

Московский физико-технический институт (государственный университет)  
Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН

Солдатов Аркадий Александрович

Выпускная квалификационная работа (магистерский диплом)

## Полярная фаза сверхтекучего $^3\text{He}$

Направление подготовки: 03.04.01 – «Прикладные математика и физика»  
Магистерская программа: 010911 – «Физика низких температур»

Научный руководитель:  
д.ф.-м.н., академик  
Дмитриев Владимир Владимирович

# Содержание

Введение	1
1 Теория сверхтекучести $^3\text{He}$	3
1.1 Сверхтекучие фазы $^3\text{He}$ и параметр порядка . . . . .	3
1.2 Спин-орбитальное взаимодействие . . . . .	4
1.3 Сверхтекучие фазы $^3\text{He}$ в анизотропном аэрогеле . . . . .	5
1.4 Разупорядоченные спиновые состояния . . . . .	6
2 Экспериментальная установка	7
2.1 Криостат ядерного размагничивания . . . . .	8
2.2 Экспериментальная ячейка . . . . .	10
2.3 Спектрометр для поперечного непрерывного ЯМР . . . . .	12
2.4 Условия эксперимента . . . . .	13
2.5 Образцы аэрогеля . . . . .	13
3 Результаты экспериментов в нафене	15
3.1 Полярная фаза . . . . .	15
3.2 Фазовые диаграммы $^3\text{He}$ в нафене . . . . .	17
3.3 Получение нового спинового состояния в нафене . . . . .	18
3.4 Солитоны в полярной фазе $^3\text{He}$ . . . . .	21
4 Выводы	23
Список литературы	24

## Введение

Сверхтекучесть  $^3\text{He}$  объясняется переходом вещества в макроскопическое квантовое состояние, описываемое одной волновой функцией и возникающее вследствие бозе-эйнштейновской конденсации. Атомы  $^3\text{He}$  являются фермионами, и бозе-конденсация в  $^3\text{He}$  происходит благодаря куперовскому спариванию с орбитальным моментом и спином пары, равными 1 (p-wave). Сверхтекучесть  $^3\text{He}$  была открыта в 1972 г. [1], и было установлено, что в слабых магнитных полях реализуются 2 сверхтекучие фазы – А и В с параметрами порядка АВМ (модель Андерсона-Бринкмана-Мореля [2]) и ВW (модель Бальяна-Вертхамера [3]) соответственно. К настоящему времени свойства чистого сверхтекучего  $^3\text{He}$  хорошо изучены [4], и его свойства не только качественно, но и, зачастую, количественно хорошо описываются теорией. Поэтому представляет интерес изучение влияния примесей на такую идеальную модельную систему. Эта задача осложняется тем, что сверхтекучий  $^3\text{He}$  – очень чистое вещество. При температурах порядка 1 мК, когда  $^3\text{He}$  становится сверхтекучим, все примеси вымерзают, а изотоп  $^4\text{He}$  уже практически не растворяется в  $^3\text{He}$ . Решением этой проблемы стало использование аэрогеля в качестве примеси. Это стало возможным благодаря развитию технологии по получению аэрогелей высокой пористости ( $\sim 98\%$ ). Аэрогель – это высокопористый материал, обладающий рядом уникальных физических свойств, которые привлекают внимание исследователей, работающих в различных областях науки и техники. Аэрогель представляет собой жесткий каркас из переплетенных тонких нитей. Толщина нитей ( $3 \div 10$  нм) меньше длины когерентности сверхтекучего  $^3\text{He}$  ( $\sim 80$  нм при низких

давлениях), а расстояние между нитями в десять и более раз превышает их диаметр, так что нити аэрогеля играют роль протяженных примесей.

До недавнего времени в экспериментах использовался аэрогель из диоксида кремния (кремниевый аэрогель), который состоит из сферических кластеров из  $\text{SiO}_2$  диаметром  $3 \div 5$  нм, формирующих систему перепутанных нитей. Такой высокопористый аэрогель не подавляет сверхтекучесть  $^3\text{He}$  полностью, но приводит к уменьшению температуры сверхтекучего перехода [5,6]. Так же как и в чистом  $^3\text{He}$ , в  $^3\text{He}$  в аэрогеле реализуются 2 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 ВВ [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  $\hat{\mathbf{l}}$ , и такое состояние еще называют орбитальным стеклом) [10,11]. Орбитальное стекло А-подобной фазы также было изучено в изотропном кремниевом аэрогеле [12].

Сверхтекучесть  $^3\text{He}$  недавно была исследована [13,14] в “нематически упорядоченном” аэрогеле. Нити такого аэрогеля почти параллельны друг другу, что соответствует бесконечному растяжению изначально изотропного образца аэрогеля. Образцы аэрогеля были получены в ФЭИ им. Лейпунского (г. Обнинск). Аэрогель имеет плотность  $\rho = 8 \div 50$  мг/см<sup>3</sup>. Нити его состоят из аморфного гидроксида алюминия ( $\text{AlOOH}$ ). Диаметр нитей составляет  $6 \div 10$  нм, а расстояние между ними равно  $\sim 100$  нм [15]. Согласно теории Аоямы и Икеды, в такой системе может наблюдаться полярная сверхтекучая фаза или АВМ фаза с полярным искажением, которые не реализуются в объемном  $^3\text{He}$  [16]. В экспериментах [13] было обнаружено, что в зависимости от условий и предыстории реализуются три сверхтекучие фазы: две высокотемпературные (ESP1, ESP2) и одна низкотемпературная (LT). Было выяснено, что ESP1 и ESP2 фазы соответствуют АВМ фазе с сильным полярным искажением и находятся в двумерном состоянии ЛИМ.

В настоящей работе представлены результаты исследования сверхтекучести  $^3\text{He}$  в новом типе “нематически упорядоченного” аэрогеля – нафене. Этот аэрогель отличается высокой плотностью и более высокой степенью анизотропии от предыдущих образцов “нематически упорядоченного” аэрогеля, полученных в ФЭИ им. Лейпунского. В результате этих исследований получены доказательства существования полярной фазы в нафене, построены фазовые диаграммы в диапазоне давлений  $P = 0.2 \div 29.3$  бар и температур  $T = 0.8 \div 2.5$  мК для двух образцов нафена, отличающихся друг от друга плотностью. Также обнаружено и исследовано новое спиновое состояние, реализующееся в полярной фазе. Численным моделированием проведен анализ структуры этого состояния.

# 1 Теория сверхтекучести $^3\text{He}$

## 1.1 Сверхтекучие фазы $^3\text{He}$ и параметр порядка

В теории сверхтекучего  $^3\text{He}$  вводят векторный параметр порядка  $\mathbf{d}(\hat{\mathbf{k}})$  – комплексный вектор в спиновом пространстве, который является спиновой волновой функцией, соответствующей полному спину пары  $S = 1$ . Так как полный орбитальный момент пары  $L = 1$ , то компоненты векторного параметра порядка можно разложить по базисным орбитальным волновым функциям (сферическим гармоникам), которые, как известно, для  $L = 1$  линейно выражаются через компоненты единичного волнового вектора  $\hat{\mathbf{k}}$ . Следовательно, они являются линейными комбинациями компонент вектора  $\hat{\mathbf{k}}$ :

$$d_i(\hat{\mathbf{k}}) = A_{ij} \hat{k}_j. \quad (1.1)$$

Индекс  $i$  называют спиновым индексом, индекс  $j$  – орбитальным. Комплексная матрица  $A_{ij}$  является параметром порядка сверхтекучего  $^3\text{He}$ .

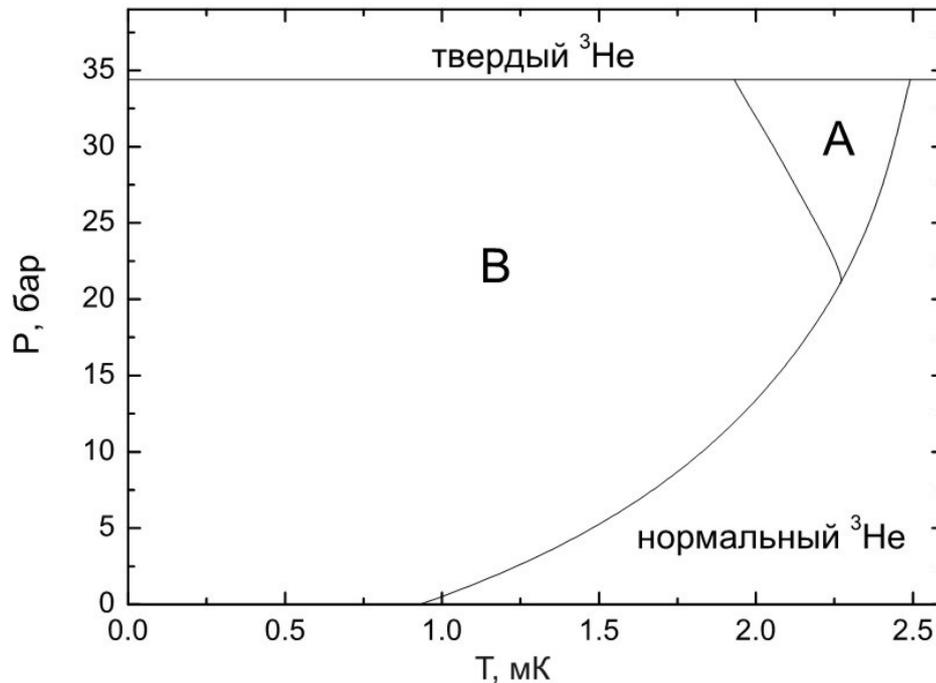


Рис. 1.1: Фазовая диаграмма  $^3\text{He}$  в слабых магнитных полях.

Согласно теории сверхтекучего  $^3\text{He}$  [4] существует множество различных сверхтекучих фаз, обладающих различной симметрией и являющихся экстремумами свободной энергии. В объемном  $^3\text{He}$  все эти фазы имеют одну и ту же температуру сверхтекучего перехода  $T_c$ , но, как известно, в отсутствие магнитного поля в  $^3\text{He}$  реализуются только две сверхтекучие фазы, соответствующие наименьшей свободной энергии: при высоких давлениях и температурах – А фаза с параметром порядка АВМ, а в остальной области сверхтекучести на фазовой диаграмме – В фаза с параметром порядка ВW. На Рис. 1.1 приведена фазовая диаграмма  $^3\text{He}$  в слабых магнитных полях и сверхнизких температурах. В магнитном поле к ним добавляется фаза  $A_1$ , существующая в узком температурном диапазоне между нормальным  $^3\text{He}$  и А фазой. Фазовый переход из нормального  $^3\text{He}$  в А фазу и В фазу является фазовым переходом второго рода, а переход из А фазы в В фазу – первого рода.

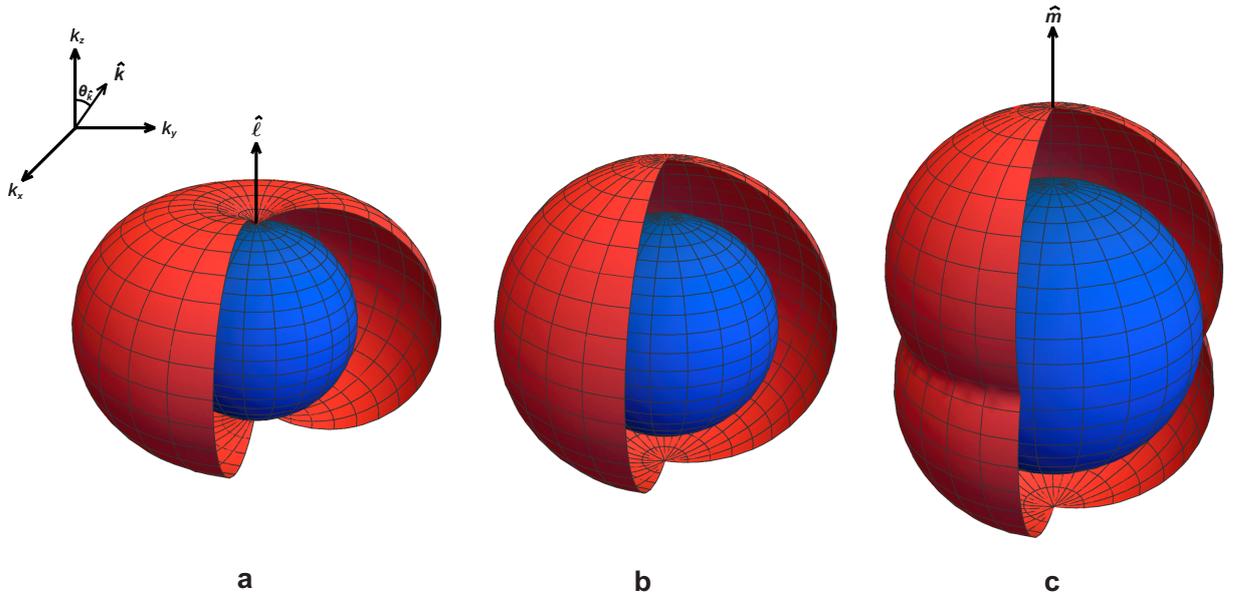


Рис. 1.2: Энергетическая щель  $\Delta_{\hat{\mathbf{k}}}$  различных фаз сверхтекучего  ${}^3\text{He}$ : а – А фаза ( $\Delta_{\hat{\mathbf{k}}} = \Delta_0 \sin \theta_{\hat{\mathbf{k}}}$ ), б – В фаза ( $\Delta_{\hat{\mathbf{k}}} = \Delta_0$ ), в – полярная фаза ( $\Delta_{\hat{\mathbf{k}}} = \Delta_0 |\cos \theta_{\hat{\mathbf{k}}}|$ ). Синим цветом показана сфера Ферми.

А фаза имеет анизотропный параметр порядка АВМ:

$$A_{jk} = \Delta_0 \hat{d}_j (\hat{m}_k + i \hat{n}_k), \quad (1.2)$$

где  $\Delta_0$  – параметр энергетической щели в спектре возбуждений,  $\hat{\mathbf{m}}$  и  $\hat{\mathbf{n}}$  – единичные вектора в орбитальном пространстве,  $\hat{\mathbf{d}}$  – единичный действительный спиновый вектор параметра порядка. Из (1.2) видно, что параметр порядка распадается на 2 независимые части – спиновую и орбитальную. Спиновая часть параметра порядка определяется вектором  $\hat{\mathbf{d}}$ , который всегда перпендикулярен спину  $\mathbf{S}$ . Поэтому А фаза относится к классу Equal Spin Pairing (ESP) фаз. К классу ESP принадлежат те сверхтекучие фазы, спиновая волновая функция которых не содержит компоненты с нулевой проекцией спина на ось квантования. Магнитная восприимчивость ESP фаз не меняется с температурой и остается такой же, как и в нормальном состоянии. Орбитальная часть параметра порядка (1.2) определяется выражением  $\hat{m}_k + i \hat{n}_k$ , которое соответствует орбитальной волновой функции с определенной проекцией орбитального момента +1. Вводят вектор орбитального момента  $\hat{\mathbf{l}} = \hat{\mathbf{m}} \times \hat{\mathbf{n}}$ , совпадающий по направлению со средним моментом импульса пары  $\mathbf{L}$ . Наличие такого выделенного направления обуславливает анизотропный вид энергетической щели с двумя нулями вдоль вектора  $\hat{\mathbf{l}}$  (Рис. 1.2-а).

Что касается В фазы, то в ней энергетическая щель изотропна (Рис. 1.2-б) и параметр порядка ВВ имеет вид:

$$A_{jk} = \Delta_0 e^{i\phi} R_{jk}, \quad (1.3)$$

где  $R_{jk}$  – матрица оператора поворота спинового пространства относительно орбитального,  $e^{i\phi}$  – фазовый множитель. В волновой функции В фазы присутствуют все 3 компоненты проекции спина (+1, 0 и -1), поэтому в этой фазе магнитная восприимчивость при понижении температуры уменьшается.

## 1.2 Спин-орбитальное взаимодействие

В сверхтекучем  ${}^3\text{He}$  существует слабое относительно величины щели спин-орбитальное взаимодействие: диполь-дипольное взаимодействие ядерных магнитных моментов в ку-

перовской паре. Энергия этого взаимодействия (дипольная энергия) проявляется в виде дополнительного момента, действующего на намагниченность. При этом происходят изменения в спектре ЯМР, что позволяет изучать устройство параметра порядка.

С точностью до константы дипольную энергию для А фазы можно записать следующим образом:

$$U_D = -\frac{\chi_A \Omega_{A0}^2}{2g^2} (\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{l}})^2, \quad (1.4)$$

где  $\chi_A = \chi_N \sim 10^{-7}$  – магнитная восприимчивость  $^3\text{He}$  в А фазе,  $g = 2.0378 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ .  $\Theta^{-1}$  – гиромагнитное отношение  $^3\text{He}$ ,  $\Omega_{A0} = \Omega_{A0}(T)$  – так называемая леггеттовская частота чистой А фазы в объемном  $^3\text{He}$ , характеризующая силу дипольного взаимодействия спинов атомов в куперовской паре. Леггеттовская частота пропорциональна величине щели и зависит от температуры и давления. При  $T = T_c$  леггеттовская частота равна 0 ( $\Omega_{A0}(T_c) = 0$ ) и монотонно возрастает с понижением температуры ( $\Omega_{A0}(0) \sim 10^6 \text{ рад/с}$ ). Именно наличие дипольной энергии приводит к сдвигу частоты поперечного ЯМР, так как согласно теории  $\Delta\omega = -\frac{g}{\chi_A H} \frac{\partial \bar{U}_D}{\partial \cos\beta}$ , где  $\beta$  – угол отклонения намагниченности  $\mathbf{M}$  от внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$ , черта над дипольной энергией означает усреднение по быстрой прецессии спина.

Существенную роль может играть также градиентная энергия, которая препятствует резкому изменению ориентации параметра порядка по пространству. Характерную длину, на которой градиентная энергия сравнивается с дипольной, называют дипольной длиной  $\xi_D$ , которая для всех сверхтекучих фаз составляет  $\sim 10 \text{ мкм}$  и практически не зависит от температуры.

### 1.3 Сверхтекучие фазы $^3\text{He}$ в анизотропном аэрогеле

Исследования сверхтекучего  $^3\text{He}$  в “нематически упорядоченном” аэрогеле представляет особый интерес, так как из теории следует [16], что такая анизотропия (которая соответствует бесконечному растяжению изначально изотропного образца) делает более выгодной полярную сверхтекучую фазу по сравнению с АВМ фазой, которая реализуется в объемном  $^3\text{He}$ . Эта фаза отличается тем, что сверхтекучая щель обращается в 0 на “экваторе” ферми-поверхности, а не в двух противоположных точках (“полюсах”), как в А фазе (Рис. 1.2-с).

Общий вид параметра порядка АВМ фазы с полярным искажением (который включает, как предельные случаи, и параметр порядка полярной фазы, и параметр порядка чистой А фазы) имеет вид:

$$A_{jk} = \Delta_0 e^{i\phi} \hat{d}_j (a \hat{m}_k + i b \hat{n}_k), \quad (1.5)$$

где  $a^2 + b^2 = 1$ . Отметим, что  $a = b$  для чистой АВМ фазы,  $a^2 > b^2 > 0$  для АВМ фазы с полярным искажением и  $a = 1, b = 0$  для чистой полярной фазы. Как и в случае чистой АВМ фазы, для АВМ фазы с полярным искажением можно определить орбитальный вектор  $\hat{\mathbf{l}} = \hat{\mathbf{m}} \times \hat{\mathbf{n}}$ . Также следует сказать, что АВМ фаза с полярным искажением в “упорядоченном” аэрогеле должна находиться в состоянии ЛИМ (состояние пространственной неоднородности орбитального вектора  $\hat{\mathbf{l}}$  (или  $\hat{\mathbf{n}}$ ) вследствие поля примесей в виде нитей аэрогеля), причем это состояние должно быть двумерным (Рис. 1.3), так как согласно теории [16] нити аэрогеля ориентируют вектор  $\hat{\mathbf{m}}$  вдоль их оси. Степень неоднородности вектора  $\hat{\mathbf{l}}$  (или  $\hat{\mathbf{n}}$ ) характеризуется масштабом длины  $\xi_{LIM} \sim 1 \text{ мкм}$   $\ll \xi_D$ , который называют длиной Ларкина-Имри-Ма.

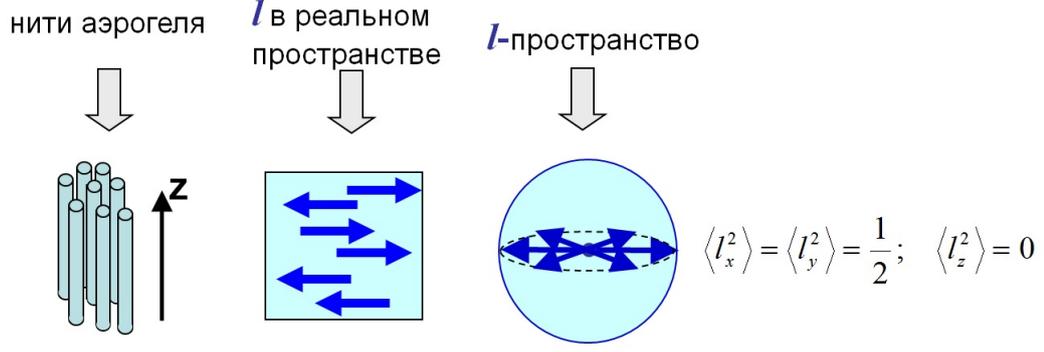


Рис. 1.3: Орбитальный вектор  $\hat{l}$  в “упорядоченном” аэрогеле.

Дипольная энергия, соответствующая параметру порядка (1.5), определяется следующим выражением:

$$U_D = \frac{2}{3 - 4a^2b^2} \frac{\chi_A \Omega_A^2}{g^2} \left[ a^2 (\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{m}})^2 + b^2 (\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{n}})^2 \right], \quad (1.6)$$

где  $\Omega_A$  – леггеттовская частота чистой А фазы в аэрогеле (то есть с учетом подавления температуры сверхтекучего перехода). Усреднив по быстрой прецессии спина и по орбитальному пространству формулу для дипольной энергии (1.6), можно получить формулу для сдвига частоты. Сдвиг частоты в поперечном непрерывном ЯМР для АВМ фазы с полярным искажением, находящейся в двумерном состоянии ЛИМ, получается следующий:

$$2\omega_L \Delta\omega = K \Omega_A^2 \cos^2 \mu, \quad K = \frac{4 - 6b^2}{3 - 4a^2b^2}, \quad (1.7)$$

где  $\omega_L$  – ларморовская частота  $^3\text{He}$ ,  $\mu$  – угол между внешним магнитным полем  $\mathbf{H}$  и направлением оси анизотропии аэрогеля  $z$ . Для чистой АВМ фазы, находящейся в двумерном состоянии ЛИМ,  $K = \frac{1}{2}$ , для полярной фазы  $K = \frac{4}{3}$ . Вывод формулы (1.7) подробно изложен в работе [14].

#### 1.4 Разупорядоченные спиновые состояния

Везде выше предполагалось, что спиновый вектор  $\hat{\mathbf{d}}$  пространственно однороден везде внутри образца аэрогеля (состояние спиновый нематик, spin nematic, SN). Экспериментально такое состояние всегда реализуется при охлаждении из нормальной фазы в А фазу, если накачка непрерывного ЯМР несильно отклоняет намагниченность от равновесия. Если же при охлаждении часто подавать радиочастотные импульсы большой амплитуды (так, что намагниченность отклоняется на большие углы), то А фаза оказывается в другом состоянии [10] – спиновое стекло (spin glass, SG). Состояние SG – это состояние пространственной неоднородности вектора  $\hat{\mathbf{d}}$ . Оно является метастабильным и стабилизируется случайным полем векторов  $\hat{\mathbf{l}}$  (или  $\hat{\mathbf{n}}$ ).

Расчет для сдвига частоты в поперечном непрерывном ЯМР для АВМ фазы с полярным искажением, находящейся в двумерном состоянии ЛИМ и состоянии SG, дает следующую формулу:

$$2\omega_L \Delta\omega = K \Omega_A^2 \left( 1 - \frac{3}{2} \sin^2 \mu \right). \quad (1.8)$$

Из формулы (1.8) видно, что при ориентации внешнего магнитного поля вдоль оси анизотропии аэрогеля сдвиг частоты АВМ фазы с полярным искажением в состоянии

SG не отличается от случая SN, в то время, как при ориентации внешнего магнитного поля перпендикулярно оси анизотропии сдвиг частоты становится отрицательным и в 2 раза меньше.

Состояния SN и SG являются соответственно глобальным и локальным минимумами полной объемной свободной энергии сверхтекучего  ${}^3\text{He}$ , которая определяется суммой дипольной  $U_D$  и градиентной  $U_{grad}$  энергий [4]:

$$U = U_D + U_{grad}, \quad (1.9)$$

$$U_D \sim a^2 (\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{m}})^2 + b^2 (\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{n}})^2, \quad (1.10)$$

$$U_{grad} \sim 2 |(\boldsymbol{\varrho} \cdot \nabla) \cdot \hat{\mathbf{d}}|^2 + |\boldsymbol{\varrho}|^2 (\partial_i \hat{d}_j)^2, \quad (1.11)$$

где  $\boldsymbol{\varrho} = a\hat{\mathbf{m}} + ib\hat{\mathbf{n}}$ . Дипольная энергия стремится повернуть вектор  $\hat{\mathbf{d}}$  вдоль  $\hat{\mathbf{l}} = \hat{\mathbf{m}} \times \hat{\mathbf{n}}$ , а градиентная энергия – выстроить поле векторов  $\hat{\mathbf{d}}$  в одном направлении.

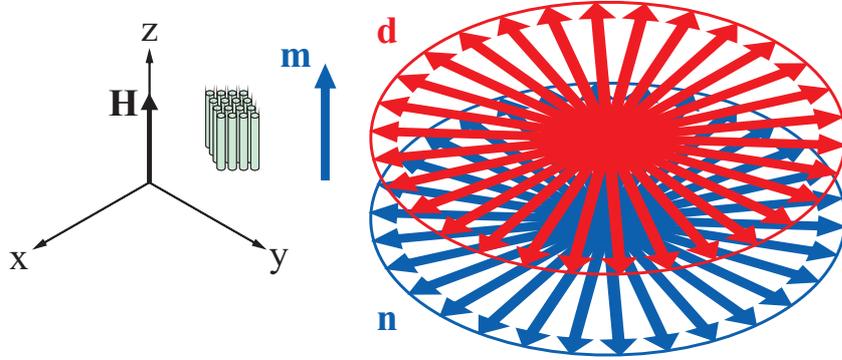


Рис. 1.4: Состояние SG ABM фазы с полярным искажением в упорядоченном аэрогеле с нитями, ориентированными вдоль магнитного поля. Вектора  $\hat{\mathbf{d}}$  и  $\hat{\mathbf{n}}$ , приведенные в одну точку, изображены не в реальном пространстве, а соответственно спиновом и орбитальном.

Рассмотрим ABM фазу с полярным искажением в упорядоченном аэрогеле. Пусть нити аэрогеля и внешнее магнитное поле направлены вдоль оси  $z$ , а поле векторов  $\hat{\mathbf{d}}$  и  $\hat{\mathbf{l}}$  (или  $\hat{\mathbf{n}}$ ) образует соответственно SG состояние и 2D состояние ЛИМ (Рис. 1.4). Оба векторных поля  $\hat{\mathbf{d}}$  и  $\hat{\mathbf{l}}$  (или  $\hat{\mathbf{n}}$ ) лежат в плоскости  $xy$  и образуют случайное распределение, меняющееся на масштабах длин соответственно  $\xi_D$  и  $\xi_{LIM}$ . Если сверхтекучий  ${}^3\text{He}$  перейдет в полярную фазу ( $a = 1, b = 0$ ), то дипольная энергия перестанет зависеть от вектора  $\hat{\mathbf{n}}$  и положения вектора  $\hat{\mathbf{d}}$  в плоскости  $xy$  (другими словами, исчезнет поле векторов  $\hat{\mathbf{n}}$ ). В результате градиентная энергия выстроит поле векторов  $\hat{\mathbf{d}}$  вдоль произвольного направления в плоскости  $xy$ , то есть образуется состояние SN. Таким образом, **состояние SG в полярной фазе не реализуемо**.

Рассуждения проводились без учета влияния нитей аэрогеля в объеме  ${}^3\text{He}$ . Но как потом станет понятно, нити тоже могут влиять на формирование разупорядоченного спинового состояния сверхтекучего  ${}^3\text{He}$ .

## 2 Экспериментальная установка

Исследования, описанные в данной работе, проводились на криостате ядерного размагничивания ИФП РАН [17, 18]. В качестве предварительной ступени охлаждения используется криостат растворения  ${}^3\text{He}$  в  ${}^4\text{He}$ , построенный по классической схеме [19].

## 2.1 Криостат ядерного размагничивания

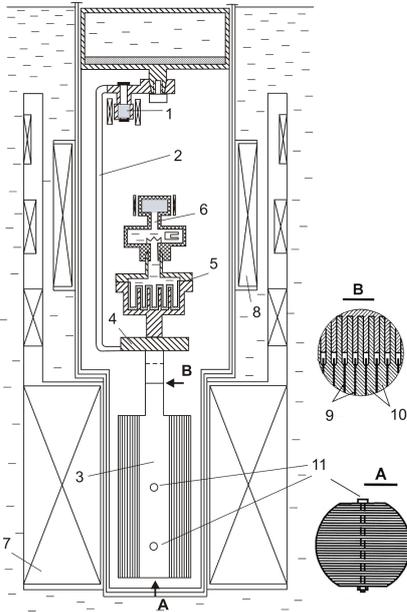


Рис. 2.1: Схема криостата ядерного размагничивания: 1 – тепловой ключ, 2 – хладопровод, 3 – ступень ядерного размагничивания, 4 – капка ступени, 5 – теплообменник, 6 – экспериментальная ячейка, 7 – сверхпроводящий соленоид, 8 – соленоид, содержащий магнитное поле в экспериментальной камере, 9 – тефлоновые листы, 10 – медные пластины, 11 – тефлоновые болты.

На Рис. 2.1 изображена схема криостата ядерного размагничивания. Здесь достигаются сверхнизкие температуры  $\sim 1$  мК. Перед размагничиванием ядерная ступень 3, состоящая из медных пластин, предварительно охлаждается до температуры камеры растворения  $\sim 10$  мК. В этом случае тепловой ключ 1 из свинца, критическое поле которого 700 Э, открыт (телопередача осуществляется с помощью хладопровода 2 из медной фольги с большим коэффициентом теплопроводности, который одним концом припаян к теплому ключу, другим концом – к капке ядерной ступени 4). Теплообменник 5 имеет большую площадь контакта с жидким  ${}^3\text{He}$ , чтобы уменьшить скачок Капицы. Для исследования  ${}^3\text{He}$  используется экспериментальная камера 6 из эпоксидной смолы на медном фланце, которая устанавливается на теплообменник при помощи индиевой прокладки. Внутри экспериментальной камеры размещаются кварцевая вилка, которая позволяет измерять температуру жидкого  ${}^3\text{He}$  вблизи сверхтекучего перехода, и нагреватель, чтобы проводить измерения в широком диапазоне температур. Ступень ядерного размагничивания размещена внутри сверхпроводящего соленоида 7 с критическим полем 8.9 Т. На нем установлены катушки компенсации поля, чтобы уменьшить величину поля рассеяния в области экспериментальной ячейки. Внутри катушек компенсации расположен соленоид 8, создающий вертикальное поле в экспериментальной камере. Есть еще сверхпроводящий соленоид седловидного типа, создающий поле в горизонтальной плоскости (на Рис. 2.1 не показан). В результате система из этих двух соленоидов позволяет получать магнитное поле, отклоненное от вертикали на любой угол.

Стандартный цикл работы криостата ядерного размагничивания представляет собой следующее (Рис. 2.2):

- Сверхпроводящий тепловой ключ открывается. В соленоид размагничивания вводится ток 150 А. Таким образом создается поле, среднеквадратичное значение которого в области ядерной ступени примерно равно 6 Т. Ступень охлаждается криостатом растворения в магнитном поле в течение  $2 \div 3$  суток до температуры  $\approx 15$  мК.
- Сверхпроводящий тепловой ключ размыкается. Из соленоида размагничивания в течение примерно 3.5 часов выводится ток до значения 50 А. Температура ядерной спиновой системы ступени уменьшается в результате размагничивания.
- В течение  $2 \div 3$  часов происходит установление температуры  ${}^3\text{He}$  в экспериментальной камере. Обычно это происходит вечером, а дальнейшее размагничивание происходит на следующее утро.

- d) Температура  $^3\text{He}$  измеряется и вычисляется конечное поле размагничивания, необходимое для заданной температуры. В течение времени  $2 \div 3$  ч проводится размагничивание до этого поля.
- e) Из-за внешнего теплопритока ( $\sim 1$  нВт) ступень ядерного размагничивания медленно отогревается. Отогрев можно компенсировать, выводя ток небольшими порциями из соленоида размагничивания. В зависимости от конечного поля эксперимент удастся проводить в течение времени от  $2 \div 3$  суток до  $10 \div 20$  суток. При значении остаточного тока в соленоиде размагничивания  $2 \div 3$  А, скорость отогрева сильно возрастает настолько, что проводить дальнейшие эксперименты не удается.
- f) Цикл повторяется.

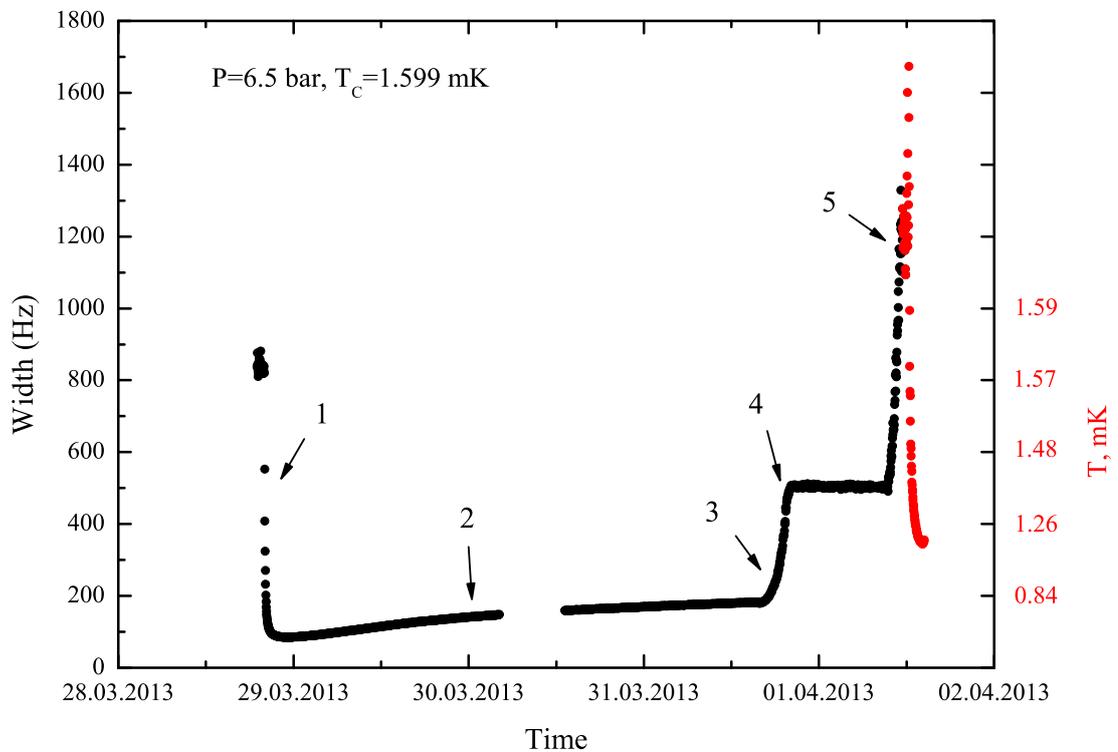


Рис. 2.2: Зависимость ширины резонансной кривой кварцевой вилки от времени. Кварцевая вилка расположена внутри экспериментальной камеры в объеме жидкого  $^3\text{He}$  (см. Главу 2.2). Ширина резонансной кривой пропорциональна вязкости жидкого  $^3\text{He}$ , которая зависит от температуры и в нормальной (ширина вилки падает с повышением температуры), и в сверхтекучей (ширина вилки растет с повышением температуры) фазах. Поэтому в экспериментах кварцевая вилка используется как термометр, а температура измеряется в Гц. На графике отмечены стадии работы криостата ядерного размагничивания: 1 – намагничивание до поля  $\approx 6$  Т, 2 – предварительное охлаждение, 3 – размагничивание до промежуточного поля  $\approx 2$  Т, 4 – установление температуры  $^3\text{He}$  в экспериментальной камере, 5 – размагничивание до конечного поля. Черные точки графика относятся к нормальной фазе  $^3\text{He}$ , красные точки графика – к сверхтекучему  $^3\text{He}$ , температура которого пересчитана по шкале мК справа.  $T_c = 1.599$  мК – температура сверхтекучего перехода в  $^3\text{He}$  при давлении  $P = 6.5$  бар.

Как указано в [18], с помощью данного криостата температуру  $^3\text{He}$  в экспериментальной камере удалось понизить до  $0.22$  мК, размагничиваясь до  $500$  Э.

## 2.2 Экспериментальная ячейка

Экспериментальная камера крепится с помощью индиевого уплотнения к капке ядерной ступени (Рис. 2.3). В верхней части фланца расположен теплообменник E экс-

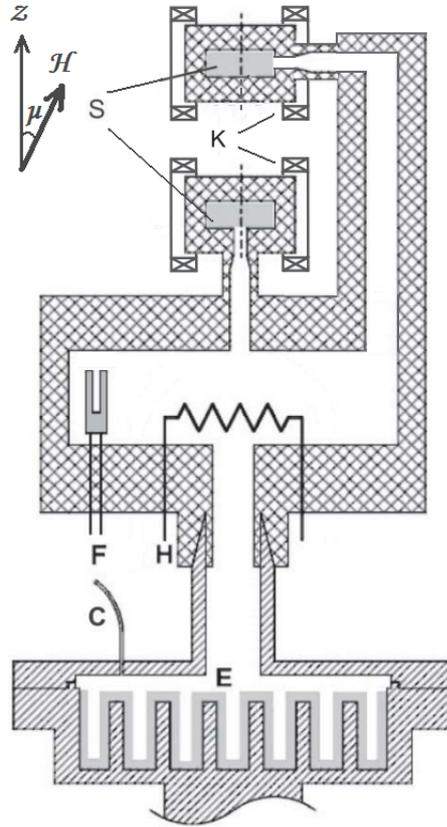


Рис. 2.3: Схема экспериментальной камеры: С – капилляр, F – кварцевый резонатор, H – нагреватель, S – образцы аэрогеля в ячейках, E – теплообменник, K – катушки ЯМР.

периментальной ячейки из спеченого серебряного порошка с размером зерен  $\sim 100$  нм общей площадью  $40 \text{ м}^2$ . Такая большая площадь необходима из-за теплового сопротивления Капицы на границе между ступенью и жидким  $^3\text{He}$ . Теплообменник обеспечивает тепловой контакт между ступенью и  $^3\text{He}$ .  $^3\text{He}$  заполняет экспериментальный объем через капилляр С, припаянный к медному фланцу. В верхнюю часть фланца вклеена цилиндрическая камера, изготовленная из эпоксидной смолы “Stycast 1266”. В камере находится кварцевый резонатор F (“вилка”), служащий основным термометром [20]. Под действием внешней накачки, он совершает колебания, затухающие главным образом из-за вязкости  $^3\text{He}$ , которая сильно меняется с температурой: в нормальной фазе  $^3\text{He}$  вязкость  $\eta \propto \frac{1}{T^2}$ , в сверхтекучей фазе  $^3\text{He}$ -В она имеет экспоненциальную зависимость от температуры  $\eta \propto e^{-\frac{\Delta_0}{k_B T}}$ . С помощью генератора DS345 и lock-in усилителя SR830 снимается частотная характеристика “вилки”. Резонанс наблюдается на частотах около 31.8 кГц. Его ширина в интересующем нас интервале температур меняется от 140 до 500 Гц при высоких давлениях  $^3\text{He}$ , от 500 до 1500 Гц при низких давлениях  $^3\text{He}$ . “Вилка” калибруется по леггеттовской частоте в В фазе, значения которой при данном давлении известны. Пример калибровочной кривой показан на Рис. 2.4. В камере также находится нагреватель из манганиновой проволоки H, с помощью которого можно изменять температуру в экспериментальных ячейках: мощности  $2 \div 30$

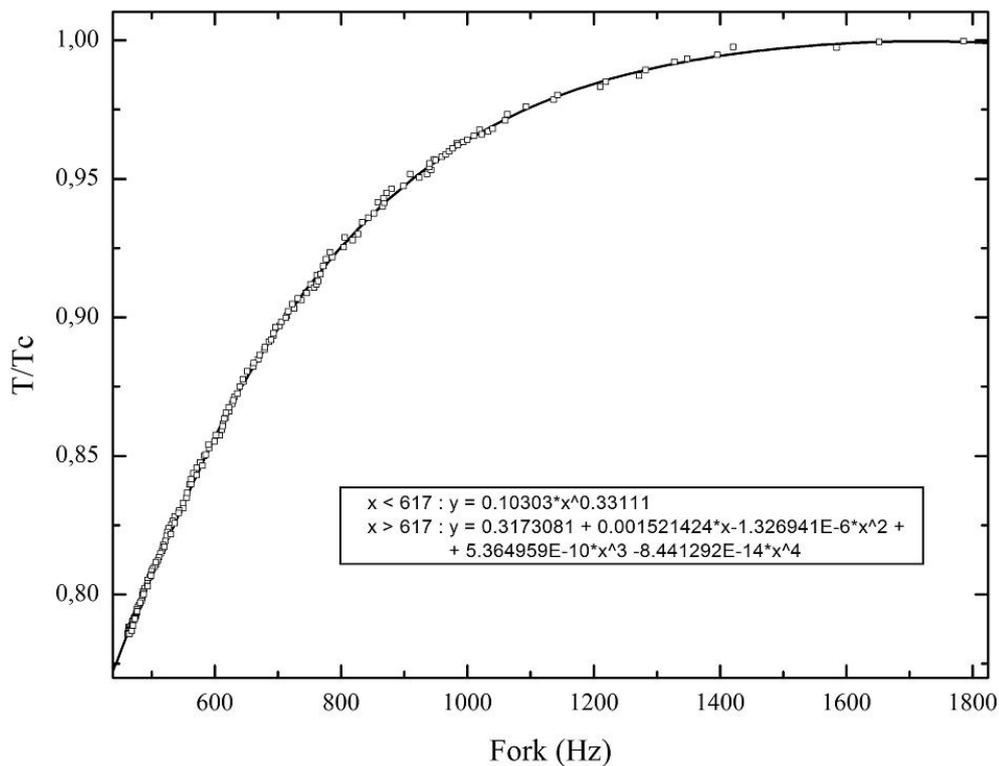


Рис. 2.4: Калибровка “вилки” при  $P = 2.4$  бар. Символом  $\square$  показаны экспериментальные точки, сплошной линией – подгоночная кривая (на врезке написана соответствующая функция).

нВт достаточно, чтобы нагревателем быстро перегреть  $^3\text{He}$  относительно ядерной ступени и так же быстро охладить его, выключив нагреватель. Возможность перегреть  $^3\text{He}$  относительно ступени обеспечивается скачком Капицы. Такая процедура гораздо проще и быстрее, чем намагничивание и размагничивание ступени. В этом случае не меняется также рассеянное поле соленоида размагничивания, что важно для экспериментов по ЯМР. Основная камера, содержащая термометр и нагреватель, соединяется с экспериментальными ячейками узкими каналами. Ячейки также изготавливаются из эпоксидной смолы “Stycast 1266”. Образцы аэрогеля в ячейках S имеют обычно форму прямоугольного параллелепипеда. Зазор между стенками ячеек и поверхностью аэрогеля составляет около 0.1 мм. Этого расстояния достаточно, чтобы не возникло деформации аэрогеля при охлаждении ячеек от комнатной температуры из-за разности коэффициентов теплового расширения эпоксидной смолы и аэрогеля. Двухсекционные катушки ЯМР K наматываются из медной проволоки диаметра 0.05 мм ( $60 \times 2$  витков). Катушки не касаются ячеек и тепловым образом соединены с криостатом растворения. Это необходимо для того, чтобы избежать разогрева ячеек джоулевыми потерями в катушках.

На Рис. 2.3 показано для простоты всего две ячейки с аэрогелем. На самом деле, поскольку криостат запускается на время порядка нескольких месяцев, обычно делается от 3-х до 4-х ячеек, расположенных одна под другой. Одна ячейка всегда остается неизменной и используется для калибровки кварцевого резонатора. Внутри нее находятся вертикально расположенные пластинки из папиросной бумаги, пропитанной стайкастом, толщиной  $\sim 10$  мкм на расстоянии  $\sim 0.1 \div 0.2$  мм друг от друга. Такая конфигурация стенок дает ЯМР сигнал в вертикальном магнитном поле от сверхтекучего  $^3\text{He}$ -В в виде 2-х пиков: один пик – на ларморовской частоте, другой пик имеет поло-

жительный сдвиг частоты  $\Delta\omega = \frac{2}{5} \frac{\Omega_B^2}{\omega_L}$ , где  $\Omega_B$  – леггеттовская частота в сверхтекучем объемном  $^3\text{He}$ -В. Остальные ячейки – экспериментальные. В них помещается аэрогель определенным образом (так, чтобы нити были либо вертикальны, либо горизонтальны).

Эксперименты в аэрогеле проводятся в присутствии небольшого количества  $^4\text{He}$ . Это делается потому, что в случае чистого  $^3\text{He}$  на сигнал ЯМР заметное влияние оказывает парамагнитный твердый  $^3\text{He}$ . Он покрывает поверхность нитей аэрогеля двумя твердыми монослоями и имеет большую магнитную восприимчивость при сверхнизких температурах. В этом случае в районе сверхтекучего перехода сигнал ЯМР от твердых монослоев в несколько раз превышает сигнал от жидкого  $^3\text{He}$ , восприимчивость которого при  $T < 0.1$  К не зависит от температуры, что затрудняет интерпретацию экспериментов. При добавлении  $^4\text{He}$  твердый  $^3\text{He}$  замещается немагнитным  $^4\text{He}$  и сигнал ЯМР полностью определяется жидким  $^3\text{He}$ .

### 2.3 Спектрометр для поперечного непрерывного ЯМР

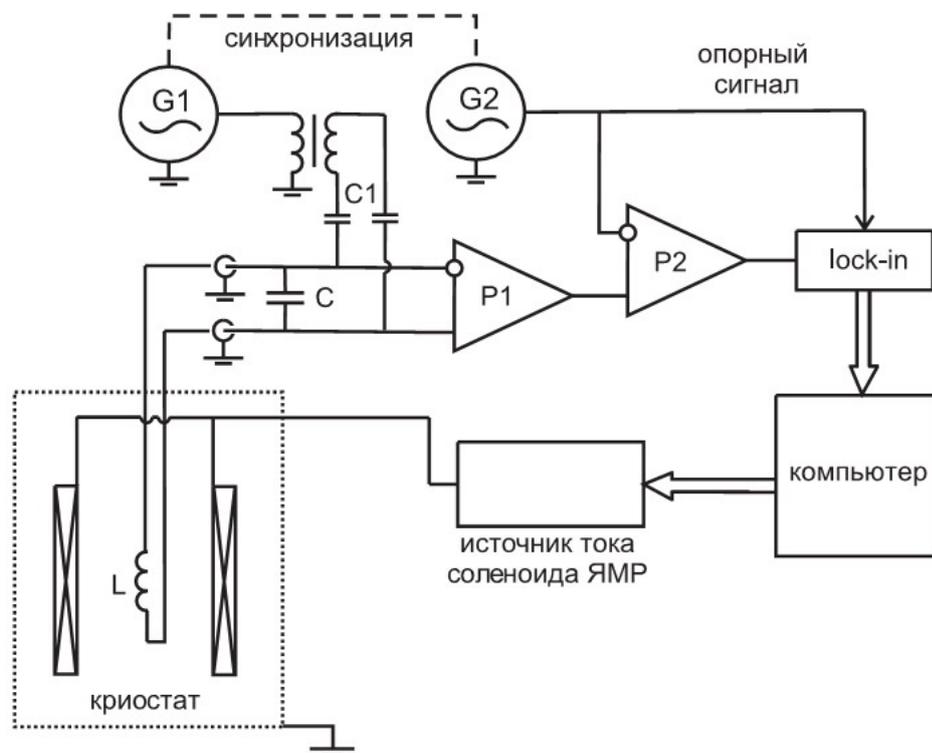


Рис. 2.5: Спектрометр для поперечного непрерывного ЯМР.

Вертикальное магнитное поле, необходимое для ЯМР экспериментов, создается отдельным соленоидом. Для компенсации остаточных градиентов магнитного поля используются дополнительные градиентные катушки. Ток в этих катушках подбирается таким образом, чтобы линия ЯМР в нормальной фазе  $^3\text{He}$  была наиболее узкой. В результате получается однородность поля  $\sim 2 \cdot 10^{-5}$  в области  $\sim 5$  мм. Токи через ЯМР-соленоиды создаются источниками тока с внешним управлением от компьютера. Прохождение линии непрерывного ЯМР осуществляется путем развертки поля при фиксированной частоте радиочастотной накачки.

Для поперечного непрерывного ЯМР используется схема спектрометра, представленная на Рис. 2.5. Генератор сигналов G1 (Hewlett Packard 33120A) соединяется через

трансформатор (отвязывающий схему от земли) и разделительные конденсаторы  $C_1$  емкостью около 1 пФ (обеспечивающие работу генератора в режиме источника тока) с резонансным LC-контуром. Роль индуктивности  $L$  в этом контуре играет поперечная седловидная катушка ЯМР, охватывающая экспериментальную ячейку. Путем подбора конденсатора  $C$  контур настраивается на выбранную резонансную частоту. Генератор  $G_1$  создает на катушке напряжение синусоидальной формы с фиксированной частотой, равной резонансной частоте контура. Радиочастотное поле, создаваемое поперечной катушкой ЯМР, отклоняет намагниченность в образце на небольшой угол (обычно несколько десятых градуса), при этом типичная амплитуда радиочастотного поля составляет  $\sim 10^{-3} \div 10^{-4}$  Э. Прецессируя, магнитный момент образца наводит дополнительное напряжение в катушке. Напряжение на контуре усиливается дифференциальным предусилителем  $P_1$  (Stanford Research Systems SR560) и подается на один из входов такого же предусилителя  $P_2$ . На другой вход этого предусилителя подается напряжение с генератора  $G_2$  (HP 33120A) той же частоты, что и генератор  $G_1$ . Во время настройки генератора  $G_2$  поле ЯМР-соленоида уводится в нерезонансную область, а фаза и амплитуда напряжения подбираются так, чтобы сигнал на выходе  $P_2$  был как можно меньше. Таким образом, сигнал, не связанный с резонансом в  $^3\text{He}$ , компенсируется на выходе  $P_2$ . Сигнал с предусилителя  $P_2$  подается на фазочувствительный синхронный усилитель “lock-in” (Stanford Research Systems SR844 RF), который выделяет сигналы в фазе и в квадратуре с опорным сигналом одного из генераторов. Зависимость обеих компонент сигнала от тока, текущего через соленоид ЯМР, записывается на компьютер через интерфейс GPIB. Используя эти зависимости, можно выделить сигналы поглощения и дисперсии (в фазе и в квадратуре с радиочастотным полем в катушке соответственно).

## 2.4 Условия эксперимента

Измерения проводились методом поперечного непрерывного ЯМР при температурах  $T = 0.8 \div 2.5$  мК, достигаемых криостатом ядерного размагничивания ИФП РАН, давлениях  $P = 0.2 \div 29.3$  бар и в магнитных полях  $H = 104 \div 425$  Э (соответствующие ларморовские частоты  $f = 0.34 \div 1.39$  МГц). Направление магнитного поля в ходе экспериментов можно было менять: отклонять от вертикальной оси на угол  $\mu$  (Рис. 2.3).

## 2.5 Образцы аэрогеля

В первых экспериментах с  $^3\text{He}$  в “нематически упорядоченном” аэрогеле использовались образцы “Обнинского аэрогеля” [15]. Этот аэрогель выращивался по принципиально новой методике, разработанной в Физико-энергетическом институте имени А. И. Лейпунского и основанной на селективном окислении бинарных металлических расплавов Ga-Al, Bi-Al. В отличие от традиционной “автоклавной” золь-гель технологии синтез аэрогеля происходит при атмосферном давлении внутри или на поверхности расплава. Данная технология была названа жидкометаллической и выполняется в два этапа: 1) растворение Al в жидком металле Ga или Bi, 2) окисление Al на поверхности расплава при подаче водяного пара. В результате аэрогели получают на основе гидрооксида алюминия  $\text{Al}(\text{OH})_3$ . Аэрогель, выращенный из расплава Bi-Al, (обозначим Bi-Al) оказывается сильно неупорядоченным, поэтому он не использовался в экспериментах (Рис. 2.6-с, d). Аэрогель же, выращенный из расплава Ga-Al, (обозначим Ga-Al) отличается наличием оси анизотропии, постоянной во всем образце (Рис. 2.6-а, b). Образцы имеют ровные нити, но в длину ограничиваются кромками с характерным расстоянием

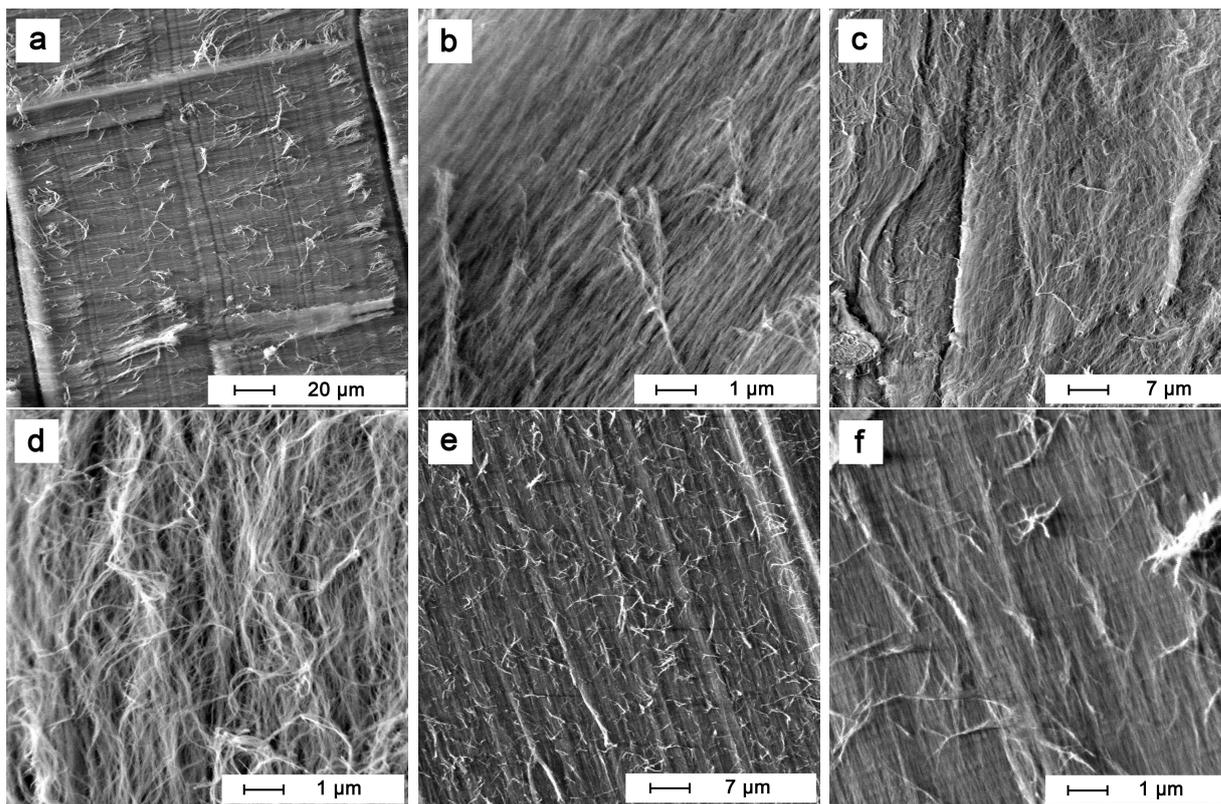


Рис. 2.6: Фотографии образцов, полученные методом сканирующей электронной микроскопии (СЕМ), а, b – образцы Ga-Al плотностью соответственно 30 и 8 мг/см<sup>3</sup>, с, d – образец Bi-Al плотностью 10 мг/см<sup>3</sup>, е, f – образец нафена плотностью 90 мг/см<sup>3</sup>.

50 мкм. После кромки нити начинаются заново и располагаются вдоль того же выделенного направления. Аэрогель имеет плотность от 8 до 50 мг/см<sup>3</sup>, нити с диаметром  $\sim 10$  нм, расстоянием между ними  $\sim 100$  нм, пористость 99.3%. По результатам малоуглового рентгеновского рассеяния (МУРР) диаметр нитей Ga-Al плотностью 30 мг/см<sup>3</sup> (обозначим Ga-Al-1) получается  $\approx 9$  нм, а Ga-Al плотностью 8 мг/см<sup>3</sup> (обозначим Ga-Al-2) –  $\approx 6$  нм. Расстояние между нитями оказывается  $\sim 100$  нм.

В проведенных ранее низкотемпературных экспериментах с <sup>3</sup>He в аэрогеле Ga-Al в широком диапазоне температур и давлений наблюдалась АВМ фаза с полярным искажением, доказательств существования полярной фазы вблизи  $T_c$  найдено не было [13,14]. Так же как и в изотропном кремниевом аэрогеле, в этом аэрогеле удавалось получить состояние SG при охлаждении ниже  $T_c$  с импульсами, отклоняющими намагниченность <sup>3</sup>He на большие углы (см. Главу 1.4).

В данной работе приведены результаты экспериментов с новым типом “нематически упорядоченного” аэрогеля – нафеном, который производится эстонской фирмой ANF Technologies Ltd. Нити его состоят из Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и также упорядочены вдоль одного направления. Метод синтеза данного типа аэрогеля неизвестен, но можно предположить, что он тоже основан на жидкометаллической технологии. Внешне образцы белого цвета и не прозрачны. Они намного менее хрупки, чем образцы “Обнинского аэрогеля”, и отличаются высокой плотностью и более высокой степенью анизотропии (Рис. 2.6-е, f). Исследовались два разных образца нафена: 1) плотностью 90 мг/см<sup>3</sup> и пористостью 97.8% (обозначим нафен-90), 2) плотностью 243 мг/см<sup>3</sup> и пористостью 94% (обозначим нафен-243). Результаты МУРР показывают, что диаметр нитей нафена-90 равняется

$\approx 8$  нм, а нафена-243 –  $\approx 9$  нм.

Два образца нафена – нафен-90 и нафен-243 – были помещены в экспериментальную ячейку свободно, с вертикальной ориентацией нитей аэрогеля.

## 3 Результаты экспериментов в нафене

### 3.1 Полярная фаза

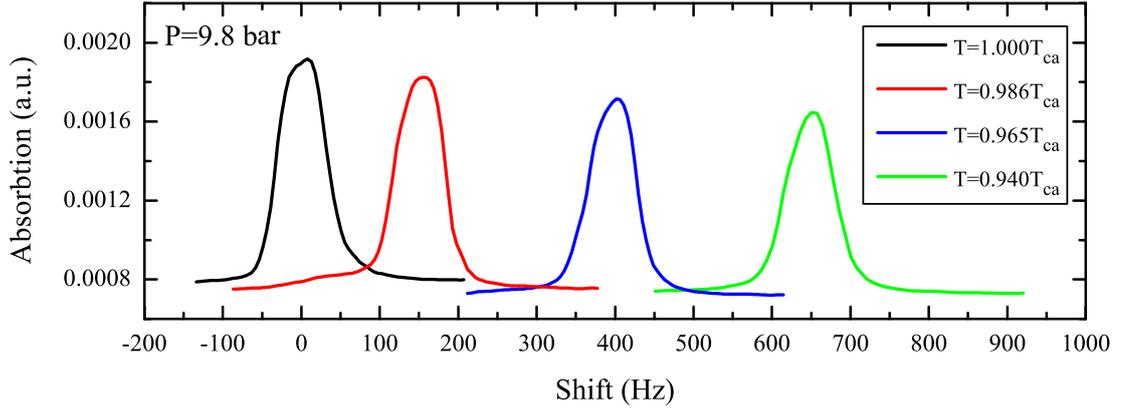


Рис. 3.1: Линии поглощения непрерывного ЯМР при охлаждении из нормальной фазы  $^3\text{He}$  в сверхтекучую ESP фазу в нафене-90 при ориентации магнитного поля параллельно нитям аэрогеля.  $f_L = \omega_L/2\pi = 894$  кГц,  $P = 9.8$  бар,  $T_{ca}/T_c = 0.969$ , где  $T_c$  – температура сверхтекучего перехода в объемном  $^3\text{He}$ ,  $T_{ca}$  – температура сверхтекучего перехода  $^3\text{He}$  в аэрогеле.

Сверхтекучие фазы  $^3\text{He}$  мы идентифицируем по сдвигу частоты ЯМР от ларморовской частоты. В работах [13, 14], где использовались образцы “нематически упорядоченного” аэрогеля, происходил переход из нормальной фазы  $^3\text{He}$  в АВМ фазу с полярным искажением. Максимальное значение сдвига частоты этой фазы, как видно из формулы (1.7), должно наблюдаться, если внешнее магнитное поле параллельно нитям аэрогеля ( $\mu = 0$ ). Поэтому эксперименты проводились преимущественно в параллельном поле. В образцах нафена-90 и нафена-243 измерялись зависимости сдвига частоты от температуры при 10 разных давлениях от 0.2 до 29.3 бар. Затем по температурам перехода между разными фазами строились фазовые диаграммы. Согласно теории Аоямы и Икеды [16] вблизи температуры сверхтекучего перехода  $^3\text{He}$  в глобально анизотропном аэрогеле должна наблюдаться полярная фаза, сдвиг частоты которой соответствует максимально возможному значению, соответствующему  $K = \frac{4}{3}$ .

На Рис. 3.1 показан переход из нормальной фазы  $^3\text{He}$  в сверхтекучую фазу в нафене-90 на охлаждении при давлении 9.8 бар в магнитном поле, параллельном нитям аэрогеля. При  $T = 0.969T_c$  возникает положительный сдвиг частоты, увеличивающийся с понижением температуры. Интенсивность линий поглощения не изменяется, поэтому сверхтекучая фаза принадлежит к классу ESP. Удивительным результатом является то, что и ширина линии ЯМР остается почти постоянной во всей области температур существования фазы, что нельзя сказать об “Обнинском аэрогеле”, где линия ЯМР уширяется. Это показывает, что образцы нафена более однородные, чем образцы “Обнинского аэрогеля”.

Чтобы определить, какая ESP фаза наблюдается, экспериментальная зависимость сдвига частоты от температуры подгонялась теоретической кривой (1.7) при  $\mu = 0$ , где

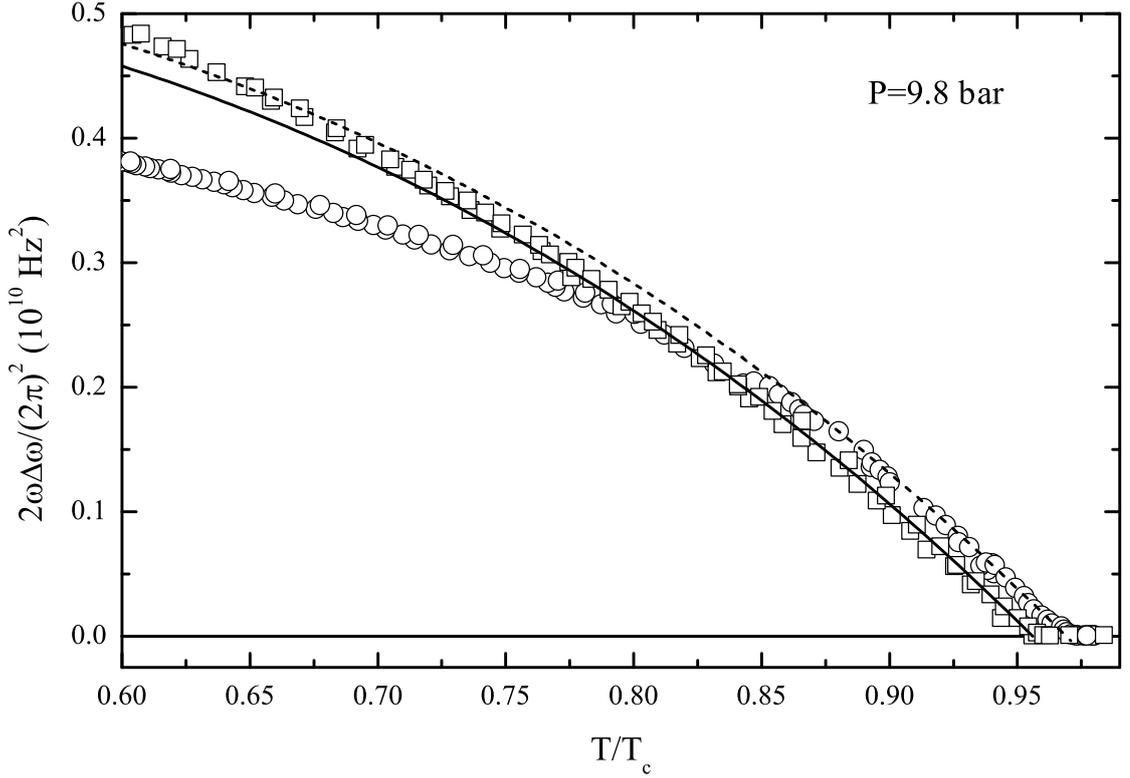


Рис. 3.2: Зависимость сдвига частоты сверхтекучего  $^3\text{He}$  в нафене от температуры при  $P = 9.8$  бар. Данные для нафена-90 обозначены символом  $\circ$ , для нафена-243 – символом  $\square$ . Пунктирной и сплошной линиями проведены теоретические зависимости (1.7) сдвига при  $K = 0.9 \cdot \frac{4}{3}$  в нафене-90 ( $f_L = 894$  кГц,  $T_{ca}/T_c = 0.969$ ) и нафене-243 ( $f_L = 880$  кГц,  $T_{ca}/T_c = 0.956$ ) соответственно.

подгоночным параметром является число  $K$ . Для этого надо иметь температурную зависимость леггеттовской частоты чистой А фазы в аэрогеле  $\Omega_A(T) \propto \Delta_0(T)$ , которая, вообще говоря, неизвестна (в настоящее время измерены зависимости леггеттовской частоты  $\Omega_{A0}(T)$  в объемной А фазе в широком диапазоне температур и давлений [23, 24]). Примеси подавляют сверхтекучесть  $^3\text{He}$  таким образом, что температура сверхтекучего перехода понижается. Тогда леггеттовская частота  $\Omega_A$  тоже должна понизиться из-за соответствующего уменьшения сверхтекучей щели  $\Delta_0$ . Хотя до сих пор нет теоретических моделей для подавления энергетической щели  $^3\text{He}$  в глобально анизотропном аэрогеле, можно предположить, что в первом приближении подавление щели пропорционально подавлению температуры сверхтекучего перехода  $\frac{T_{ca}}{T_c}$ :

$$\Omega_A \left( \frac{T}{T_{ca}} \right) = \frac{T_{ca}}{T_c} \Omega_{A0} \left( \frac{T}{T_c} \right). \quad (3.1)$$

Уравнение (1.7) было выведено в приближении слабой связи [4], которое хорошо выполняется только в области низких давлений. При высоких давлениях надо учитывать поправки сильной связи, которые не превышают  $\pm 5\%$  [21]. Это уравнение также не учитывает анизотропию длины свободного пробега квазичастиц [22], которое в “нематически упорядоченном” аэрогеле оказывается довольно большим. В данных экспериментах подавление температуры сверхтекучего перехода в аэрогеле  $T_{ca}$  по сравнению с  $T_c$  мало ( $2 \div 10\%$  в зависимости от давления). В этом случае поправка к формуле (1.7) за счет анизотропии рассеяния, которая должна быть порядка  $\frac{T_c - T_{ca}}{T_c}$ , также мала.

Поэтому измеренное значение сдвига частоты  $\Delta\omega$  позволяет определить величину  $K$  только с точностью  $\sim 10\%$ , и не следует ожидать, что в полярной фазе  $K$  должно быть равно точно  $\frac{4}{3}$ .

Проанализируем результаты измерений сдвига частоты сверхтекучего  $^3\text{He}$  в обоих образцах нафена (Рис. 3.2). Экспериментальные точки для сдвига частоты в нафене-90 приблизительно идут вдоль теоретической кривой с  $K = 1.2$  (1.7) при понижении температуры от  $T_{ca}$  до  $T \approx 0.85T_c$ . При дальнейшем понижении температуры экспериментальные точки начинают отклоняться от теоретической зависимости, что нельзя сказать про экспериментальные данные для сдвига частоты в нафене-243, где отклонение не наблюдается во всем интервале достигнутых температур. Тот факт, что вблизи  $T_c$  наклоны экспериментальных кривых для образцов нафена, сильно отличающихся друг от друга плотностью, совпадают и близки к  $\frac{4}{3}$ , позволяет нам утверждать, что вблизи  $T_{ca}$  в обоих образцах нафена реализуется полярная фаза. При  $T \approx 0.85T_c$  в нафене-90 происходит переход в АВМ фазу с полярным искажением, находящуюся в 2D состоянии ЛИМ, как и было предсказано в теории Аоямы и Икеды. Как показывают результаты измерений сдвига частоты при всех других используемых давлениях, в образце менее плотного нафена такой переход также наблюдается при давлениях от 5.4 до 29.3 бар. В образце же нафена-243 во всех давлениях от 0.2 до 29.3 бар перехода в АВМ фазу с полярным искажением нет, и вплоть до наименьших достигнутых температур реализуется только полярная фаза. Число  $K$  отличалось в экспериментах при разных давлениях и было в диапазоне от 1.1 до 1.4.

При давлениях 12.3 ÷ 19.4 бар в нафене-90 при дальнейшем понижении температуры наблюдается переход в низкотемпературную фазу, предположительно В фазу с полярным искажением. Линия ЯМР этой фазы имеет большой положительный сдвиг частоты, большую ширину, а также интенсивность линии (магнитную восприимчивость  $\chi$ ), уменьшающуюся с понижением температуры. В данной работе эта фаза не исследовалась.

### 3.2 Фазовые диаграммы $^3\text{He}$ в нафене

На Рис. 3.3 построены фазовые диаграммы  $^3\text{He}$  в обоих образцах нафена. Следует заметить, что по горизонтальной оси отложена температура в  $T_c$ , которая также зависит от давления (Рис. 1.1). Белые области на фазовых диаграммах соответствуют области температур, которые не достигались. Основным результатом можно сформулировать в следующих пунктах:

1. При давлениях 0.2 ÷ 29.3 бар, вблизи температуры перехода  $^3\text{He}$  в сверхтекучее состояние в аэрогеле наблюдается полярная фаза  $^3\text{He}$  в обоих образцах нафена.
2. В ячейке с нафеном-243 при давлениях 0.2 ÷ 29.3 бар, при сверхнизких температурах вплоть до 0.8 мК наблюдается **только** полярная фаза  $^3\text{He}$ .
3. В ячейке с нафеном-90 при давлениях 5.4 ÷ 29.3 бар наблюдается переход из полярной фазы  $^3\text{He}$  в АВМ фазу с полярным искажением.
4. В ячейке с нафеном-90 при давлениях 12.3 ÷ 19.4 бар наблюдается переход из АВМ фазы с полярным искажением в низкотемпературную фазу, предположительно, В фазу с полярным искажением.

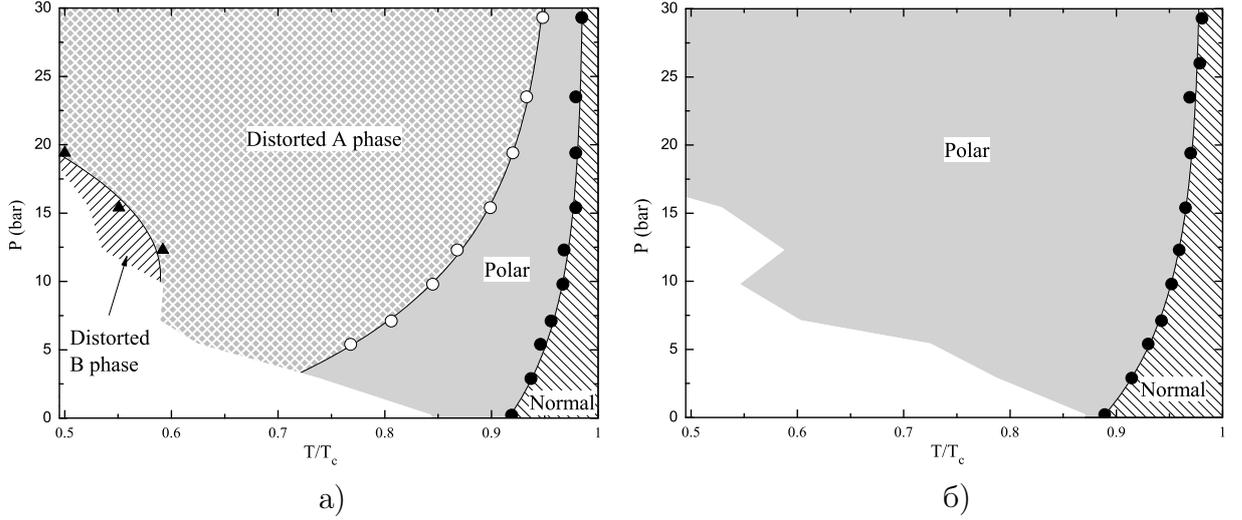


Рис. 3.3: Фазовые диаграммы  ${}^3\text{He}$ : а) в нафене-90, б) в нафене-243. Сплошными кружками показан сверхтекучий переход  ${}^3\text{He}$  в нафене, пустыми кружками – переход между полярной фазой и А фазой с полярным искажением, сплошными треугольниками – переход в В фазу с полярным искажением при охлаждении из А фазы с полярным искажением.

### 3.3 Получение нового спинового состояния в нафене

Если накачка непрерывного ЯМР не так велика (намагниченность  $\mathbf{M}$  отклоняется на небольшой угол) при переходе из нормальной фазы  ${}^3\text{He}$  в сверхтекучую с параметром порядка (1.5), то последняя оказывается в состоянии спиновый нематик (SN) (вектор  $\hat{\mathbf{d}}$  однороден по всему объему  ${}^3\text{He}$ ). Это состояние является **глобальным минимумом** полной свободной энергии (1.9). При исследовании сверхтекучего  ${}^3\text{He}$  в анизотропных образцах кремниевого аэрогеля было открыто новое спиновое состояние, называемое спиновое стекло (SG) (вектор  $\hat{\mathbf{d}}$  пространственно неоднороден). Экспериментально такое состояние получается как в анизотропных образцах кремниевого аэрогеля, так и в “Обнинском аэрогеле”, если при охлаждении через  $T_{ca}$  намагниченность  $\mathbf{M}$  отклонять на большие углы, например, при помощи РЧ импульсов. Это состояние является метастабильным и реализует **локальный минимум** свободной энергии (1.9). В магнитном поле  $\mathbf{H}$ , параллельном оси анизотропии аэрогеля (направим вдоль нее ось  $z$  декартовой системы координат), ( $\mu = 0$ ) состояния SN и SG различить нельзя, так как они имеют одинаковый сдвиг частоты (сравни (1.7) и (1.8)). Если же магнитное поле  $\mathbf{H}$  перпендикулярно оси анизотропии, то сдвиг частоты для состояния SG отрицательный, а для состояния SN равен 0. В случае “нематически упорядоченных” аэрогелей, в которых чистая АВМ фаза или АВМ фаза с полярным искажением находятся в двумерном состоянии ЛИМ (орбитальный вектор  $\hat{\mathbf{l}}$  (или  $\hat{\mathbf{n}}$ ) лежит в плоскости, перпендикулярной нитям, и пространственно неоднороден), должно выполняться (согласно (1.7) и (1.8)):

$$\Delta\omega_{SG}|_{\mu=\pi/2} = -\frac{1}{2} \Delta\omega_{SN}|_{\mu=0}, \quad (3.2)$$

где  $\Delta\omega_{SG}|_{\mu=\pi/2}$  и  $\Delta\omega_{SN}|_{\mu=0}$  – сдвиги частот для состояний SG в перпендикулярном поле и SN в параллельном поле соответственно.

В нафене наблюдается принципиально новая сверхтекучая фаза  ${}^3\text{He}$  – полярная. Главное отличие ее от АВМ фазы или АВМ фазы с полярным искажением состоит в том, что в ней исчезает орбитальный вектор  $\hat{\mathbf{n}}$  (состояние орбитальный ферромагнетик с определенной проекцией орбитального момента на выделенную ось, равную +1 или -1,

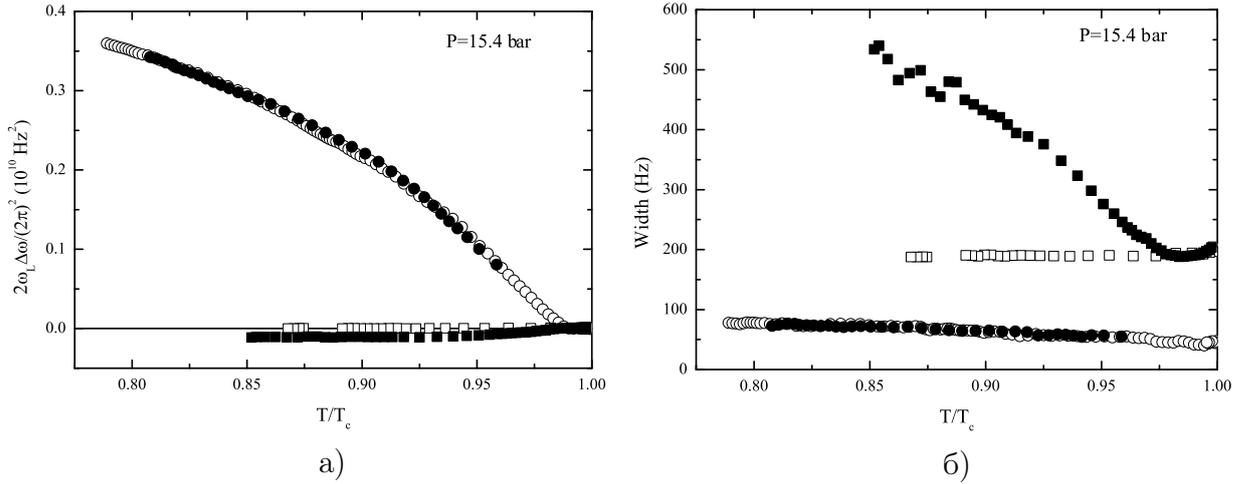


Рис. 3.4: Температурные зависимости сдвига частоты (Рис. а)) и ширины линии ЯМР (Рис. б)) в сверхтекучем  $^3\text{He}$  в нафене-90, находящемся в состояниях SN ( $\circ$ ,  $\square$ ) и  $\text{SG}^*$  ( $\bullet$ ,  $\blacksquare$ ), при ориентации магнитного поля параллельно нитям аэрогеля,  $\mu = 0$  ( $\circ$ ,  $\bullet$ ) и перпендикулярно нитям,  $\mu = \pi/2$  ( $\square$ ,  $\blacksquare$ ). Для определения положения линии ЯМР (резонансной частоты) вычислялся первый момент линии.  $P = 15.4$  бар,  $T_{ca}/T_c = 0.981$ .

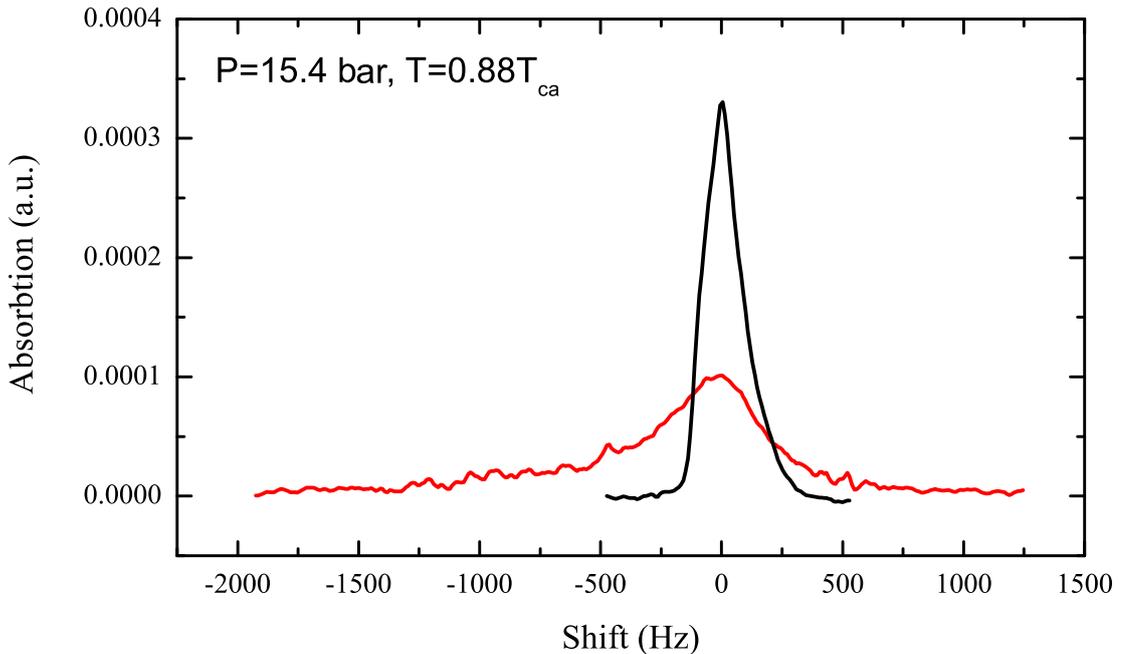


Рис. 3.5: Линии поглощения непрерывного ЯМР в сверхтекучем  $^3\text{He}$  в нафене-90 в перпендикулярном магнитном поле ( $\mu = \pi/2$ ). Черная линия соответствует состоянию SN, красная – состоянию  $\text{SG}^*$ .  $f_L = \omega_L/2\pi = 832$  кГц,  $P = 15.4$  бар,  $T = 0.88T_{ca}$ ,  $T_{ca}/T_c = 0.981$ .

превращается в состояние, где отсутствует волновая функция с проекцией орбитального момента, равной 0). Иначе можно сказать, что двуосная анизотропия сверхтекучей щели (направления  $\hat{\mathbf{m}}$  и  $\hat{\mathbf{n}}$ ) в АВМ фазе с полярным искажением меняется на одноосную (направление  $\hat{\mathbf{m}}$ ) в полярной фазе. Щель обращается в 0 уже не в двух точках вдоль направления  $\hat{\mathbf{l}} = \hat{\mathbf{m}} \times \hat{\mathbf{n}}$ , а на окружности, перпендикулярной  $\hat{\mathbf{m}}$ . Таким образом, у полярной фазы не существует разупорядоченного орбитального состояния (типа состояния ЛИМ) – в “нематически упорядоченном” аэрогеле вектор  $\hat{\mathbf{m}}$  выстраивается вдоль

нитей, чтобы сверхтекучая щель равнялась 0 в направлении, перпендикулярном нитям. Состояние SG в полярной фазе не реализуемо, так как поле векторов  $\hat{\mathbf{d}}$  уже не стабилизируется случайным полем векторов  $\hat{\mathbf{n}}$  (смотри Главу 1.4). Действительно, пусть  $\mathbf{H} \parallel z$ , тогда вектора  $\hat{\mathbf{d}}$  лежат в плоскости  $xy$  и всегда ортогональны  $\hat{\mathbf{m}}$ . Поскольку  $\hat{\mathbf{m}} \parallel z$ , а дипольная энергия  $U_D \propto (\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{m}})^2$ , то полная энергия  $U$  будет зависеть только от градиентной части  $U_{grad}$ , стремящейся выстроить векторное поле  $\hat{\mathbf{d}}$  вдоль произвольного направления в плоскости  $xy$  (смотри (1.9), (1.10), (1.11) и Рис. 1.4). Что касается  $\mathbf{H} \perp z$  (пусть для определенности  $\mathbf{H} \parallel y$ ), то вектора  $\hat{\mathbf{d}}$  лежат теперь в плоскости  $xz$ . Так как дипольная энергия  $U_D$  минимальна, если  $\hat{\mathbf{d}} \in xy$ , а случайное поле векторов  $\hat{\mathbf{n}}$  отсутствует, то векторное поле  $\hat{\mathbf{d}}$  должно в этом случае выстроиться вдоль  $x$ .

Чтобы убедиться, что в полярной фазе нет SG состояния, были проведены дополнительные эксперименты: сначала с помощью импульсов большой амплитуды при охлаждении из нормальной фазы  ${}^3\text{He}$  в сверхтекучую создавалось разупорядоченное состояние, затем снималась линия непрерывного ЯМР при нагреве до  $T_{ca}$ . Полученные зависимости сдвига частоты и ширины линии (на полувысоте) от температуры и сравнивались с такими же зависимостями в состоянии SN. Необходимые измерения были проделаны в обоих образцах нафена. Оказалось, что полученные результаты качественно не отличаются друг от друга, поэтому далее будет идти речь о менее плотном нафене-90.

Результаты измерений в нафене-90 при давлении  $P = 15.4$  бар для двух ориентаций магнитного поля относительно нитей аэрогеля, показаны на Рис. 3.4. В продольном поле сдвиг частоты сверхтекучего  ${}^3\text{He}$  и ширина линии ЯМР для полученного состояния SG\* (временное обозначение для спинового состояния, которое возникает при попытке создать SG) не отличается от случая SN. В поперечном магнитном поле линия ЯМР в состоянии SG\* сильно уширяется при низких температурах, по сравнению с SN, а большого отрицательного сдвига частоты (3.2), какой должен быть в настоящем SG, нет (Рис. 3.4 и Рис. 3.5). Если определять положение линии ЯМР (резонансную частоту) по пику, то сдвиг равен 0. Стоит отметить, что на Рис. 3.4 представленные зависимости соответствуют не только полярной фазе ( $0.910T_c \leq T \leq 0.981T_c$ ), но и АВМ фазе с полярным искажением ( $T \leq 0.910T_c$ ). Дело в том, что разупорядоченное спиновое состояние может образоваться только вблизи  $T_c$ . В данном случае вблизи  $T_c$  находится только полярная фаза, в которой состояние SG не реализуется. При охлаждении в АВМ фазу сформировавшееся состояние SG\* сохраняется, но при этом не является SG.

Уширение линии ЯМР в SN и SG\* состояниях можно объяснить наличием областей сверхтекучего  ${}^3\text{He}$  с векторами  $\hat{\mathbf{d}}$ , “выходящими” в плоскость  $xz$  и дающими разный вклад в сдвиг частоты (преимущественно отрицательный, как видно из Рис. 3.4-а)). Возникает предположение, что нити аэрогеля оказывают влияние на образование каких-то структур, которые не могут сами “распутаться”, и являются топологически устойчивыми. Примером такой структуры является солитон – это система из двух близко расположенных спиновых вихрей. Коры вихрей должны находиться не в объеме сверхтекучего  ${}^3\text{He}$ , а на нитях аэрогеля (или на группе близко расположенных нитей аэрогеля), потому что при приближении к центру вихря бесконечно растет градиент параметра порядка, что энергетически невыгодно. Пример такого солитона показан на Рис. 3.6, где поле векторов  $\hat{\mathbf{d}}$  во всем объеме выстроено вдоль одного направления, но разупорядочено лишь локально вблизи вихрей, существующих парами. Положительный и отрицательный вихри отличаются друг от друга направлением спинового сверхтекучего тока: у одного – по часовой стрелке, у другого – против часовой стрелки (так как у них противоположен градиент вектора  $\hat{\mathbf{d}}$  при заданном обходе вокруг нити). Чтобы убедиться,

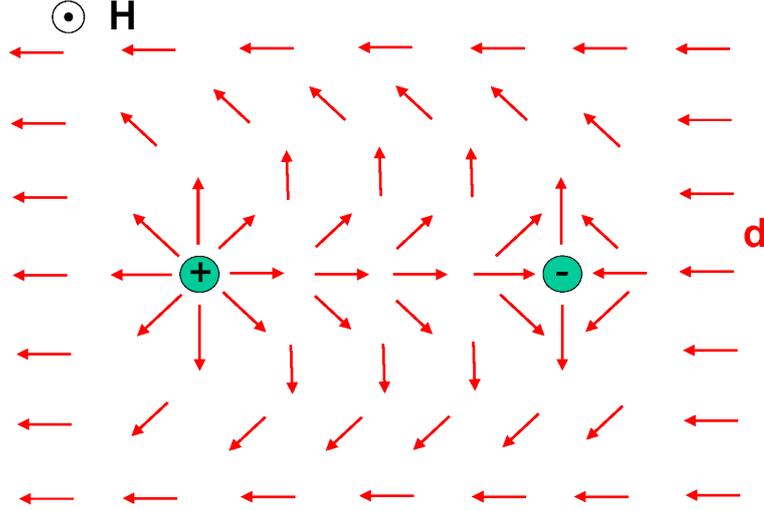


Рис. 3.6: Солитон в полярной фазе сверхтекучего  $^3\text{He}$ .

что такая ситуация теоретически возможна в полярной фазе  $^3\text{He}$  в аэрогеле при конкуренции дипольной и градиентной энергий, на компьютере была смоделирована и решена двумерная задача на дискретной квадратной и треугольной сетках по получению равновесного распределения векторного поля  $\hat{\mathbf{d}}$  при начальном случайном поле векторов  $\hat{\mathbf{n}}$  и  $\hat{\mathbf{d}}$  (вектор  $\hat{\mathbf{m}}$  постоянен и направлен вдоль нитей аэрогеля). Постановка и решение задачи подробно описываются в следующей главе.

### 3.4 Солитоны в полярной фазе $^3\text{He}$

Пусть есть объем сверхтекучего  $^3\text{He}$  с параметром порядка (1.5), находящийся в магнитном поле  $\mathbf{H}$ , в который помещен “нематически упорядоченный” аэрогель. Тогда в  $^3\text{He}$  будет задано двумерное случайное статичное распределение векторов  $\hat{\mathbf{n}}$ , лежащих в плоскости, перпендикулярной нитям. Пусть в начальный момент времени создано случайное распределение векторов  $\hat{\mathbf{d}}$ , тоже двумерное, так как вектор  $\hat{\mathbf{d}}$  всегда перпендикулярен внешнему магнитному полю  $\mathbf{H}$ . В результате векторное поле  $\hat{\mathbf{d}}$  будет со временем меняться, чтобы минимизировать полную свободную энергию  $U$  системы (1.9). Дипольная энергия определяется формулой (1.6), а градиентная энергия, зависящая только от производных вектора  $\hat{\mathbf{d}}$ , формулой:

$$\begin{aligned}
 U_{grad} = & \frac{1}{2} K \Delta_0^2 \left[ (1 + 2b^2 \hat{n}_x^2) \left( (\partial_x \hat{d}_x)^2 + (\partial_x \hat{d}_y)^2 + (\partial_x \hat{d}_z)^2 \right) + \right. \\
 & + (1 + 2b^2 \hat{n}_y^2) \left( (\partial_y \hat{d}_x)^2 + (\partial_y \hat{d}_y)^2 + (\partial_y \hat{d}_z)^2 \right) + \\
 & \left. + 4b^2 \hat{n}_x \hat{n}_y \left( \partial_x \hat{d}_x \partial_y \hat{d}_x + \partial_x \hat{d}_y \partial_y \hat{d}_y + \partial_x \hat{d}_z \partial_y \hat{d}_z \right) \right], \quad (3.3)
 \end{aligned}$$

где  $K = \frac{1}{5} N_F \xi_0^2$ ,  $N_F$  – плотность квазичастиц для обеих проекций спина в нормальной фазе  $^3\text{He}$  на уровне Ферми,  $\xi_0$  – длина когерентности сверхтекучего  $^3\text{He}$  при нуле температур ( $\xi_0 \sim 200 \text{ \AA}$  при  $P \approx 30$  бар). Формула (3.3) следует из (1.11) для случая чисто двумерного распределения векторов  $\hat{\mathbf{d}}$ , где нет зависимости вектора  $\hat{\mathbf{d}}$  от координаты  $z$  ( $\partial_z \hat{\mathbf{d}} \equiv 0$ ), вектор  $\hat{\mathbf{m}}$  направлен вдоль нитей аэрогеля ( $\hat{m}_z \equiv 1$ ), вектор  $\hat{\mathbf{n}}$  лежит в плоскости, перпендикулярной нитям ( $\hat{n}_z \equiv 0$ ). Ставилась задача найти конечное установившееся распределение векторов  $\hat{\mathbf{d}}$ .

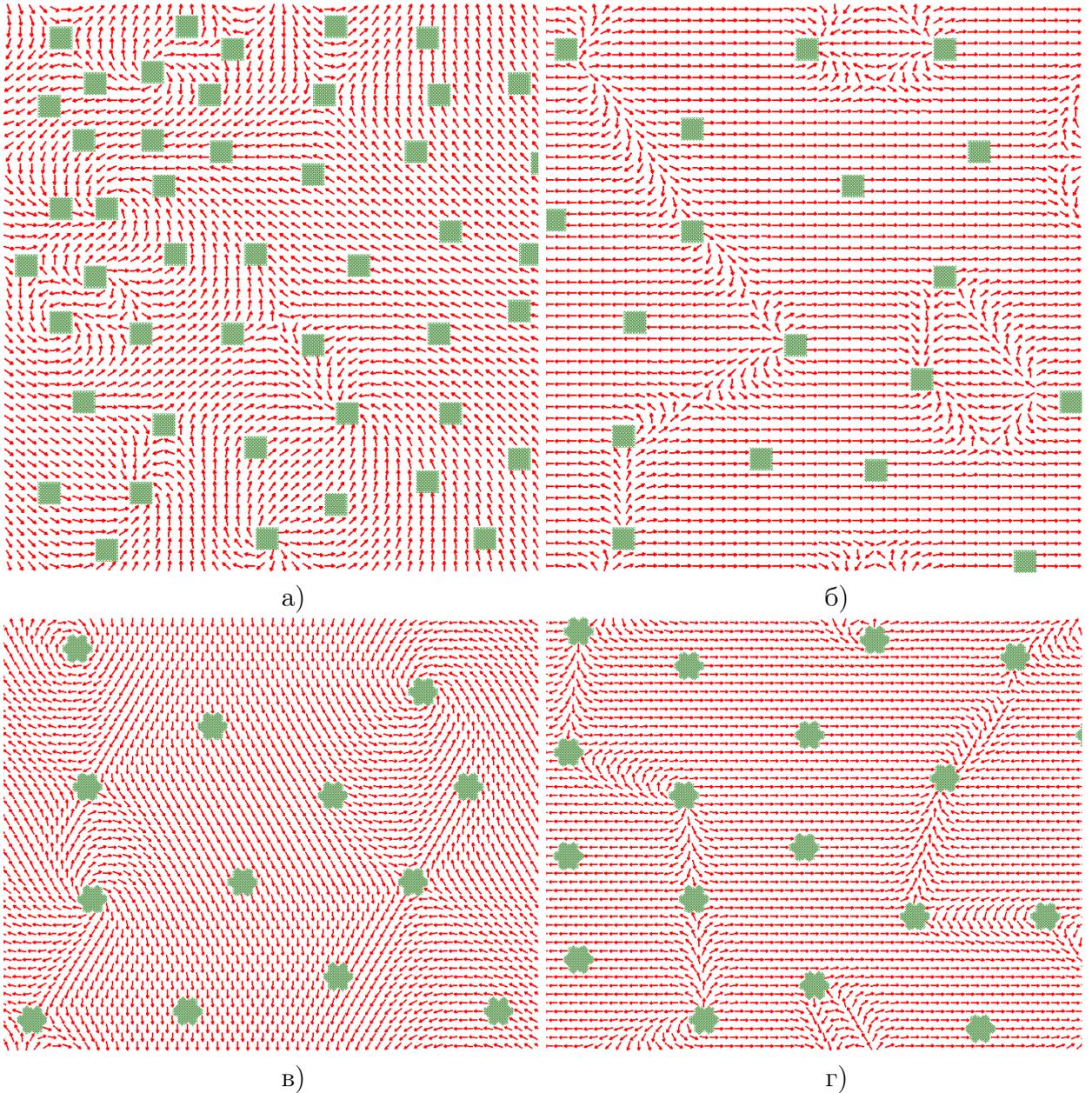


Рис. 3.7: Результаты расчета для полярной фазы  ${}^3\text{He}$  в аэрогеле на квадратной (Рис. а) и б)) и треугольной (Рис. в) и г)) сетках при ориентациях магнитного поля параллельно нитям аэрогеля,  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{z}$ ,  $\mu = 0$  (Рис. а) и в)) и перпендикулярно нитям,  $\mathbf{H} \perp \mathbf{z}$ ,  $\mu = \pi/2$ ,  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{y}$  (Рис. б) и г)). Красными стрелками показаны векторы  $\hat{\mathbf{d}}$  в узлах расчетной сетки, зелеными областями – нити аэрогеля. На Рис. б) и г) узлы сетки лежат в плоскости  $xu$  реального пространства, вектора  $\hat{\mathbf{d}}$  же – в плоскости  $xz$  спинного пространства, поэтому для правильного представления картины надо повернуть вектора  $\hat{\mathbf{d}}$  относительно своих центров на угол  $\pi/2$  вокруг оси  $x$ .

Результаты расчета установившегося разупорядоченного состояния полярной фазы  ${}^3\text{He}$  ( $b = 0$ ) в аэрогеле при различной ориентации магнитного поля относительно нитей аэрогеля показаны на Рис. 3.7. Вычисления выполнялись на двумерной дискретной сетке двух типов (квадратной и треугольной), чтобы убедиться, что решение не зависит от вида сетки.

Рассмотрим подробно случай параллельного поля ( $\mathbf{H} \parallel \mathbf{z}$ ,  $\mu = 0$ ). На Рис. 3.7-а),в) видно, что конечное распределение векторов  $\hat{\mathbf{d}}$  стремится стать однородным, так как градиентной энергии  $U_{grad}$  не выгодно наличие производных. Но вблизи некоторых нитей все-таки оказываются энергетически устойчивыми вихревые образования: находящиеся рядом положительные и отрицательные вихри. Их коры преимущественно располагаются на нитях (те вихри, что не на нитях аэрогеля, является следствием дискретности задачи). Солитоны не могут сами распутаться, так как для этого им надо преодолеть энергетический барьер. Экспериментально с помощью непрерывного ЯМР невозможно понять, что такое разупорядоченное состояние (обозначим SV – спиновые вихри) действительно реализуется, так как и ширина, и сдвиг частоты линии ЯМР не должны отличаться от случая SN. Тем не менее теория не исключает такой возможности.

Что касается расчета в поперечном поле ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{z}$ ,  $\mu = \pi/2$ ,  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{y}$ ), то здесь помимо вихрей с корами на нитях, наблюдаются отчетливо доменные стенки на этих вихрях. Они разграничивают области с однородным распределением векторов  $\hat{\mathbf{d}}$ . Отсюда делается вывод о том, что конечное состояние получается в целом нематическим, но возмущенное в доменных стенках. Поэтому в состоянии SV, как и в состоянии SN, не следует ожидать какого-либо сдвига частоты, но должно наблюдаться уширение линии ЯМР за счет доменных стенок. Таким образом, разупорядоченное состояние SG\*, полученное в полярной фазе  ${}^3\text{He}$  в нафене, (Рис. 3.4) возможно и есть вихревое. Однако, необходимы дополнительные исследования, чтобы это доказать.

## 4 Выводы

1. Впервые обнаружена полярная фаза  ${}^3\text{He}$ . Эта фаза реализуется в  ${}^3\text{He}$  в нафене, новом типе “нематически упорядоченного” аэрогеля.
2. Построена фазовая диаграмма сверхтекучего  ${}^3\text{He}$  в широком диапазоне температур и давлений в двух образцах нафена, сильно отличающихся по плотности.
3. Исследовано разупорядоченное спиновое состояние полярной фазы сверхтекучего  ${}^3\text{He}$ .
4. С помощью компьютерного моделирования была показана возможность реализации вихревого состояния полярной фазы сверхтекучего  ${}^3\text{He}$  при наличии упорядоченных нитей аэрогеля.

## Список литературы

- [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. Wölfle. *The Superfluid Phases of Helium Three.*— London: Taylor & Francis, (1990).
- [5] J.V. Porto, 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. Rev. Lett.* **85**, 2148 (2000).
- [8] V.V. Dmitriev, V.V. Zavjalov, I.V. Kosarev, et al., *JETP Lett.* **76**, 321 (2002).
- [9] T. Kunimatsu, T. Sato, K. Izumina, et al., *JETP Lett.* **86**, 216 (2007).
- [10] V.V. Dmitriev, D.A. Krasnikhin, N. Mulders, et al., *JETP Lett.* **91**, 599 (2010).
- [11] G.E. Volovik, *J. Low Temp. Phys.* **150**, 453 (2008).
- [12] J.I.A. Li, J. Pollanen, A.M. Zimmerman, et al., *Nature Phys.* **9**, 775-779 (2013).
- [13] R.Sh. Askhadullin, V.V. Dmitriev, D.A. Krasnikhin, et al., *JETP Lett.* **95**, 326 (2012).
- [14] R.Sh. Askhadullin, V.V. Dmitriev, P.N. Martynov, A.A. Osipov, A.A. Senin, A.N. Yudin, *JETP Lett.* **100**, 662 (2014).
- [15] R.Sh. Askhadullin, P.N. Martynov, P.A. Yudintsev, et al., *J. Phys.: Conf. Ser.* **98**, 072012 (2008).
- [16] K. Aoyama, R. Ikeda, *Phys. Rev. B*, **73**, 060504 (2006).
- [17] А.С. Боровик-Романов, Ю.М. Буньков, В.В. Дмитриев и др., *ИТЭ* **3**, 185 (1985).
- [18] V.V. Dmitriev, I.V. Kosarev, D.V. Ponarin, R. Scheibel, *J. of Low Temp. Phys.* **113**, 5/6 945 (1998).
- [19] О.В. Лоунаспаа. *Принципы и методы получения температур ниже 1К.*— Москва: Мир, (1977).
- [20] D.O. Clubb, O.V.L. Buu, R.M. Bowley, et al., *J. of Low Temp. Phys.* **136**, 1 (2004).
- [21] V.P. Mineev, *J. Low Temp. Phys.* **177**, 48 (2014).
- [22] R.Sh. Askhadullin, V.V. Dmitriev, D.A. Krasnikhin, et al., *J. Phys.: Conf. Ser.* **400**, 012002 (2012).
- [23] A.I. Ahonen, M. Krusius, M.A. Paalanen, *J. Low Temp. Phys.* **25**, 421 (1976).
- [24] M.R. Rand, H.H. Hensley, J.B. Kycia, et al., *Physica B* **194-196**, 805 (1994).