или АВМ с полярным искажением) в двумерном состоянии ЛИМ — только когда состоя-

ние ЛИМ изотропно. Если же оно анизотропно, то сдвиг ЯМР в поперечном направлении может быть как положительным, так и отрицательным в зависимости от ориентации внешнего магнитного поля (\mathbf{H}) относительно оси сжатия. Если $\mathbf{H} \parallel x$, то сдвиг частоты ЯМР будет описываться следующим соотношением:

$$\mu = 90^\circ : \quad 2\omega\Delta\omega = 4\Omega_A^2 \frac{b^2(1 - 2\langle l_x^2 \rangle)}{3 - 4a^2b^2}, \quad (4)$$

где $\langle l_x^2 \rangle$ — среднеквадратичное значение x -компоненты орбитального вектора \mathbf{l} в двумерном состоянии ЛИМ. В изотропном двумерном ЛИМ в плоскости xy : $\langle l_x^2 \rangle = \langle l_y^2 \rangle = \frac{1}{2}$; а анизотропном, вследствие одноосного сжатия: $\langle l_x^2 \rangle \neq \langle l_y^2 \rangle$, причем $\langle l_y^2 \rangle + \langle l_x^2 \rangle = 1$. Видно, что для полярной фазы ($b = 0$) сдвиг частоты ЯМР в такой ориентации будет всегда равен нулю. На рис. 5 показаны результаты измерений величины сдвига частоты непрерывного ЯМР от температуры для двух направлений магнитного поля: вдоль ($\mathbf{H} \parallel z, \mu = 0$) и поперек ($\mathbf{H} \parallel x, \mu = 90^\circ$) нитей аэрогеля. Образец был предварительно сжат по оси x . Видно, что при $\mu = 90^\circ$ и $T < 0.92T_c$ наблюдается положительный сдвиг частоты ЯМР. Это означает, что дополнительное сжатие образца аэрогеля вдоль оси x приводит к ориентации орбитального вектора \mathbf{l} вдоль оси y , то есть поперек оси сжатия. Также видна область вблизи T_{ca} , где сдвиг частоты ЯМР для $\mu = 90^\circ$ близок к нулю. На первый взгляд кажется, что в этой области возникает чистая полярная фаза. Однако анализ результатов показал, что уменьшение сдвига частоты ЯМР при повышении температуры связано не только с уменьшением коэффициента b (увеличением степени полярного искажения), но также и с увеличением $\langle l_x^2 \rangle$ (уменьшением анизотропии двумерного состояния ЛИМ). В месте исчезновения сдвига частоты ЯМР, значение $\langle l_x^2 \rangle \approx \frac{1}{2}$, поэтому мы не можем однозначно утверждать о переходе в чистую полярную фазу. Следует также отметить, что тот факт, что $\langle l_x^2 \rangle$ меняется от температуры, является достаточно неожиданным.

В пятой главе представлены эксперименты, позволяющие идентифицировать ESP2 фазу. ESP2 фаза имеет схожие с ESP1 фазой свойства ЯМР, но количественно отличается в одинаковых экспериментальных условиях. Из

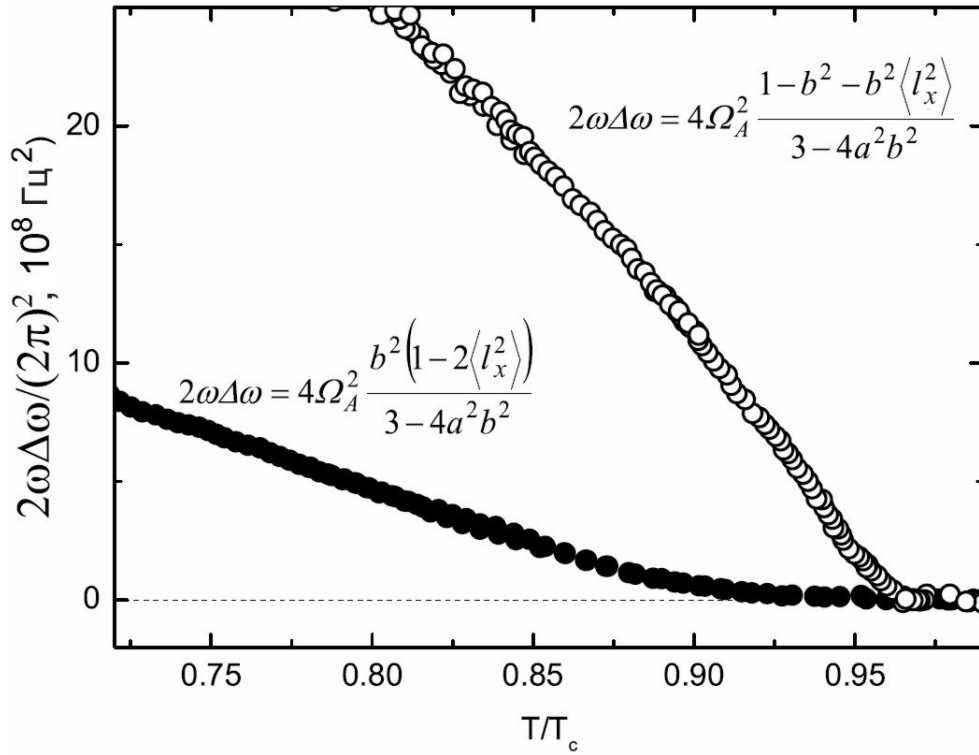


Рис. 5: Сдвиг частоты в непрерывном ЯМР от температуры нормированной на температуру сверхтекучего перехода в объемном ^3He . Приведены данные для двух направлений магнитного поля (\circ - вдоль нитей, $\mu = 0$; \bullet - поперек нитей, $\mu = 90^\circ$). $P = 14$ бар.

теории следует, что свободная энергия АВМ фазы с полярным искажением (как функция коэффициентов a и b) имеет только один минимум, соответствующий искаженной АВМ фазе. Это означает, что ESP1 и ESP2 фазы не должны отличаться степенью полярного искажения. Мы предположили, что разница в наблюдаемых свойствах между фазами ESP1 и ESP2 связана с разницей анизотропии двумерного состояния ЛИМ.

В экспериментах, описанных в этой главе, аэрогель был сжат в вдоль оси x , а поле \mathbf{H} наклонялось в плоскости, перпендикулярной оси сжатия (плоскость yz , $0 \leq \mu \leq 90^\circ$). В этом случае зависимость сдвига частоты непрерывного ЯМР от μ должна описываться следующими формулами с переходом в критическом угле μ_c :

$$\mu < \mu_c : \quad \Delta\omega = \Delta\omega_0(1 - \sin^2 \mu) + \Delta\omega_{90} , \quad (5)$$

$$\mu > \mu_c : \quad \Delta\omega = \Delta\omega_0(1 - 2 \sin^2 \mu) , \quad (6)$$

где $\Delta\omega_0 = A(1 - b^2 - b^2 \langle l_x^2 \rangle)$ и $\Delta\omega_{90} = -Ab^2(1 - 2 \langle l_x^2 \rangle)$ — значения сдвигов частоты ЯМР при $\mu = 0$ и $\mu = 90^\circ$ соответственно, которыми полно-

стью определяется теоретическая кривая и, в том числе, критический угол $\sin^2 \mu_c = -\frac{\Delta\omega_{90}}{\Delta\omega_0}$. Значение коэффициента A равно $\frac{2\Omega_A^2}{\Delta\omega(3-4a^2b^2)}$.

Зависимости сдвига частоты ЯМР от угла наклона поля μ для обеих ESP фаз, полученных при одних и тех же экспериментальных условиях, представлены на рис. 6. Анализ экспериментальных данных для обеих ESP фаз при разных ориентациях поля подтвердил, что отличия между ESP фазами действительно возникают из-за разной анизотропии двумерного состояния ЛИМ, а не из-за разной величины полярного искажения. Причиной разницы в анизотропии, по всей видимости, являются условия формирования фаз: более разупорядоченная ESP1 фаза образуется из нормальной фазы с зарождением кластеров в разных местах, которые потом сшиваются, а ESP2 фаза образуется движением фазовой границы при отогреве из пространственно однородной низкотемпературной фазы. Таким образом, удалось полностью идентифицировать ESP2 фазу.

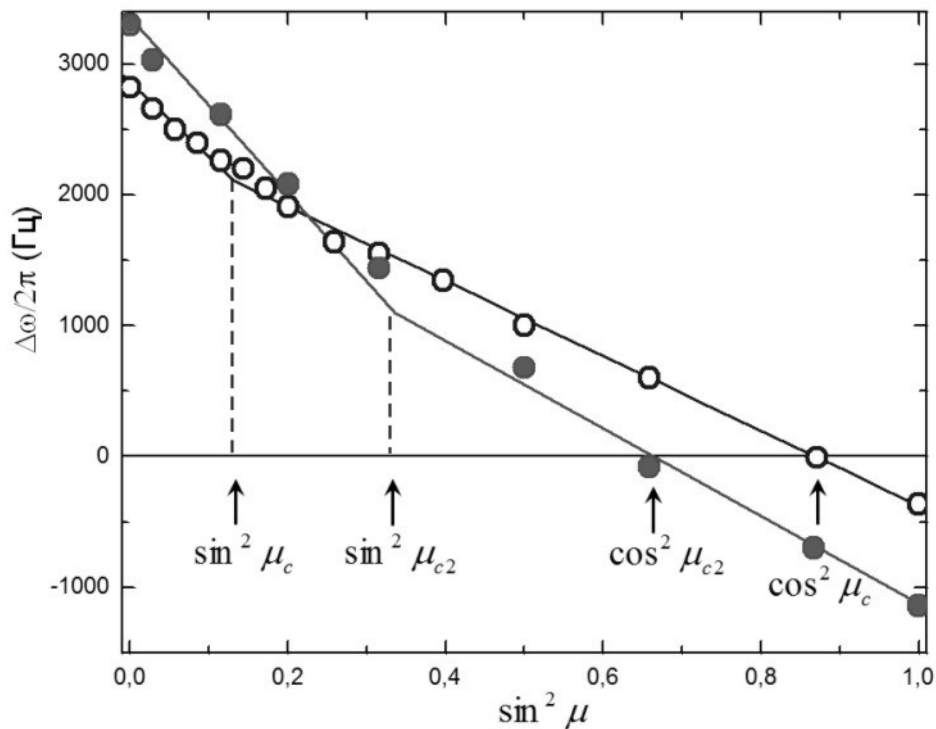


Рис. 6: Зависимость сдвига частоты ЯМР от $\sin^2 \mu$ в АВМ фазе с полярным искажением в «упорядоченном» аэрогеле, сжатом в направлении, перпендикулярном нитям. ○ - ESP1 ($\sin^2 \mu_c \approx 0.12$); ● - ESP2 ($\sin^2 \mu_{c2} \approx 0.35$). $P=12.5$ бар, $T=0.85T_c$, $\omega/2\pi=0.379$ МГц. Сплошные линии построены согласно зависимостям (5),(6) с использованием экспериментально измеренных значений $\Delta\omega_0$ и $\Delta\omega_{90}$.

В заключении перечислены результаты диссертационной работы и направления исследований, в которых эти результаты могут быть использованы. Описаны эксперименты, которые могли бы дополнить результаты диссертации, а также обсуждаются возможные пути дальнейшего изучения данной области.

Основные результаты работы

1. Исследованы сверхтекучие фазы ^3He в “упорядоченном” аэрогеле в широком диапазоне температур и давлений. Обнаружено, что в зависимости от условий и предыстории реализуются три фазы: две высокотемпературные (ESP1 и ESP2) и одна низкотемпературная (LT). Построена фазовая диаграмма сверхтекучих фаз.
2. Доказано, что параметр порядка высокотемпературных фаз соответствует параметру порядка объемного $^3\text{He-A}$ с сильным полярным искажением, зависящим от температуры и давления, а сам параметр порядка находится в двумерном состоянии Ларкина-Имри-Ма. При этом отличие между фазами объясняется различной степенью анизотропии состояния ЛИМ. Степень полярного искажения зависит от температуры и давления и максимальна в низких давлениях вблизи T_{ca} . Получены косвенные указания на то, что в этой области высокотемпературные фазы переходят в чистую полярную фазу.
3. Показано, что внесение дополнительной анизотропии аэрогеля в направлении перпендикулярно нитом влияет на двумерное состояние ЛИМ: оно становится анизотропным. Доказано, что степень этой анизотропии зависит от температуры.
4. Проведены измерения спиновой диффузии в нормальной фазе жидкого ^3He в двух образцах “упорядоченного” аэрогеля при различных направлениях градиента магнитного поля относительно оси анизотропии. Обнаружена анизотропия спиновой диффузии при $T < 20$ мК.
5. Исследована микроструктура “упорядоченного” аэрогеля.

Список публикаций

- A1 R.Sh. Askhadullin, V.V. Dmitriev, D.A. Krasnikhin P.N. Martynov, A.A. Osipov, A.A. Senin, A.N. Yudin **Phase diagram of superfluid ^3He in "nematically ordered" aerogel.** // Письма в ЖЭТФ 95, 355 (2012). URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1898/article_28840.pdf
- A2 R.Sh. Askhadullin, V.V. Dmitriev, D.A. Krasnikhin, P.N. Martynov, L.A. Melnikovsky, A.A. Osipov, A.A. Senin, and A.N. Yudin **Measurements of spin diffusion in liquid ^3He in "ordered" aerogel.** // Journal of Physics CS400 012002 (2012). URL: http://iopscience.iop.org/1742-6596/400/1/012002/pdf/1742-6596_400_1_012002.pdf
- A3 V.V. Dmitriev, D.A. Krasnikhin, N. Mulders, A.A. Senin, G.E. Volovik, A.N. Yudin **Orbital glass and spin glass states of $^3\text{He-A}$ in aerogel.** // JETP Lett., 91, 599 (2010). URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1959/article_29668.pdf
- A4 V.V. Dmitriev, D.A. Krasnikhin, N. Mulders, A.A. Senin, A.N. Yudin **Nuclear Spin Relaxation in Glass States of $^3\text{He-A}$ in Stretched Aerogel.** // J. Low Temp. Phys., 162, 226-232 (2011). URL: <http://link.springer.com/content/pdf/10.1007/s10909-010-0289-x.pdf>
- A5 V.V. Dmitriev, D.A. Krasnikhin, A.A. Senin and A.N. Yudin **NMR properties of $^3\text{He-A}$ in biaxially anisotropic aerogel.** // J. Phys. CS 400, 012007 (2012). URL: http://iopscience.iop.org/1742-6596/400/1/012007/pdf/1742-6596_400_1_012007.pdf

Литература

- [1] D.D. Osheroff, J.W. Gully, L.C. Richardson, D.M. Lee, Phys. Rev. Lett. **29**, 920 (1972).
- [2] P.W. Anderson, P. Morel, Phys. Rev. **123**, 1911 (1961).
- [3] R. Balian, N.R. Werthamer, Phys. Rev. **131**, 1553 (1963).
- [4] D. Vollhardt, P. Woölfle. The Superfluid Phases of Helium Three.– London: Tailor & Francis, (1990).
- [5] J.V. Porto and J.M. Parpia, Phys. Rev. Lett. **74**, 4667 (1995).
- [6] D.T. Sprague, T.M. Haard, J.B. Kycia et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 661 (1995).
- [7] B.I. Barker, Y. Lee, L. Polukhina, et al., Phys. Ref. Lett. **85**, 2148 (2000).
- [8] В.В.Дмитриев, В.В.Завьялов, Д.Е.Змеев, И.В.Косарев, Н.Малдерс, Письма в ЖЭТФ, **76**, 371 (2002).
- [9] T. Kunimatsu, T. Sato, K. Izumina, A. Matsubara, Y. Sasaki et al., Письма в ЖЭТФ, **86**, 244 (2007).
- [10] G.E. Volovik, J. of Low Temp. Phys. **150**, 453 (2008).
- [11] R.Sh. Askhadullin, P.N. Martynov, P.A. Yudintsev et al., J. Phys.: Conf. Ser. **98**, 072012 (2008).
- [12] K. Aoyama and R. Ikeda, Phys. Rev. **B**, **73**, 060504 (2006).
- [13] О.В. Лоунасмаа. Принципы и методы получения температур ниже 1К.– Москва: Мир, (1977).
- [14] А.С. Боровик-Романов, Ю.М. Буньков, В.В. Дмитриев и др., ПТЭ **3** 185 (1985).