

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

---

На правах рукописи  
УДК 538.941

КРАСНИХИН  
Дмитрий Анатольевич

## **A-подобная фаза $^3\text{He}$ в анизотропном аэрогеле**

Специальность 01.04.09 – Физика низких температур

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
академик РАН,  
д. физ.-мат. наук В.В. Дмитриев

Москва 2012

# Оглавление

<b>Введение .....</b>	<b>4</b>
<b>Глава 1. Свойства сверхтекучего <math>^3\text{He}</math> .....</b>	<b>8</b>
1.1. Основные понятия .....	8
1.2. Спин-орбитальное взаимодействие и ЯМР в сверхтекучем $^3\text{He}$ .....	11
1.3. Сверхтекучий $^3\text{He}$ в аэрогеле .....	15
1.4. АВМ фаза в состоянии Ларкина-Имри-Ма .....	17
1.5. Свойства ЯМР $^3\text{He}$ в АВМ фазе в состоянии Ларкина-Имри-Ма. ...	20
<b>Глава 2. Экспериментальная установка .....</b>	<b>23</b>
2.1. Условия эксперимента .....	23
2.2. Криостат .....	23
2.3. Образцы аэрогеля .....	24
2.4. Экспериментальная камера .....	26
2.5. Спектрометры ЯМР .....	28
2.6. Спектрометр для поперечного непрерывного ЯМР .....	29
2.7. Спектрометр для импульсного ЯМР .....	31
<b>Глава 3. ЯМР эксперименты в сверхтекучем <math>^3\text{He}</math> в анизотропном аэрогеле .....</b>	<b>34</b>
3.1. Измерения леггеттовской частоты в А-подобной фазе .....	34
3.2. Непрерывный ЯМР в образцах №2 и №3 .....	38
3.3. Результаты экспериментов по импульсному ЯМР .....	42
3.4. Зависимости параметра $q$ от деформации .....	46
3.5. Скорость продольной релаксации намагниченности .....	47

<b>Глава 4. А-подобная фаза в двухосно анизотропном аэрогеле .....</b>	<b>52</b>
4.1. Двухосная анизотропия.....	52
4.2. Обсуждение результатов эксперимента №1 .....	53
4.3. Обсуждение результатов эксперимента №2 .....	54
4.4. Обсуждение результатов эксперимента №3 .....	55
<b>Заключение .....</b>	<b>60</b>
<b>Литература.....</b>	<b>63</b>

## Введение

Открытие сверхтекучести  $^3\text{He}$  в 1972 г [1], [2] дало серьезный импульс развитию физики низких температур и физики конденсированного состояния. Сверхтекучесть  $^3\text{He}$  связана с куперовским спариванием с орбитальным моментом  $L=1$  и полным ядерным спином  $S=1$ . Такое спаривание, называемое триплетным, приводит к большому разнообразию физических свойств и допускает большое количество вариантов построения волновой функции системы.

На эксперименте в чистом  $^3\text{He}$  наблюдаются только три различные сверхтекучие фазы. В слабых магнитных полях реализуются А фаза и В фаза, а в сильных магнитных полях в них добавляется еще и  $A_1$  фаза. Свойства чистого  $^3\text{He}$  хорошо изучены, а теория отлично согласуется с экспериментом. Очевидный интерес представляет изучение влияния примесей на столь сложный тип сверхтекучести. Однако при сверхнизких температурах  $^3\text{He}$  является почти идеально чистым веществом. Смесь  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$  при сверхнизких температурах расслаивается на две фазы, причем в фазе, богатой гелием-3, практически не содержится  $^4\text{He}$ . Прочие вещества при таких температурах вымерзают на стенках экспериментальной ячейки. По этой причине единственный способ внести примеси – это поместить внутрь  $^3\text{He}$  жесткий каркас из достаточно тонких нитей. Характерная толщина этих нитей должна быть меньше, чем длина когерентности куперовской пары (несколько сотен ангстрем). В противном случае каркас будет играть роль множества стенок, а не однородных примесей для сверхтекучего  $^3\text{He}$ . В качестве такого каркаса стали использовать аэрогель из оксида кремния (*silica aerogel*) высокой пористости. Аэрогель представляет из себя «мочалку» из нитей  $\text{SiO}_2$ . Характерный диаметр нитей – 30 - 50 Å, а расстояние между ними – 500 – 1000 Å. Вскоре было установлено, что аэрогель достаточно малой плотности (или, что то же самое, высокой пористости) не полностью подавляет сверхтекучесть  $^3\text{He}$ , а лишь уменьшает темпе-

ратуру сверхтекучего перехода [3], [4]. При этом так же, как и в объёмном  $^3\text{He}$ , в слабых магнитных полях реализуются две сверхтекучие фазы. Фазовая диаграмма сверхтекучего  $^3\text{He}$  в аэрогеле качественно схожа с фазовой диаграммой чистого  $^3\text{He}$ , поэтому сверхтекучие фазы в  $^3\text{He}$  в аэрогеле по аналогии были названы А-подобной и В-подобной фазой. Установлено, что низкотемпературная В-подобная фаза имеет параметр порядка, близкий к параметру порядка объёмной В фазы [5], [6]. Что касается другой фазы, высокотемпературной или А-подобной, то до недавнего времени вопрос о её структуре оставался открытым. Экспериментально было показано, что при достаточно сильном одноосном сжатии аэрогеля реализуется параметр порядка, аналогичный параметру порядка объёмной А фазы [7]. Однако в А-подобной фазе в недеформированных или слабодеформированных образцах наблюдались свойства, не соответствовавшие свойствам А фазы (см., например [8], [9], [10], [11]). При этом в разных образцах свойства различались. Так, в экспериментах по ядерному магнитному резонансу (ЯМР) при одних и тех же условиях наблюдались разные величины сдвига частоты ЯМР, разные знаки сдвига частоты ЯМР и разные зависимости частоты ЯМР от угла отклонения намагниченности. Для объяснения этого многообразия свойств Г.Е. Воловик выдвинул теорию [12], [13], в которой предположил, что в А-подобной фазе реализуется фаза с параметром порядка объёмной А фазы, но в разупорядоченном состоянии «орбитального стекла».

Данная диссертационная работа посвящена систематическим исследованиям ЯМР свойств А-подобной фазы в слабоанизотропных кремниевых аэрогелях. Целью данных исследований являлась проверка теории Г.Е. Воловика, т.е. установление параметра порядка этой фазы и её пространственной структуры, а также интерпретация ранее полученных результатов в аналогичных аэрогелях.

Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения.

В **первой** главе приводится краткий обзор базовых представлений о сверхтекучем  $^3\text{He}$  и более подробно рассматривается А фаза, её параметр порядка АВМ (Андерсона-Бринкмана-Мореля), вид дипольной энергии, вводятся основные уравнения спиновой динамики. Дается понятие о АВМ фазе в состоянии Ларкина-Имри-Ма, приводятся ЯМР свойства этого состояния.

Во **второй** главе описана экспериментальная установка. Кратко описан цикл ядерного размагничивания, описываются использовавшаяся в работе экспериментальная камера и образцы аэрогеля. Приводятся схемы применявшихся спектрометров ЯМР и описываются принципы их работы.

В **третьей** главе приводятся основные результаты ЯМР экспериментов. Представлена зависимость леггетовской частоты  $^3\text{He}$  в аэрогеле с пористостью 98,2% от температуры. Приводится интерпретация результатов ЯМР экспериментов с помощью модели «АВМ фаза в состоянии Ларкина-Имри-Ма» в одноосно анизотропном аэрогеле. Обсуждается влияние деформации на анизотропию образца. Представлены результаты исследований скорости продольной релаксации намагниченности при разных условиях.

В **четвертой** главе с помощью модели «АВМ фаза в состоянии Ларкина-Имри-Ма» в двухосно анизотропном аэрогеле интерпретируется ряд ранее полученных результатов.

В **заключении** перечисляются и обсуждаются основные результаты, вошедшие в диссертацию, а также предлагаются возможные дальнейшие эксперименты.

Основные результаты, представленные в диссертации, докладывались и обсуждались на семинарах ИФП и следующих конференциях:

- International Symposium on Quantum Fluids and Solids (QFS 2007), August 2007, Kazan, Russian Federation

- 25th International Conference on Low Temperature Physics (LT 25), August 2008, Amsterdam, The Netherlands
- International Symposium on Quantum Fluids and Solids (QFS 2010), August 2010, Grenoble, France
- 26<sup>th</sup> International Conference on Low Temperature Physics (LT26), August 2011, Beijing, China

По материалам диссертации опубликовано 5 научных работ. Промежуточные экспериментальные результаты изложены в работах [8], [11], основные результаты - в работах [13], [14], [15].

## Глава 1

# Свойства сверхтекучего $^3\text{He}$

### 1.1. Основные понятия

На рис. 1.1 приведена фазовая диаграмма чистого  $^3\text{He}$  в области сверхнизких температур и слабых магнитных полей. В слабых магнитных полях в чистом  $^3\text{He}$  реализуются две сверхтекучие фазы: А фаза и В фаза. Фазовый переход из нормальной фазы в А или В фазу является переходом второго рода, а переход из А фазы в В фазу – первого рода. При переходе из А фазы в В фазу наблюдается заметное переохлаждение А фазы, однако при переходе из В фазы в А фазу перегрева В фазы не наблюдается. Кроме того, в сильных магнитных полях между А фазой и нормальной  $^3\text{He}$  появляется узкая прослойка  $A_1$  фазы.

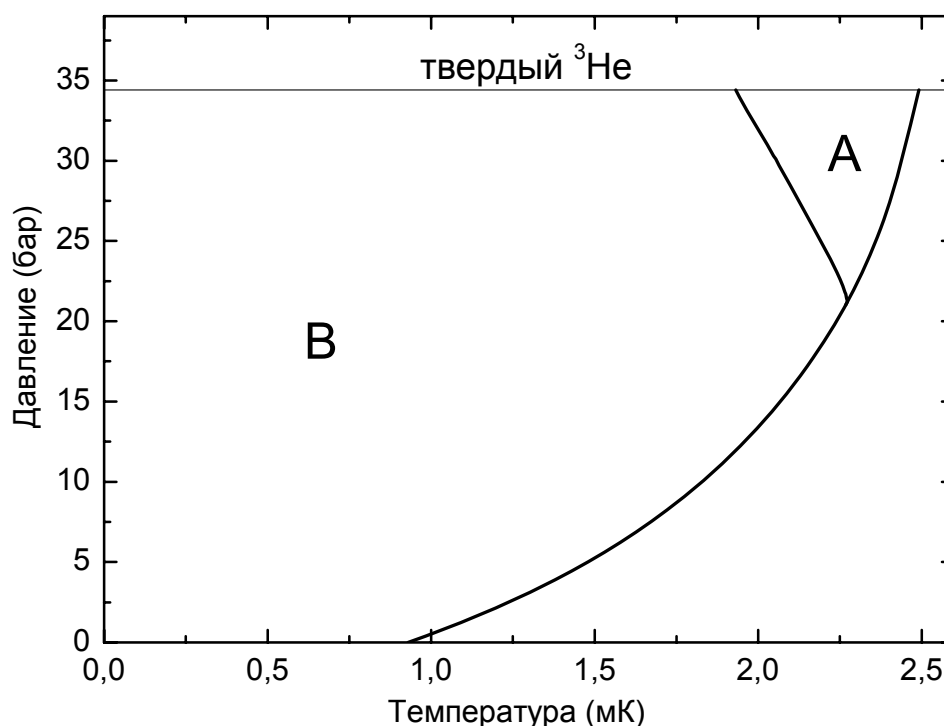


Рис. 1.1 Фазовая диаграмма чистого  $^3\text{He}$  в слабых магнитных полях.



Сверхтекучесть <sup>3</sup>He связана с куперовским спариванием квазичастиц в состоянии с орбитальным моментом  $L=1$  и  $S=1$ . Спиновые состояния пары квазичастиц со спинами  $1/2$  строятся из состояний одной частицы, являющихся собственными функциями операторов квадрата спина и проекции спина на ось квантования:

$$a_\lambda = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = |\uparrow\rangle \text{ и } b_\lambda = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = |\downarrow\rangle \quad (1.1)$$

Для спин-триплетного состояния куперовской пары (т.е.  $S=1$ ) существуют волновые функции, соответствующие трём разным проекциям спина на ось квантования и симметричные относительно перестановки квазичастиц:

$$S_z = \begin{cases} 1, & a_{1\alpha}a_{2\beta} = |\uparrow\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \\ 0, & a_{1\alpha}b_{2\beta} + b_{1\alpha}a_{2\beta} = |\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \\ -1, & b_{1\alpha}b_{2\beta} = |\downarrow\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \end{cases} \quad (1.2)$$

Полная волновая функция пары представляет собой линейную комбинацию этих состояний:

$$\Psi = \psi_1(\mathbf{k})|\uparrow\uparrow\rangle + \sqrt{2}\psi_2(\mathbf{k})(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle) + \psi_3(\mathbf{k})|\downarrow\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} \psi_1(\mathbf{k}) & \psi_2(\mathbf{k}) \\ \psi_2(\mathbf{k}) & \psi_3(\mathbf{k}) \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

где  $\mathbf{k}$  - вектор направление импульса пары.

Волновую функцию (1.3) можно разложить по базису матриц  $i\sigma\sigma_y = (i\sigma_x\sigma_y, i\sigma_y\sigma_y, i\sigma_z\sigma_y)$ , где  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  и  $\sigma_z$  - матрицы Паули:

$$\Psi = i(\mathbf{d}(\mathbf{k}) \cdot \boldsymbol{\sigma}) \sigma_y = \begin{pmatrix} -d_x(\mathbf{k}) + id_y(\mathbf{k}) & d_z(\mathbf{k}) \\ d_z(\mathbf{k}) & d_x(\mathbf{k}) + id_y(\mathbf{k}) \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

где  $\mathbf{d}(\mathbf{k})$  - векторное представление параметра порядка, являющееся комплексным вектором в спиновом пространстве. В явном виде:

$$\mathbf{d}(\mathbf{k}) = \frac{i}{2} (\boldsymbol{\sigma}_y \boldsymbol{\sigma})_{\alpha\beta} \Psi_{\alpha\beta} \quad (1.5)$$

Для состояния с  $L=1$  зависимость  $\mathbf{d}$  от  $\mathbf{k}$  отписывается комбинацией сферических гармоник, которые, в свою очередь, линейно выражаются через компоненты вектора  $\mathbf{k}$ . Поэтому можно записать:

$$d_{\mu}(\mathbf{k}) = A_{\mu j} k_j \quad (1.6)$$

Подробнее рассмотрение свойств сверхтекучих фаз <sup>3</sup>He можно найти в обзорной книге [16]. Здесь мы остановимся на свойствах А фазы. В данной фазе отсутствует состояние с  $S_z = 0$ , т. е. куперовские пары имеют только ненулевую проекцию спина на ось квантования. По этой причине А фазу относят к классу фаз, называемых *Equal Spin Pairing* (ESP). Этот класс характеризуется тем, что магнитная восприимчивость в этих фазах не меняется с температурой и остается равной магнитной восприимчивости в нормальной фазе.

Параметр порядка для А фазы, так называемый параметр порядка Андерсона-Бринкмана-Мореля (ABM, [17]), можно представить в виде матрицы 3 на 3:

$$A_{\mu j} = \Delta_0 \hat{d}_{\mu} (\hat{m}_j + i \hat{n}_j) \quad (1.7)$$

где единичный вектор  $\hat{\mathbf{d}}$  задает направление в спиновом пространстве, а  $\hat{\mathbf{m}}$  и  $\hat{\mathbf{n}}$  - взаимно ортогональные направления в орбитальном пространстве. Матрицу  $A_{\mu j}$  можно разделить на спиновую часть с выделенным направлением  $\hat{\mathbf{d}}$ , перпендикулярным направлению спина, и орбитальную часть с выделенными направлениями  $\hat{\mathbf{m}}$ ,  $\hat{\mathbf{n}}$  и  $\hat{\mathbf{l}}$ , где  $\hat{\mathbf{l}} = \hat{\mathbf{m}} \times \hat{\mathbf{n}}$ . Направление  $\hat{\mathbf{l}}$  в орбитальном пространстве совпадает со средним направлением

момента импульса пар. Наличие анизотропии в параметре порядка обуславливает анизотропию энергетической щели (см. рис. 1.2).

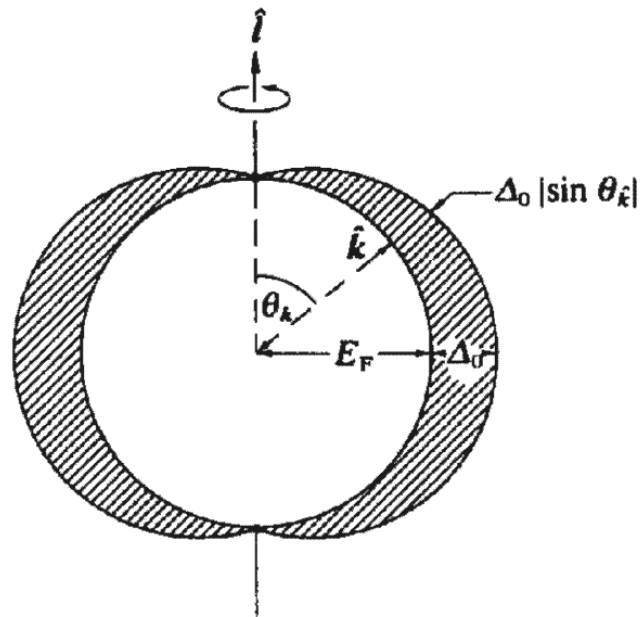


Рис. 1.2. Схематический вид энергетической щели АВМ фазы (заштрихованные области). В состоянии с параметром порядка АВМ щель обращается в ноль в двух точках на оси  $\hat{l}$ . Величина щели изображена не в масштабе с энергией Ферми  $E_F$  [16].

## 1.2. Спин-орбитальное взаимодействие и ЯМР в сверхтекучем $^3\text{He}$

Еще одной отличительной чертой сверхтекучего  $^3\text{He}$  является наличие относительно слабого (в сравнении с величиной щели) спин-орбитального взаимодействия, т.е. диполь-дипольного взаимодействия ядерных магнитных моментов в куперовской паре. Энергия диполь-дипольного взаимодействия, далее дипольная энергия  $U_D$ , проявляется при отклонении спиновых степеней свободы в виде дополнительного вращательного момента, действующего на намагниченность. Это действие отражается на спектре частот ЯМР, что позволяет получать информацию об устройстве параметра порядка.

Дипольная энергия для А фазы равна:

$$U_D = -\frac{\chi_A \Omega_A^2}{2g^2} (\hat{d} \cdot \hat{l})^2 \quad (1.8)$$

где  $\chi_A \sim 10^{-7}$  - магнитная восприимчивость  $^3\text{He-A}$  (напомним, что А фаза является ESP фазой, поэтому магнитная восприимчивость равна магнитной восприимчивости в нормальной фазе  $\chi_N$ ),  $g = 2,0378 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Э}^{-1}$  гиромагнитное отношение  $^3\text{He}$ ,  $\Omega_A$  - так называемая леггеттовская частота  $^3\text{He-A}$ , характеризующая дипольную энергию и являющаяся функцией температуры и давления. При  $T = T_c$   $\Omega_A = 0$ , при  $T < T_c$   $\Omega_A$  монотонно возрастает с понижением температуры ( $T_c$  - температура сверхтекучего перехода). Например, при  $T = 0,9T_c$  характерное значение леггеттовской частоты в  $^3\text{He-A}$  составляет десятки килогерц. Из выражения (1.8) следует, что диполь-дипольное взаимодействие стремится направить вектор  $\hat{l}$  параллельно вектору  $\hat{d}$ . Таким образом, в равновесном объемном  $^3\text{He-A}$ , где параметр порядка не зафиксирован, вектора  $\hat{l}$  и  $\hat{d}$  будут направлены следующим образом:  $\hat{d}$  - перпендикулярно магнитному полю,  $\hat{l}$  - параллельно  $\hat{d}$ .

Кроме дипольной энергии существенную роль может играть градиентная энергия, которая не позволяет меняться ориентации параметра порядка по объёму слишком резко. Характерная длина, на которой две эти энергии становятся равными, называется дипольной длиной, и как для А фазы, так и для В фазы эта длина  $\sim 10^{-3}$  см.

Основой для интерпретации ЯМР экспериментов в  $^3\text{He}$  является феноменологическая теория, развитая Леггеттом [18]. В ней спиновая динамика сверхтекучего  $^3\text{He}$  описывается системой взаимосвязанных уравнений движения полного спина  $S$  и вектора  $\hat{d}$ . В теории Леггетта  $S$  и  $\hat{d}$  являются единственными динамическими переменными, поскольку характерные частоты их движения много меньше обратного времени релаксации квази-частиц  $\tau^{-1}$  и частоты  $\Delta_0 / \hbar$ , определяемой энергией щели. При этом все остальные степени свободы успевают достичь равновесного положения, зависящего от положения  $S$  и  $\hat{d}$ , за времена много меньшие времен изменения  $S$  и  $\hat{d}$ .

Уравнения движения получаются из гамильтониана:

$$H = \frac{g^2 S^2}{2\chi} - g\mathbf{S}\mathbf{H} + U_D \quad (1.9)$$

где  $U_D$  - дипольная энергия,  $-g\mathbf{S}\mathbf{H}$  - зеемановская энергия,  $g^2 S^2 / (2\chi)$  - энергия взаимодействия спина с молекулярным полем. Получающиеся из гамильтониана уравнения движения (уравнения Леггетта) полностью описывают пространственно однородную спиновую динамику сверхтекучего  $^3\text{He}$  без учета диссипации:

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{S}} = g\mathbf{S} \times \mathbf{H} + \mathbf{R}_D \\ \dot{\hat{\mathbf{d}}} = \hat{\mathbf{d}} \times \left( g\mathbf{H} - \frac{g^2 \mathbf{S}}{\chi} \right) \end{cases} \quad (1.10)$$

где  $\mathbf{R}_D$  - дипольный момент, связанный с дипольным взаимодействием.

Эти уравнения существенно отличаются от уравнений Ландау-Лившица, описывающих, в частности, движения намагниченности в нормальном  $^3\text{He}$ . Одним из таких отличий является наличие не только поперечной, но и продольной мод ЯМР. Дипольная энергия удерживает величину полного спина  $S$  (или намагниченности  $M$ ) близкой к равновесному значению ( $M = gS = \chi H$ ). Существующая в А фазе (как, впрочем, и в В фазе) мода продольного резонанса является прямым следствием этого факта: в продольном ЯМР величина  $S$  колеблется около равновесного значения  $\chi H / g$ , а дипольный момент играет роль «возвращающей силы». Что касается вектора  $\hat{\mathbf{d}}$ , то при малых продольных колебаниях намагниченности он колеблется в плоскости, перпендикулярной постоянному магнитному полю. Если же величина намагниченности существенно отклоняется от равновесного значения  $\chi H$ , то характер движения вектора  $\hat{\mathbf{d}}$  меняется. Единичный вектор  $\hat{\mathbf{d}}$  начинает вращаться в плоскости, перпендикулярной постоянному магнитному полю.

Для моды поперечного ЯМР первое уравнение Леггетта описывает прецессию  $\mathbf{S}$  вокруг направления магнитного поля  $\mathbf{H}$ , причем дипольный момент  $\mathbf{R}_D$  порождает сдвиг частоты прецессии от ларморовского значения  $\omega_L = gH$ . Второе уравнение описывает движение  $\hat{\mathbf{d}}$ , являющееся комбинацией вращения вокруг  $\mathbf{H}$  вместе с  $\mathbf{S}$  и прецессии вокруг  $\mathbf{S}$ . При этом частота прецессии  $\hat{\mathbf{d}}$  вокруг мгновенного направления  $\mathbf{S}$  определяется величиной  $|\mathbf{S}|$ . В лабораторной системе отсчета вектор  $\hat{\mathbf{d}}$  описывает фигуру, похожую на «восьмерку».

Нужно отметить, что в данном виде (1.10) уравнения верны для точки. В случае объемного образца свойства ЯМР усредняются на длинах порядка дипольной.

Таким образом, система уравнений Леггетта (1.10) имеет два решения, соответствующие поперечной и продольной моде колебаний возле положения равновесия. Для объемной А фазы (в равновесии  $\hat{\mathbf{d}} \perp \mathbf{H}$ ,  $\hat{\mathbf{l}} \parallel \hat{\mathbf{d}}$ ) частоты малых колебаний в этих модах принимают значения:

$$\omega_{\perp} = \sqrt{\omega_L^2 + \Omega_A^2}, \quad \omega_{\parallel} = \Omega_A \quad (1.11)$$

где  $\omega_L$  - ларморовская частота в нормальном  ${}^3\text{He}$ . В случае поперечного ЯМР принято говорить о сдвиге частоты поперечного резонанса в сверхтекучем  ${}^3\text{He}$  относительно ларморовской частоты  $\Delta\omega$ . С учетом того, что в реальных экспериментах  $\omega_L \gg \Omega_A$ , сдвиг частоты объемной А фазы можно записать как:

$$\Delta\omega = \frac{\Omega_A^2}{2\omega_L} \quad (1.12)$$

Для поперечного нелинейного резонанса ( $\mathbf{S}$  существенно отклонено от  $\mathbf{H}$ ) верна формула:

$$\Delta\omega = \frac{\Omega_A^2}{8\omega_L}(1 + 3\cos\beta) \quad (1.13)$$

где  $\beta$  - угол отклонения намагниченности от постоянного магнитного поля.

В самом общем случае ( $\hat{\mathbf{l}}$  в равновесии не параллельно  $\hat{\mathbf{d}}$ ), который не реализуется в объемном  ${}^3\text{He}$ , сдвиг поперечного нелинейного резонанса вычисляется по формуле [19]:

$$\Delta\omega = -\frac{\partial U_D}{\partial \cos\beta} = \frac{\Omega_A^2}{2\omega_L} \left( \frac{7\cos\beta + 1}{4} (\hat{\mathbf{l}} \times \hat{\mathbf{h}})^2 - \frac{1 + \cos\beta}{2} (\hat{\mathbf{l}} \cdot \hat{\mathbf{d}} \times \hat{\mathbf{h}})^2 - \cos\beta \right) \quad (1.14)$$

где  $\hat{\mathbf{h}}$  нормированный вектор постоянного магнитного поля. В данной формуле, вектор  $\hat{\mathbf{d}}$  - это усреднение по быстрой прецессии реального вектора  $\hat{\mathbf{d}}$ , совпадающее с равновесным (невозмущенным) положением.

### 1.3. Сверхтекучий ${}^3\text{He}$ в аэрогеле

В качестве примесей в сверхтекучем  ${}^3\text{He}$  в своих экспериментах мы использовали кремниевый аэрогель. На рис. 1.3 представлено изображение подобного аэрогеля. Аэрогель представляет из себя «мочалку» из нитей  $\text{SiO}_2$ . Характерный диаметр нитей составляет 30 – 50 Å, характерное расстояние между нитями - 500 – 1000 Å.

На рис. 1.4 предоставлена фазовая диаграмма сверхтекучего  ${}^3\text{He}$  в аэрогеле с пористостью 98,2% [5], [20], [21], т.е. в образцах 1,8% пространства было занято нитями, а остальные 98,2% были заняты гелием. Отметим, что от образца к образцу эта диаграмма мало меняется. Наличие примесей в сверхтекучем  ${}^3\text{He}$  понижает температуру сверхтекучего перехода. В слабых полях так же, как и в объемном  ${}^3\text{He}$ , наблюдаются две сверхтекучие фазы. По аналогии с чистым  ${}^3\text{He}$  они были названы А-подобная и В-подобная фазы (англ. A-like и B-like phases). На рисунке пунктиром показан

переход из А-подобной в В-подобную фазу на охлаждении. На отогреве из В-подобной фазы А-подобная фаза наблюдается только в узком

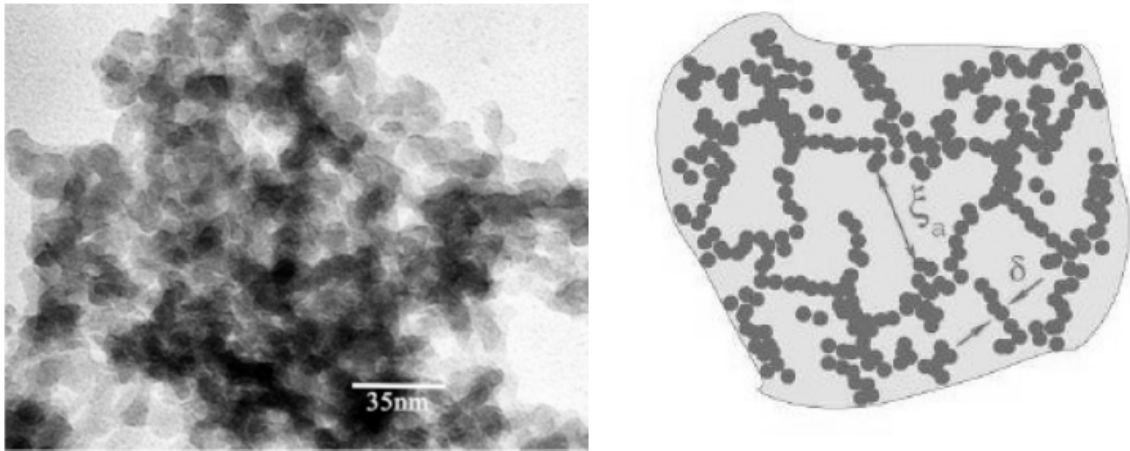


Рис. 1.3. *Silica* аэрогель. Фотография, сделанная электронным микроскопом (слева) и схематичный рисунок из [22] (справа),  $\delta \sim 30 - 50 \text{ \AA}$  - характерный диаметр нитей аэрогеля,  $\xi_a \sim 500 - 1000 \text{ \AA}$  - среднее расстояние между нитями в аэрогеле.

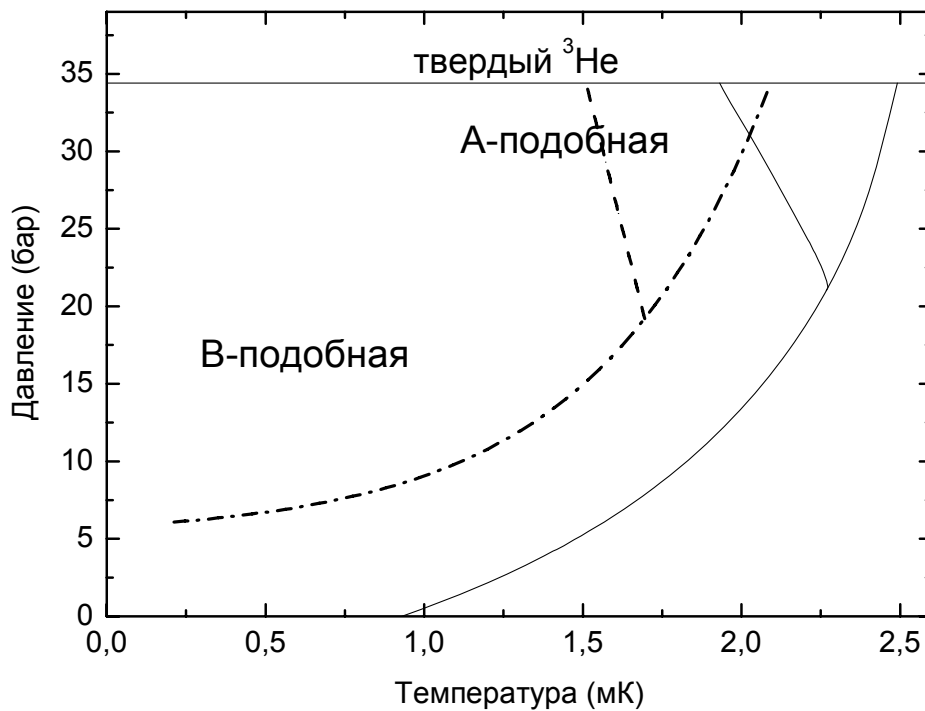


Рис. 1.4. Фазовая диаграмма чистого  $^3\text{He}$  (тонкие линии) и  $^3\text{He}$  в аэрогеле. Штрихпунктирной линией показан сверхтекучий переход  $^3\text{He}$  в аэрогеле. Пунктирной линией показан переход из А-подобной в В-подобную фазу на охлаждении.

диапазоне температур вблизи  $T_{ca}$  ( $T_{ca}$  - температура сверхтекучего перехода  $^3\text{He}$  в аэрогеле). Другими словами, А-подобная фаза является метастабиль-



ной (переохлажденной) в широком диапазоне температур. Это её существенно отличает от объемной А фазы, которая является равновесной в широком диапазоне температур.

#### 1.4. АВМ фаза в состоянии Ларкина-Имри-Ма

Для  $^3\text{He}$  в аэрогеле экспериментально было показано, что при достаточно сильном одноосном сжатии аэрогеля в А-подобной фазе наблюдается большой отрицательный сдвиг частоты ЯМР при направлении поля вдоль оси сжатия [7]. На основе этого был сделан вывод, что в А-подобной фазе реализуется параметр порядка, аналогичный параметру порядка объемной А фазы (т.е. АВМ фазы) с зафиксированным вектором  $\hat{l}$  по оси сжатия. Действительно, когда внешнее поле  $\hat{h}$  направлено параллельно  $\hat{l}$ , из формулы (1.14) следует, что должен наблюдаться большой отрицательный сдвиг частоты. Величина этого сдвига равна величине сдвига при  $\hat{h}$ , перпендикулярном  $\hat{l}$ :

$$\Delta\omega = -\frac{\Omega_A^2}{2\omega_L} \quad (1.15)$$

Однако, как уже отмечалось во «Введении», в ряде других экспериментов наблюдались свойства А-подобной фазы, которые не соответствовали свойствам АВМ фазы. Г.Е. Воловиком было высказано предложение, что в А-подобной фазе может реализовываться АВМ фаза в состоянии Ларкина-Имри-Ма (ЛИМ) (А.И. Ларкин [23], Y. Imry, S. Ma [24]) [12]. Эффект ЛИМ заключается в том, что поле неоднородностей, размеры которых меньше длины когерентности, разрушает дальний порядок векторного параметра порядка. В сверхтекучем  $^3\text{He}$  в аэрогеле роль поля неоднородностей играют нити аэрогеля. Параметр порядка А фазы содержит в себе два вектора: орбитальный вектор  $\hat{l}$  и спиновый вектор  $\hat{d}$ . Однако неоднородности непосредственно взаимодействуют только с вектором  $\hat{l}$ , который и разу-

порядочивается из-за эффекта Ларкина-Имри-Ма. Такое распределение вектора  $\hat{l}$  было названо орбитальным стеклом, и в дальнейшем будет кратко обозначаться OG (от англ. Orbital Glass). Для распределения направлений вектора  $\hat{d}$  по образцу существует два варианта. Первый вариант: ориентация вектора  $\hat{d}$  однородна по пространству и подстраивается под поле векторов  $\hat{l}$  так, чтобы минимизировать суммарную дипольную энергию. Такое состояние спиновой системы было названо спиновый нематик или SN состояние (от англ. Spin Nematic). Второй вариант: вектор  $\hat{d}$  неоднороден по образцу и направлен случайным образом в плоскости, перпендикулярной постоянному магнитному полю. Такое состояние было названо спиновым стеклом или SG состоянием (от англ. Spin Glass).

Для идеально изотропного образца аэрогеля, где вектор  $\hat{l}$  удерживается локальными неоднородностями (т.е. разупорядочен по пространству), можно написать:

$$\langle \hat{l} \rangle = 0, \quad \langle l_x^2 \rangle = \langle l_y^2 \rangle = \langle l_z^2 \rangle = \frac{1}{3} \quad (1.16)$$

где усреднение, обозначенное угловыми скобками, проводится на длинах много больше характерной длины неоднородности в распределении вектора  $\hat{l}$  (длина Ларкина-Имри-Ма, длина ЛИМ). Если немного деформировать аэрогель вдоль одной оси, то распределение локальных неоднородностей перестанет быть изотропным. Соответственно возникнет анизотропия и в распределении векторов  $\hat{l}$ . Введем параметр  $q$ , характеризующий данную анизотропию (см. рис. 1.5). Для случая деформации вдоль оси  $z$ :

$$\langle \hat{l} \rangle = 0, \quad q = \frac{3\langle l_z^2 \rangle - 1}{2}, \quad \langle l_x^2 \rangle = \langle l_y^2 \rangle = \frac{1 - q}{3} \quad (1.17)$$

$q > 0$  соответствует сжатию вдоль оси  $z$ ,  $q < 0$  - растяжению вдоль оси  $z$ .

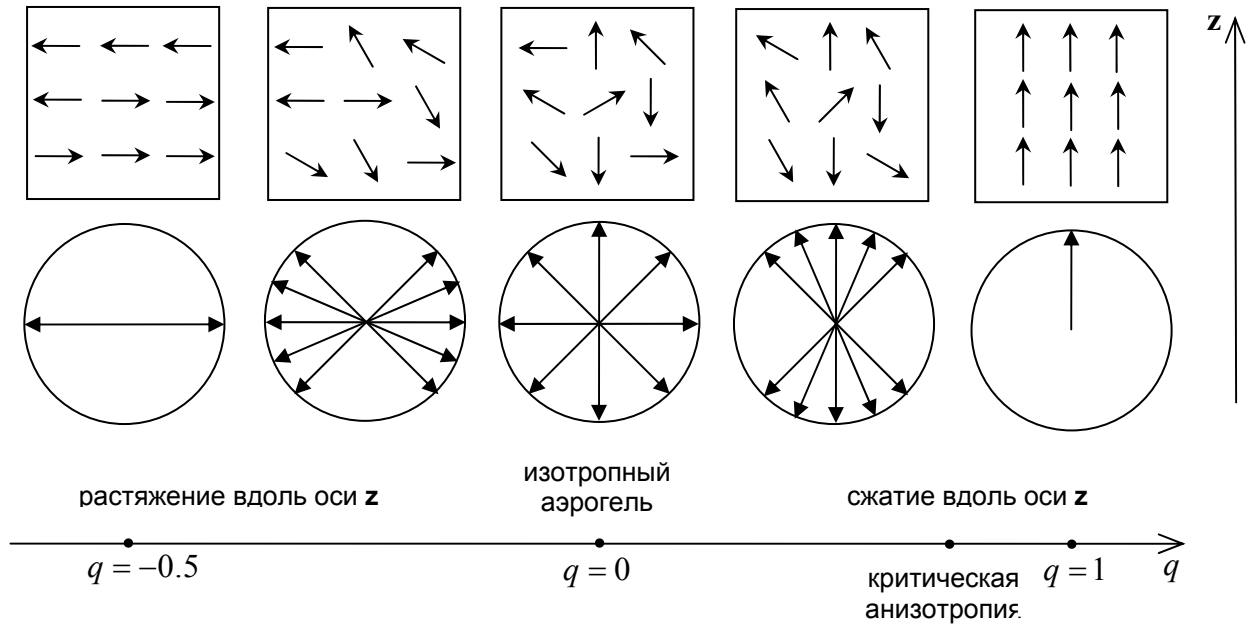


Рис. 1.5. Схематичное распределение вектора  $\hat{l}$  в реальном (в прямоугольниках) и орбитальном (в окружностях) пространстве в зависимости от величины параметра  $q$ .

При растяжении абсолютно изотропного образца аэрогеля анизотропия в распределении  $\hat{l}$  становится типа «легкая плоскость», и параметр  $q$  может принимать значения от  $-0,5$  до  $0$ . В пределе бесконечного растяжения ( $q = -0,5$ ) получим двумерное состояние Ларкина-Имри-Ма, где вектор  $\hat{l}$  лежит в плоскости  $x - y$  и  $\langle \hat{l} \rangle = 0$ , а  $\langle l_x^2 \rangle = \langle l_y^2 \rangle = \frac{1}{2}$ .

При сжатии абсолютно изотропного образца аэрогеля его анизотропия становится типа «легкая ось», и параметр  $q$  может принимать значения от  $0$  до  $1$ . На практике в ОГ состоянии  $q$  может не достигать  $1$ , т. к. теория предсказывает, что при некоторой критической анизотропии ОГ состояние разрушается, и реализуется состояние орбитального ферромагнетика (OF от англ. Orbital Ferromagnetic), в котором  $\langle \hat{l} \rangle \neq 0$ . Для OF состояния можно ввести такой же параметр  $q$ , как и в выражениях (1.17), и его максимальное значение равно  $1$ . Подытожим: по мере сжатия абсолютно изотропного образца вдоль оси  $z$  параметр  $q$  увеличивается до некоторого критического значения. При достижении этого критического значения в образце из-

меняется орбитальное состояние (OG→OF), при этом параметр  $q$  может возрасти скачком вплоть до 1. Если продолжать сжатие, параметр  $q$  будет возрастать до 1, если этого уже не произошло при изменении орбитального состояния.

### 1.5. Свойства ЯМР $^3\text{He}$ в АВМ фазе в состоянии Ларкина-Имри-Ма.

Если в АВМ фазе характерная длина состояния ЛИМ много больше дипольной длины, то ЯМР свойства всего образца будут определяться ЯМР свойствами множества отдельных доменов с локальным направлением  $\hat{l}$ . Для OG состояния с  $\langle \hat{l} \rangle = 0$  это означает, что будет наблюдаться сильное уширение линии с понижением температуры. В случае же, когда характерная длина ЛИМ много меньше дипольной длины, сдвиг частоты от лармовской можно получить, усреднив формулу (1.14) на длинах порядка дипольной:

$$\Delta\omega = \frac{\Omega_A^2}{2\omega_L} \left( \frac{7\cos\beta + 1}{4} \langle (\hat{l} \times \hat{h})^2 \rangle - \frac{1 + \cos\beta}{2} \langle (\hat{l} \cdot \hat{d} \times \hat{h})^2 \rangle - \cos\beta \right) \quad (1.18)$$

Таким образом, ЯМР свойства образца можно выразить непосредственно из свойств распределения векторов  $\hat{l}$ . В частности для одноосной анизотропии ЯМР свойства выражаются через параметр  $q$ . Этот случай и рассматривается далее более подробно.

Введем угол  $\mu$  между направлением  $\hat{h}$  и осью деформации  $z$ . Можно выделить три зависимости сдвига частоты из формулы (1.18):

- 1) в состоянии OG-SN для анизотропии аэрогеля типа «сжатие» ( $q > 0$ , в равновесии  $\hat{d} \perp \hat{h}$ ,  $U_D \propto -(\hat{l} \cdot \hat{d})^2 \rightarrow \min$ ):

$$\Delta\omega = \frac{\Omega_A^2}{2\omega_L} q \left( -\cos\beta + \sin^2\mu \frac{7\cos\beta + 1}{4} \right) \quad (1.19)$$

Нужно отметить, что формула (1.19) применима и для состояния орбитальный ферромагнетик (OF).

2) в состоянии OG-SN для анизотропии аэрогеля типа «растяжение» ( $q < 0$ , в равновесии  $\hat{\mathbf{d}} \perp \hat{\mathbf{h}}$ ,  $U_D \propto -(\hat{\mathbf{l}} \cdot \hat{\mathbf{d}})^2 \rightarrow \min$ ):


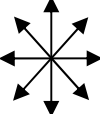
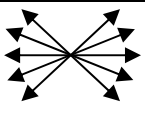
$$\Delta\omega = \frac{\Omega_A^2}{2\omega_L} q \left( -\cos\beta + \sin^2\mu \frac{5\cos\beta - 1}{4} \right) \quad (1.20)$$

3) в состоянии OG-SG для обоих типов анизотропии (вектор  $\hat{\mathbf{d}}$  в равновесии направлен случайным образом в плоскости, перпендикулярной  $\hat{\mathbf{h}}$ ):

$$\Delta\omega = \frac{\Omega_A^2}{2\omega_L} q \cos\beta \left( \frac{3}{2} \sin^2\mu - 1 \right) \quad (1.21)$$

Свойства ЯМР для разных параметров  $q$  и разных спиновых состояниях А-подобной фазы в состоянии Ларкина-Имри-Ма для удобства приведены в таблице 1.1.

Нужно отметить, что к началу данной работы не было полного понимания, каков параметр порядка А-подобной фазы в слабоанизотропном аэрогеле и его пространственная структура. Параллельно с экспериментами Г.Е. Воловиком развивалась теория этого вопроса. Целью данной работы была проверка этих теоретических представлений.

	OG-SN	OG-SG
 <p><math>0 &lt; q \leq 1</math></p>	$\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0} = q \left( -\cos\beta + \sin^2\mu \frac{7\cos\beta + 1}{4} \right)$	$\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0} = q \cos\beta \left( \frac{3}{2} \sin^2\mu - 1 \right)$
 <p><math>q = 0</math></p>	$\Delta\omega = 0$	$\Delta\omega = 0$
 <p><math>-0.5 \leq q &lt; 0</math></p>	$\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0} = q \left( -\cos\beta + \sin^2\mu \frac{5\cos\beta - 1}{4} \right)$	$\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0} = q \cos\beta \left( \frac{3}{2} \sin^2\mu - 1 \right)$
<p>Таблица 1.1. Свойства ЯМР в А-подобной фазе в состоянии Ларкина-Имри-Ма при разных значениях <math>q</math> и при разных спиновых состояниях (SG и SN). Здесь <math>\Delta\omega_0 = \frac{\Omega_A^2}{2\omega_L}</math>.</p>		

## Глава 2

### Экспериментальная установка

#### 2.1. Условия эксперимента

Измерения проводились при температурах 1 - 2 мК, давлениях от 26,0 до 27,2 бар и в магнитных полях от 95 до 424 Э (соответствующие лармовские частоты от 310,5 кГц до 1,38 МГц).

#### 2.2. Криостат

Все исследования, описанные в данной работе, проводились на криостате ядерного размагничивания в ИФП им. П.Л.Капицы. Криостат представляет собой стандартную комбинацию рефрижератора растворения  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$  [25] и ступени ядерного размагничивания [26]. Тепловой контакт между рефрижератором растворения и ступенью можно устанавливать и разрывать с помощью сверхпроводящего теплового ключа. Сверхпроводящий тепловой ключ состоит из свинцовых пластин и дополнительного солеоида ключа. В отсутствии магнитного поля свинец находится в сверхпроводящем состоянии, в котором его теплопроводность мала. В таком случае тепловой ключ разомкнут. В присутствии магнитного поля больше критического свинец переходит в нормальное состояние, и его теплопроводность существенно возрастает, по сравнению со сверхпроводящим состоянием. В таком случае тепловой ключ открыт.

Ступень ядерного размагничивания имеет тепловой контакт с  $^3\text{He}$  в экспериментальной камере. При сверхнизких температурах тепловое сопротивление между металлом и жидким  $^3\text{He}$  быстро растет с понижением температуры (данное явление называется скачком Капицы). Чтобы улучшить тепловой контакт между ступенью и  $^3\text{He}$ , используется спеченный серебряный теплообменник с большой площадью поверхности (около 40 м<sup>2</sup>).

Стандартный цикл работы представлял из себя следующее:

1) В соленоид размагничивания вводился ток 150 А. Таким образом создавалось поле, среднеквадратичное значение которого в области ядерной ступени примерно равно 6 Тл. Сверхпроводящий тепловой ключ был открыт. Ступень охлаждалась криостатом растворения в магнитном поле в течение 2-3 суток до температуры 14-16 мК.

2) Сверхпроводящий тепловой ключ размыкался. Из соленоида размагничивания в течение примерно 6 часов выводился ток до значения 15-17 А. Таким образом, поле в области ядерной ступени уменьшалось, при этом уменьшалась и температура ядерной спиновой системы ступени.

3) Из-за внешнего теплопритока ( $\sim 5$  нВт) ступень ядерного размагничивания медленно отогревалась. Этот отогрев можно было компенсировать, при необходимости выводя ток небольшими порциями из соленоида размагничивания. Таким образом, около недели в экспериментальной камере поддерживалась температура, близкая к температуре измерений. Когда остаточный ток в соленоиде размагничивания достигал 2 - 3 А, скорость отогрева возрастала настолько, что проводить дальнейшие эксперименты уже не представлялось возможным.

4) Цикл повторялся.

Более подробно ознакомиться с принципами работы рефрижератора растворения и адиабатическим размагничиванием можно, например, здесь [27].

### **2.3. Образцы аэрогеля**

Образцы аэрогеля, использовавшиеся в экспериментах, были изготовлены доктором Норбертом Малдерсом (Norbert Mulders) из Делавэрского университета, США (University of Delaware, DE, USA) и имели пористость 98.2%.



Основные эксперименты были проведены на трех образцах аэрогеля. Все образцы имели цилиндрическую форму (номер образца – диаметр образца, высота образца):

образец №1 – 4 мм, 4 мм;

образец №2 – 3.8 мм, 5 мм;

образец №3 – 6 мм, 3 мм.

Степень неоднородности образцов была измерена методом оптического двулучепреломления [28] и составила порядка 0.1%. Нужно отметить, что наличие анизотропии типа «сжатие» или «растяжение» в реальном образце аэрогеля необязательно означает деформацию этого образца. В принципе, анизотропия в образце может возникнуть в процессе изготовления. Если это так, то наиболее вероятно, что ось анизотропии направлена по оси цилиндра. Эта ось является выделенной при росте и сушке аэрогеля, т.к. образцы выращиваются внутри кварцевых трубок.

Образцы помещались в экспериментальные ячейки, изготовленные из эпоксидной смолы «стайкаст» (Stycast 1266 фирмы Emerson & Cuming) так, чтобы между образцом и боковой стенкой был зазор около 0.1 мм. Этого зазора достаточно для того, чтобы при охлаждении до низких температур стенки ячейки не деформировали образец в радиальном направлении. Образцы №1 и №2 были сжаты при комнатной температуре по оси цилиндра на 8% и 3% соответственно. С учетом температурного сжатия эпоксидной смолы, которое составляет примерно 1%, при низких температурах эти образцы оказались сжаты на 9% и 4%. Образец №3 был помещен в ячейку в недеформированном состоянии.

Перед началом ЯМР экспериментов поверхность аэрогеля покрывалась 2-3 моноатомными слоями  $^4\text{He}$ . В дальнейшем при заполнении экспериментальных ячеек  $^3\text{He}$ , адсорбированный на нитях  $^4\text{He}$ , не замещается  $^3\text{He}$ , потому что  $^3\text{He}$  имеет меньшую энергию адсорбции. Если не проделать эту процедуру, то нити аэрогеля будут покрыты 2-3 моноатомными слоями ад-

сорбированного  $^3\text{He}$ , что существенно усложнит интерпретацию результатов эксперимента. Это связано с тем, что, во-первых, адсорбированный  $^3\text{He}$  (в отличие от жидкого  $^3\text{He}$ ) является парамагнетиком, т.е. величина его намагниченности подчиняется закону Кюри-Вейсса; во-вторых, поверхность нитей аэрогеля очень велика (для наших образцов это примерно  $25\text{ м}^2$  на  $1\text{ см}^3$ ). В итоге этот  $^3\text{He}$  дает большой вклад в сигнал ЯМР в интересующем нас диапазоне температур. Например, при температурах, близких к  $T_{ca}$  (температура сверхтекучего перехода в  $^3\text{He}$  в аэрогеле), сигнал от адсорбированного  $^3\text{He}$  примерно на порядок превосходит сигнал от жидкого  $^3\text{He}$ .

## 2.4. Экспериментальная камера

Экспериментальные ячейки клеивались в экспериментальную камеру (см. рис. 2.1). Экспериментальная камера состояла из двух частей. Нижняя часть изготовлена из меди и через индиевое уплотнение крепится к ядерной ступени с теплообменником (7). В эту часть камеры впаян тонкий капилляр заполнения (6). Верхняя часть изготовлена из стайкаста. В неё, кроме экспериментальных образцов (№1 (1), №2 (2), №3 (3)), также помещены нагреватель (5), изготовленный из манганиновой проволоки, и низкочастотный кварцевый резонатор (*quartz tuning fork*), или иначе «вилка» (4). С помощью нагревателя можно было перегреть  $^3\text{He}$  в экспериментальной камере относительно ядерной ступени, таким образом меняя температуру.

Под действием переменного напряжения «вилка» колеблется в объемном  $^3\text{He}$ . Добротность этих колебаний в В фазе определяется вязкостью гелия, которая сильно зависит от температуры. На основе этой зависимости и построена термометрия [29]. Непосредственно из добротности колебания «вилки» вычислить с достаточной точностью вязкость гелия сложно, поэтому показания «вилки» калибровались по измерениям леггеттовской частоты в объемной В фазе.

Экспериментальные ячейки были окружены радиочастотными (РЧ) катушками (на рис. 2.1 не показаны). Образцы №1 и №2 – седловидные двухсекционные катушки (каждая секция по 33 витка), изготовленные из медной проволоки марки ПЭЛШО толщиной 0,07 мм. Образец №3 – прямоугольная двухсекционная катушка (каждая секция по 44 витка), изготовленная из медной проволоки марки ПЭЛ толщиной 0,06 мм. Все РЧ катушки не касались экспериментальных ячеек и удерживались на весу системой тонких длинных стайкастовых стоек. Стойки, в свою очередь, крепились к экспериментальной камере. Такая схема крепежа позволяет избежать хорошего теплового контакта РЧ катушек со ступенью. Основная часть джоулева тепла, выделявшегося на катушках, отводилась в камеру растворения за счет того, что подводящие провода к РЧ катушкам имели хороший тепловой контакт с камерой растворения криостата растворения.

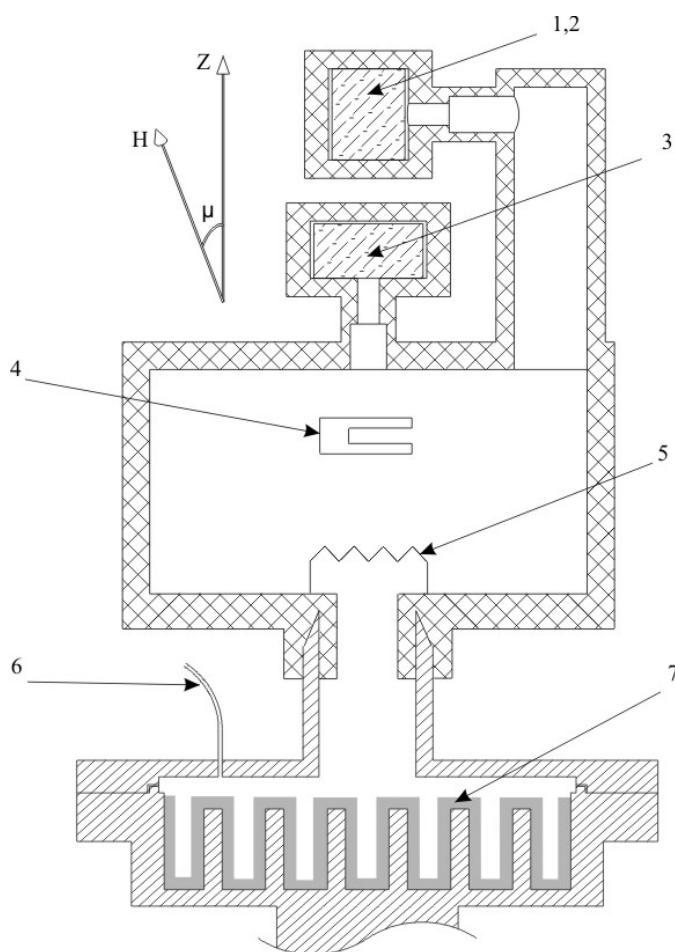


Рис. 2.1. Схематичный вид экспериментальной камеры. Пояснения в тексте.

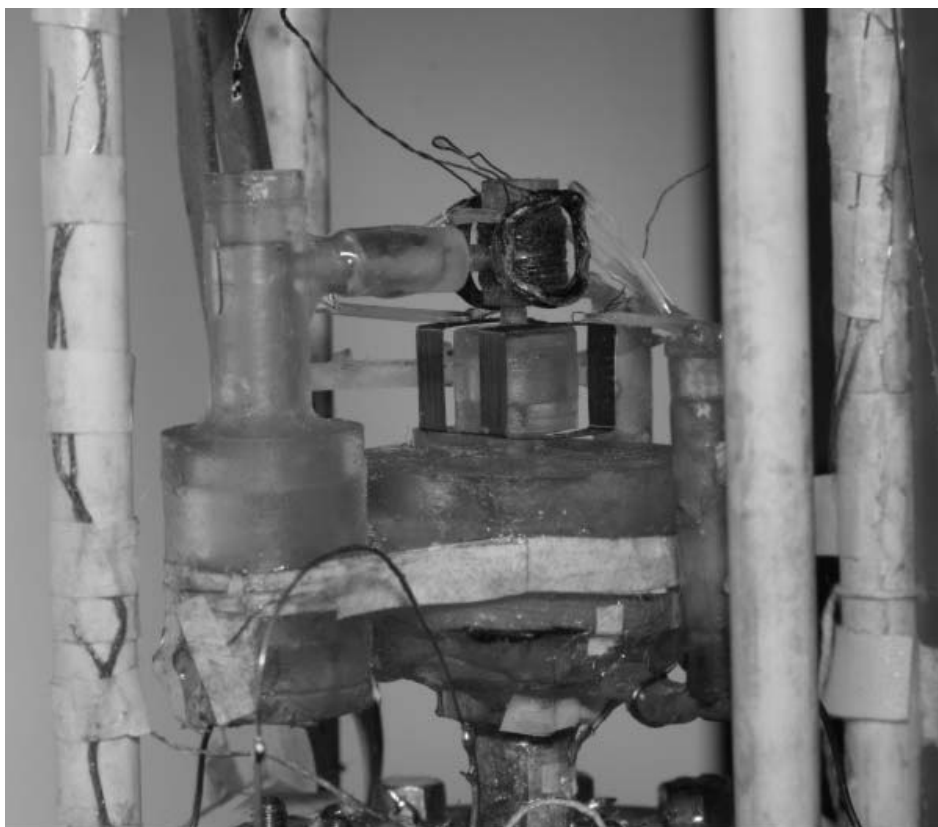


Рис. 2.2. Фотография экспериментальной камеры.

## 2.5. Спектрометры ЯМР

Эксперименты, описанные в диссертации, были проведены методами непрерывного и импульсного ЯМР.

Рассеянное поле основного соленоида размагничивания в области экспериментальной ячейки компенсировали специальные катушки, включенные последовательно с ним. Для ЯМР экспериментов в разных направлениях магнитного поля использовалось два отдельных соленоида. Первый соленоид создавал продольное магнитное поле, направленное по оси  $z$  (см. рис. 2.1) с однородностью  $\frac{\delta H}{H} \sim 10^{-5}$  на размерах образца, второй – поперечное с однородностью  $\frac{\delta H}{H} \sim 10^{-4}$  на размерах образца. Для компенсации остаточных градиентов магнитного поля использовались дополнительные градиентные катушки. Ток в градиентных катушках подбирался таким образом, чтобы линия ЯМР в нормальной фазе  ${}^3\text{He}$  была как можно уже. Ток через ЯМР-соленоиды создавался четырехмодульным источником тока

Agilent N6700 MPS (с модулями N6761A, N6762A, N6734B). Прохождение линии непрерывного ЯМР осуществлялось путем развертки поля при фиксированной частоте накачки. Всё управление и считывание данных, за исключением специально оговоренного ниже случая, осуществлялось через GPIB интерфейс.

## 2.6. Спектрометр для поперечного непрерывного ЯМР

Для непрерывного поперечного ЯМР использовалась схема спектрометра, представленная на рис. 2.3. В схеме использовались два генератора сигналов произвольной формы HP33120A, один «накачной», другой «компенсирующий». «Накачной» генератор (на схеме обозначен G1) соединяется через трансформатор, отвязывающий схему от «земли», и разделительные конденсаторы C1 с резонансным LC-контуром, где роль индуктивности L выполняют РЧ-катушки. Ёмкости разделительных конденсаторов составляли около 1 пФ, потому в использовавшемся диапазоне частот генератор работал в режиме источника тока. Подбором конденсатора C резонансный контур настраивался на резонансную частоту, соответствующую лармовской частоте  $^3\text{He}$  в данном магнитном поле. Генератор G1 создаёт в катушке L электрический ток с частотой, равной резонансной частоте контура. Таким образом, внутри катушки возникает РЧ-поле с характерной амплитудой несколько десятитысячных эрстеда, отклоняющее намагниченность  $^3\text{He}$  на угол порядка десятой градуса.  $^3\text{He}$  находится в постоянном магнитном поле, потому магнитный момент начинает прецессировать, что наводит дополнительное напряжение на катушке L. Напряжение на контуре усиливается дифференциальным предусилителем P1 (SR560 фирмы Stanford Research Systems) и подается на один из входов такого же предусилителя P2. Другими словами, на этот вход предусилителя P2 подаётся сумма двух сигналов: напряжение на катушке L, созданное «накачным» генератором G1, и полезный сигнал, наведенный прецессирующим магнит-

ным моментом. Чтобы выделить полезный сигнал, используется «компенсирующий» генератор G2, который синхронизирован с «накачным» генератором G1. Во время настройки «компенсирующего» генератора G2 поле ЯМР уводится в нерезонансную область, а фаза и амплитуда напряжения генератора G2 подбирается так, чтобы сигнал на выходе P2 был как можно меньше, т.е. компенсируется сигнал, не связанный с резонансом  $^3\text{He}$ . Далее с выхода P2 сигнал попадает на фазочувствительный синхронный усилитель (lock-in amplifier) SR844 фирмы Stanford Research Systems. Усилитель выделяет сигналы в фазе и в квадратуре с опорным сигналом от одного из генераторов. Зависимость обеих компонент сигнала от тока, текущего через ЯМР-соленоид, записывается в файл. Используя эти данные, можно выделить сигналы поглощения и дисперсии (в фазе и в квадратуре с РЧ-полем катушки).

Отметим, что в экспериментах использовались два LC-контура (две ЯМР катушки). При этом без конденсатора C оба контура имели резонансную частоту чуть больше 1 МГц и РЧ-катушки контуров располагались

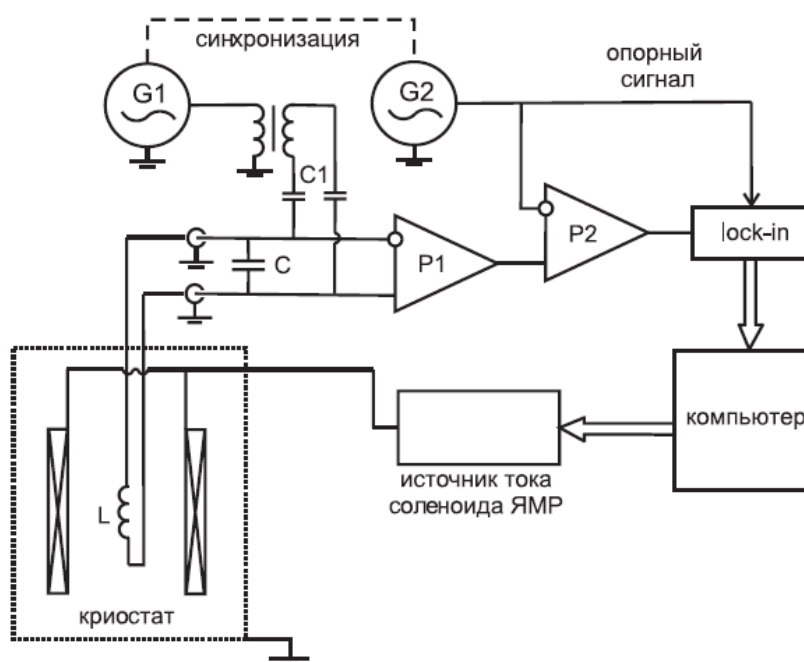


Рис. 2.3. Схема спектрометра для непрерывного ЯМР. На рисунке не изображен поперечный ЯМР соленоид.

достаточно близко, в нескольких миллиметрах друг от друга. К неиспользовавшемуся в текущем эксперименте контуру подсоединялась батарея конденсаторов с ёмкостью в десятки нанофарад. Таким образом резонансная частота и добротность одного из контуров сильно понижалась, что позволяло избежать эффектов, связанных со взаимной индукцией РЧ-катушек.

## **2.7. Спектрометр для импульсного ЯМР**

Для импульсного ЯМР использовалась схема, изображенная на рис. 2.4. Генератор G1 (AFG 3102 фирмы Tektronix) запускается по внешней команде (триггер 1) и подает на РЧ-катушку синусоидальный импульс на резонансной частоте, который отклоняет намагниченность на большие углы. Длина импульса не превышала ста периодов, амплитуда – 10 В. Таким образом, спектральная ширина импульса была не меньше нескольких десятков килогерц, т.е. значительно больше характерных сдвигов частоты ЯМР. Сигнал свободной индукции с резонансного контура усиливался предусилителем P1 и подавался на узкополосный резонансный усилитель RA. Резонансный усилитель смешивал сигнал с предусилителя и опорный сигнал с генератора G2 (DS345 фирмы Stanford Research System), частота которого была отстроена от ларморовской на примерно 30 кГц. Сигнал на разностной частоте (около 30 кГц) усиливался и записывался осциллографом TDS1012 фирмы Tektronix, который также запускался по внешней команде (триггер 3). Для защиты от перегрузки предусилителя на время импульса и на несколько десятков микросекунд после него по внешней команде (триггер 2) отсоединялись входы дифференциального предусилителя P1. Для корректной обработки сигнала нужно знать момент конца РЧ-импульса, поэтому для подачи внешних команд (триггер 1, 2 и 3) использовалось устройство сбора данных (DAQ E-серии фирмы National Instruments) с коннекторным блоком ввода/вывода SCB-68.

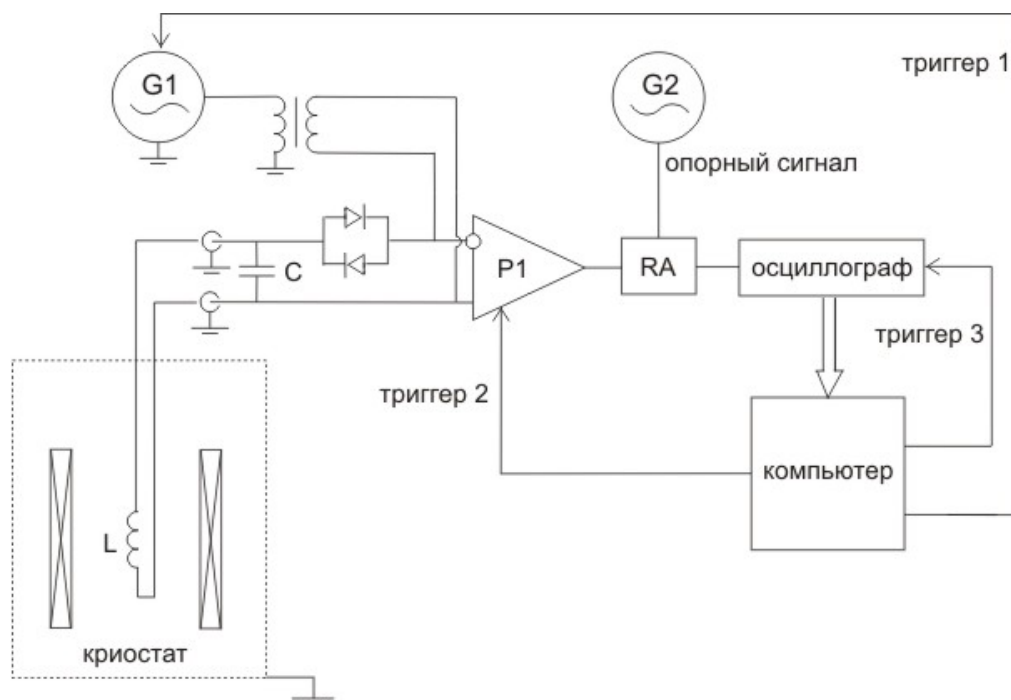


Рис. 2.4. Схема спектрометра для импульсного ЯМР.

Отклоняющие импульсы с генератора подавались через скрещенные диоды. Дело в том, что в промежутках между импульсами со входа генератора напрямую на РЧ-катушку шла наводка, которая смешивалась с сигналом индукции и сильно усложняла интерпретацию результатов. Амплитуда наводки была невелика, потому она полностью «срезалась» диодами.

Для обработки полученных сигналов стандартное преобразование Фурье не годится, так как частота сигнала зависит от угла отклонения, который может меняться за время спада сигнала свободной индукции (ССИ). Поэтому выделялся небольшой отрезок зависимости сигнала от времени (обычно 32 точки из записи осциллографа), этот отрезок подгонялся синусоидой. Амплитуда и частота синусоиды ставились в соответствие с моментом времени середины отрезка. Далее выделялся следующий такой же по длине отрезок, смещенный относительно предыдущего на несколько точек, и т.д. В результате такой кусочной подгонки получалась зависимость амплитуды и частоты сигнала от времени, которая экстраполировалась в момент времени подачи возбуждающего импульса (пример сигнала и обработки сигнала см. на рис. 2.5).



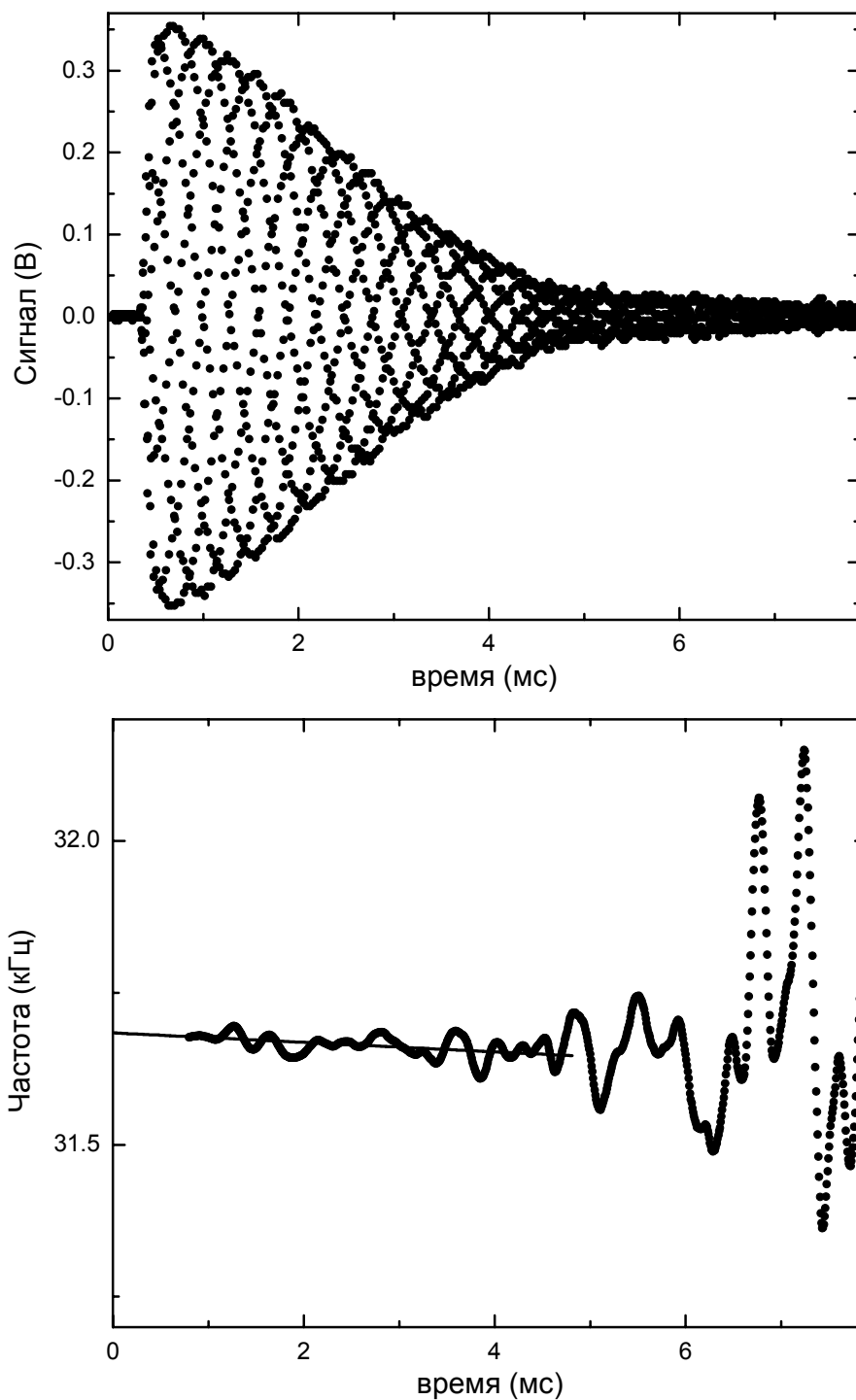


Рис. 2.5. Верхний рисунок – пример сигнала, записанного на осциллограф (экспериментальные условия: образец №2, частота ЯМР 341,5 кГц,  $T = 0,78 T_{ca}^*$ ,  $\beta = 90^\circ$ ,  $\mu = 0$ . Подробности в главе 3). Нижний рисунок – обработка данного сигнала.

## Глава 3

# ЯМР эксперименты в сверхтекучем $^3\text{He}$ в анизотропном аэрогеле

### 3.1. Измерения леггеттовской частоты в А-подобной фазе

Из формул (1.19), (1.20) и (1.21) следует, что ЯМР свойства  $^3\text{He}$  в одно-одно анизотропном образце мы можем полностью описать при помощи двух параметров:  $\Omega_A(T)$  и  $q$ . Параметр  $q$  является характеристикой конкретного образца аэрогеля. Мы предполагаем, что леггеттовская частота  $\Omega_A(T/T_{CA})$  при соответствующей температуре является одной и той же для всех образцов аэрогеля с близкими пористостью и характерной толщиной нитей. Максимальная одноосная деформация, которой подвергались образцы, рассматриваемые в данной диссертации, не превышала 10%. Это означает, что пористость образцов уменьшалась не более чем на 0,2%. Мы полагаем, что такая деформация несущественно изменит леггеттовскую частоту  $\Omega_A(T/T_{CA})$ .

Для определения зависимости леггеттовской частоты от температуры  $\Omega_A(T)$  использовался образец №1, сжатый вдоль оси  $z$  на 9%. Такое большое сжатие позволяло надеяться на то, что в образце реализуется состояние с  $q \approx 1$ . Измерения проводились методом непрерывного ЯМР, и магнитное поле было направлено вдоль оси  $z$ , т.е. в обозначениях формулы (1.19)  $\beta = 0$  и  $\mu = 0$ . Тогда величина сдвига частоты должна определяться следующим выражением:

$$\Delta\omega = -q \frac{\Omega_A^2}{2\omega_L} \quad (3.1)$$

Нужно отметить, что для непрерывного ЯМР при направлении поля перпендикулярно оси сжатия, т.е. в обозначениях формулы (1.19)  $\beta = 0$  и  $\mu = 90^\circ$ , сдвиг частоты от ларморовской вычисляется по формуле:

$$\Delta\omega = q \frac{\Omega_A^2}{2\omega_L} \quad (3.2)$$

т.е. в направлениях магнитного поля вдоль оси деформации (вдоль вектора  $\hat{l}$ ) (3.1) и перпендикулярно оси деформации (3.2) сдвиг имеет разный знак, но одинаковую величину. Потому для разных образцов с разными направлениями (вдоль и поперек оси образца) и величинами поля удобно сравнивать величину «эффективного» сдвига от ларморовской частоты, который определяется как  $(\Omega_A^*)^2 = 2\omega|\Delta\omega|$

Результаты для «эффективного» сдвига в образце №1 представлены на рис. 3.1 незакрашенными квадратами. Для сравнения с этими результатами мы взяли данные для зависимости «эффективного» сдвига частоты от температуры для еще четырех образцов аэрогеля из работ [7], [8], [11], [30]. Все эти данные были получены при разных давлениях (от 25,0 до 29,3 бар), но были пересчитаны на давление 26,0 бар (для этого использовалась зависимость леггеттовской частоты от давления в объемной А фазе, измеренная в работе [31]). Для пересчета использовались следующие коэффициенты: 0,854 для 29,3 бар, 0,881 для 28,6 бар, 0,949 для 27,2 бар, 1,066 для 25 бар. Для корректного сравнения во всех образцах была единообразна введена температура сверхтекучего перехода в  $^3\text{He}$ . Дело в том, что не удается однозначно определить температуру сверхтекучего перехода  $T_{ca}$ . Обычно на эксперименте  $T_{ca}$  определяют как температуру, при которой на отогреве исчезает сдвиг частоты. Нужно отметить, что на отогреве и А-подобная, и В-подобная фазы должны иметь одинаковые температуры перехода в нормальную фазу. Однако при отогреве из В-подобной фазы сдвиг частоты ис-

чезает при температуре на  $\sim 0,02T_{ca}$  выше, чем при отопреве из А подобной фазы [8]. К тому же зависимость сдвига частоты от температуры в А-подобной фазе чуть ниже  $T_{ca}$  существенно нелинейна и однозначно определить, где есть сдвиг, а где его нет – нельзя. В итоге для определения температуры сверхтекучего перехода  $T_{ca}^*$  использовалась следующая процедура. Линейная часть зависимости сдвига частоты от температуры (участок ниже  $T_{ca}$  на  $\sim (0,02 - 0,05)T_{ca}$ ) в сверхтекучем  $^3\text{He}$  в аэрогеле экстраполировался до пересечения с осью температуры. Эта точка и считалась  $T_{ca}^*$ .

«Эффективный» сдвиг частоты от температуры для пяти вышеперечисленных образцов представлен на рис. 3.2. Все пять зависимостей совпадают с хорошей точностью, из этого следует, что все они имеют одно и то же значение  $q$ . Отметим также, что в других работах с данным типом аэрогеля наблюдаемый «эффективный» сдвиг был меньше, чем представленный на рис. 3.1. Однако мы не нашли работ, в которых «эффективный» сдвиг был бы больше, чем в рассмотренных пяти образцах. Потому естественно предположить, что значение параметра  $q$  в этих образцах близко к 1.

Не все образцы, использовавшиеся для сравнения, были предварительно одноосно деформированы. Так, образцы из работ [8] и [11] помещались в экспериментальную ячейку свободно. По-видимому, в процессе изготовления образцы получили достаточную анизотропию вдоль оси образца. Что касается образца из работы [30], сжатого радиально на 20%, то в нём в результате такой деформации могли образоваться один или несколько доменов с преимущественным направлением векторов  $\hat{l}$  перпендикулярно к оси образца и, соответственно, перпендикулярно магнитному полю.

Опираясь на предположение, что все образцы (образец №1 и образцы из работ [7], [8], [11], [30]) находились в состоянии с параметром  $q \approx 1$  и формулы (3.1) и (3.2), получаем, что зависимость «эффективного» сдвига от температуры на рис. 3.1, на самом деле является зависимостью

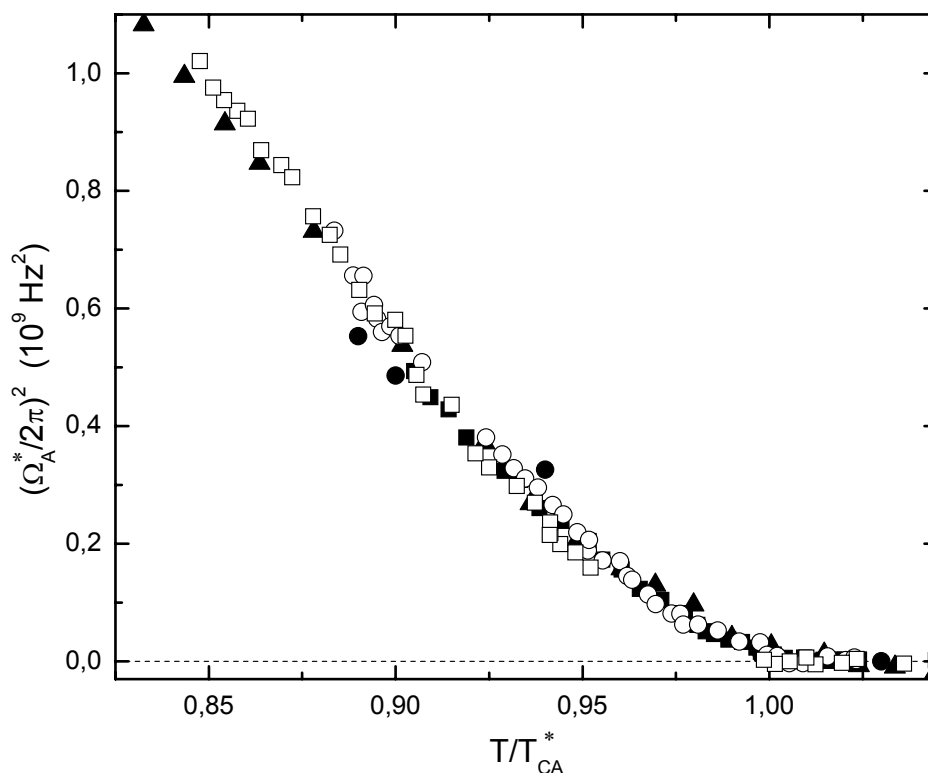


Рис. 3.1. Температурные зависимости «эффективного» сдвига в А-подобной фазе от температуры при разных давлениях, пересчитанные к давлению 26,0 бар. (□) – образец №1 (сжат на 9%, 26,0 бар); (▲) – образец аэрогеля, сжатый на 4% (29,3 бар) [7]; (○) – изначально анизотропный образец аэрогеля (28,6 бар) [11]; (■) – изначально анизотропный образец аэрогеля (26,0 бар)[8]; (●) – образец аэрогеля, сжатый радиально на 20% (25,0 бар) [30]

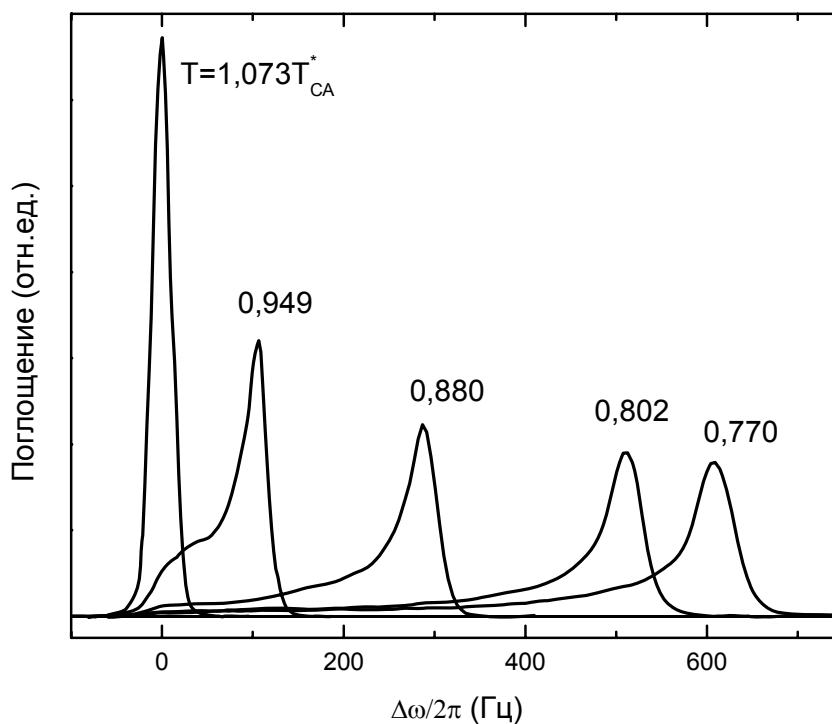


Рис. 3.2. Примеры сигналов непрерывного ЯМР в зависимости от температуры в образце №2 в OG-SN состоянии. Поле направлено вдоль оси z, т.е.  $\mu = 0$ . Частота ЯМР 328,5 кГц.

квадрата леггеттовской частоты для А-подобной фазы в 98,2% аэрогеле.

### 3.2. Непрерывный ЯМР в образцах №2 и №3

Рассмотрим ЯМР свойства образцов №2 и №3 при направлении постоянного магнитного поля вдоль оси  $z$ . Примеры сигналов непрерывного ЯМР при разных температурах для образца №2 изображены на рис. 3.2. Видно, что ширина линии основной части сигнала не сильно меняется с понижением температуры и сдвиг частоты положителен. В образце №3 сдвиг оказался меньшим по величине, но также положительным. Если предположить, что эти образцы также имеют одноосную анизотропию с осью анизотропии, направленной по оси  $z$ , то, как следует из (3.1), в образцах №2 и №3 параметр  $q$  отрицателен, т.е. анизотропия этих образцов соответствует типу «растяжение».

Для определения величин параметров  $q$  в образцах №2 и №3 построим зависимость «эффективного» сдвига частоты в этих образцах в сравнении с «эффективным» сдвигом в образце №1 (см. рис. 3.3). Измерения в образцах №2 и №3 проводились при давлении 27,2 бар, но были пересчитаны к давлению 26,0 бар (для этого применялась зависимость леггеттовской частоты от давления в объемной А фазе, измеренная в работе [31]. Для пересчета использовался коэффициент 0,949 для 27,2 бар). Температура сверхтекучего перехода в аэрогеле  $T_{ca}^*$  для образца №1 равнялась  $0,74T_c$  (при давлении 26,0 бар), для образца №2 -  $0,722T_c$  (27,2 бар), для образца №3 -  $0,77T_c$  (27,2 бар). В соответствии с формулой (3.1), можно вычислить величину и знак параметра  $q$ : для образца №2  $q \approx -0,25$ , для образца №3  $q \approx -0,05$ .

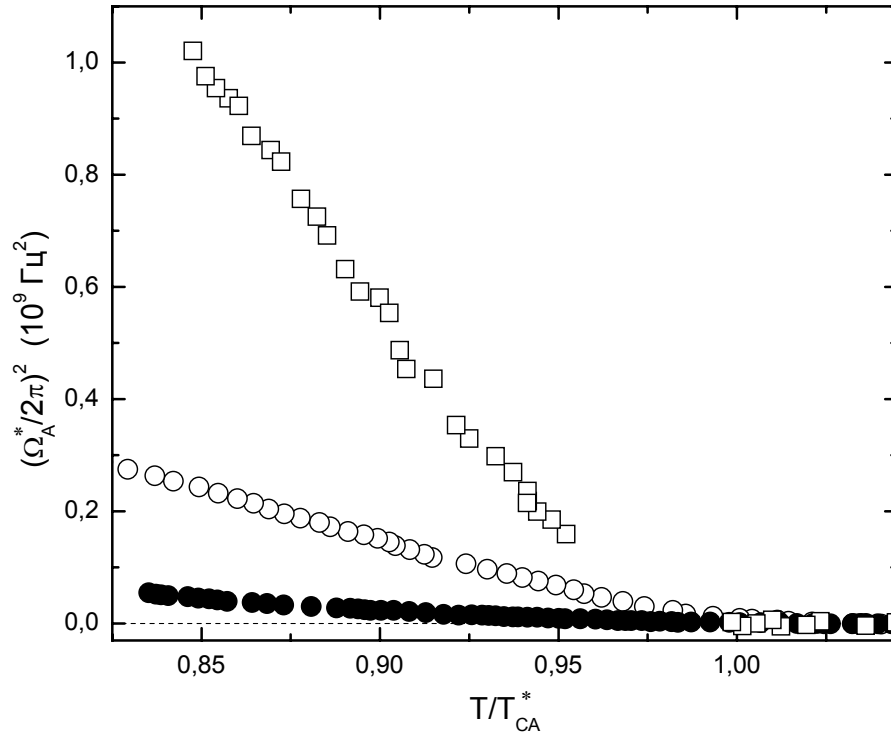


Рис. 3.3. Температурные зависимости «эффективного» сдвига в А-подобной фазе от температуры при разных давлениях, пересчитанные к давлению 26,0 бар. (□) – образец №1 (26,0 бар); (○) – образец №2 (27,2 бар); (●) – образец №3 (27,2 бар).

Чтобы проверить предположение о том, что образцы №2 и №3 имеют одноосную анизотропию типа «растяжение» с осью анизотропии, направленной вдоль оси  $z$ , были проведены дополнительные эксперименты при различных направления магнитного поля. Из формулы (1.20) следует зависимость сдвига частоты в непрерывном ЯМР от направления постоянного магнитного поля для OG-SN состояния:

$$\Delta\omega = -q \frac{\Omega_A^2}{2\omega_L} \cos^2 \mu \quad (3.3)$$

Используя формулу (1.21), выписывается аналогичная зависимость для OG-SG состояния:

$$\Delta\omega = -q \frac{\Omega_A^2}{2\omega_L} \left( 1 - \frac{3}{2} \sin^2 \mu \right) \quad (3.4)$$

Ранее в работах [11] и [32] было обнаружено, что  $^3\text{He}$  в аэрогеле может находиться в двух спиновых состояниях. Первое состояние получается при охлаждении через  $T_{ca}$  с малой радиочастотной накачкой или вообще без накачки. Второе состояние получается при охлаждении через  $T_{ca}$  либо с большой радиочастотной накачкой, которая насыщает сигнал от  $^3\text{He}$  в нормальной фазе, либо с РЧ импульсами, существенно отклоняющими намагниченность. По-видимому, в результате этих действий при температурах чуть ниже  $T_{ca}$ , когда дипольная энергия еще мала, величина намагниченности может не равняться равновесному значению. Тогда вектор  $\hat{d}$  может вращаться так, как описано в разделе 1.2. При понижении температуры вектор  $\hat{d}$  «замерзает», направленный в произвольных направлениях в разных частях образца. Такая конфигурация векторов  $\hat{d}$  по образцу как раз соответствует SG состоянию, потому мы предполагаем, что при обычном охлаждении реализуется SN состояние, а при охлаждении с отклоняющими импульсами или большой радиочастотной накачкой – SG состояние.

На эксперименте мы получали OG-SG состояние при охлаждении через  $T_{ca}$  с большой радиочастотной накачкой. Амплитуда колебаний радиочастотного поля составляла  $\sim 0,015$  Э, что примерно в 50 раз больше амплитуды колебаний поля в обычном линейном непрерывном ЯМР. При достижении температуры  $\sim 0,9T_{ca}$  радиочастотная накачка понижалась до обычного для непрерывного ЯМР значения. Примеры сигналов непрерывного ЯМР в состоянии OG-SG при  $\mu = 90^\circ$  для образца №2 изображены на рис. 3.4.

Результаты экспериментов для сдвига частоты непрерывного ЯМР от направления постоянного магнитного поля для образца №2 представлены на рис. 3.5. Зависимости (сплошная линия для OG-SN и пунктирная линия OG-SG) проведены без подгоночных параметров, т.е. значения параметра  $q$  и значение леггеттовской частоты  $\Omega_A$  взяты из результатов предыдущих



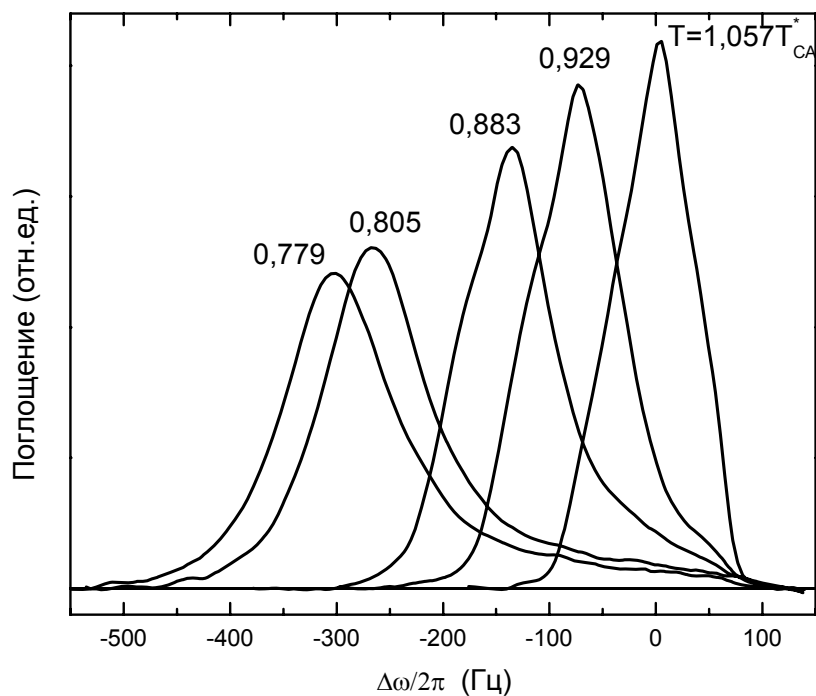


Рис. 3.4. Примеры сигналов непрерывного ЯМР в зависимости от температуры в образце №2 в OG-SG состоянии. Поле направлено параллельно оси  $z$ , т.е.  $\mu = 90^\circ$ . Частота ЯМР 328,5 кГц.

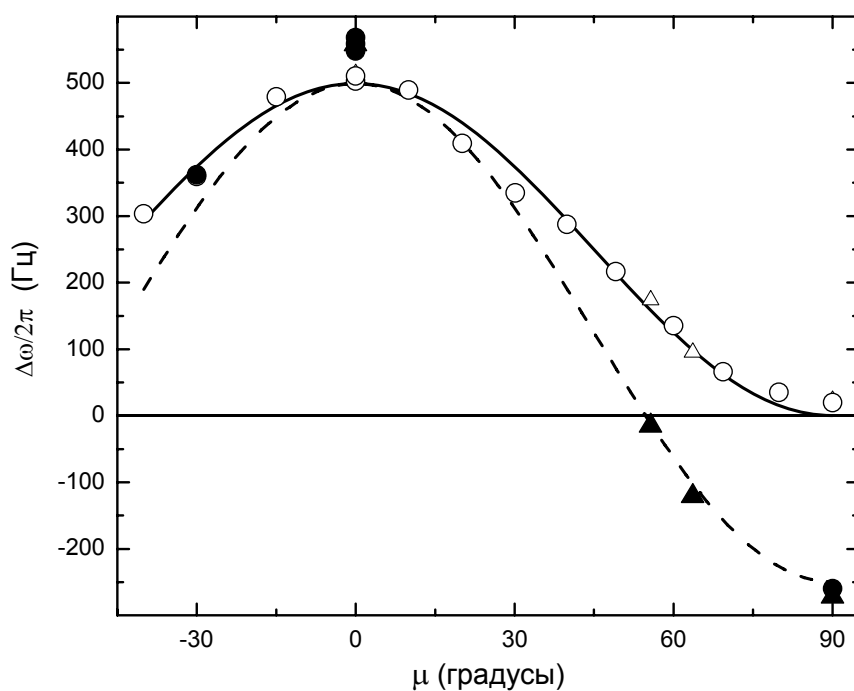


Рис. 3.5. Зависимость сдвига частоты от направления постоянного магнитного поля в А-подобной фазе в образце №2. (○) и (Δ) – OG-SN состояние, (●) и (▲) – OG-SG состояние. Данные (○) и (●) получены на частоте ЯМР 328,5 кГц. Данные (Δ) и (▲) получены на частоте 341,5 кГц, но пересчитаны к 328,5 кГц.  $T = 0,81 T_{ca}^*$ . Сплошная линия соответствует зависимости (3.3), пунктирная - (3.4).

экспериментов (см. рис. 3.3 и 3.1, соответственно), и хорошо описывают экспериментальные данные. Небольшое отличие в сдвиге частоты для OG-SG и OG-SN состояния при  $\mu = 0$  может быть связано с тем, что в SG состоянии характерная длина неоднородности в распределении  $\hat{d}$ , вероятно, порядка дипольной длины. При этом появляется дополнительная градиентная энергия параметра порядка, зависящая от угла отклонения намагниченности. Однако при вычислении сдвига частоты (см. (1.14)) учитывалась только дипольная энергия.

Примеры сигналов непрерывного ЯМР в состоянии OG-SN при  $\mu = 0$  для образца №3 изображены на рис. 3.6. Сдвиг частоты в образце №3 невелик по сравнению со сдвигом частоты в образцах №1 и №2. Линия сильно уширяется с понижением температуры, что свидетельствует об относительно большой неоднородности параметра порядка по пространству. Результаты для сдвига частоты непрерывного ЯМР от направления постоянного магнитного поля для образца №3 представлены на рис. 3.7. Зависимости (сплошная линия для OG-SN и пунктирная линия OG-SG) также проведены без подгоночных параметров, но описывают экспериментальные данные для этого образца значительно хуже из-за малых величин сдвигов по сравнению с шириной линии.

### 3.3. Результаты экспериментов по импульсному ЯМР

Дополнительной проверкой рассматриваемой модели могут являться эксперименты, проведенные методами импульсного ЯМР. Запишем общую зависимость сдвига частоты для OG-SN состояния (1.20) немного в другом виде:

$$\Delta\omega = q \frac{\Omega_A^2}{2\omega_L} \left( \cos\beta \left( \frac{5}{4} \sin^2 \mu - 1 \right) - \frac{\sin^2 \mu}{4} \right) \quad (3.5)$$

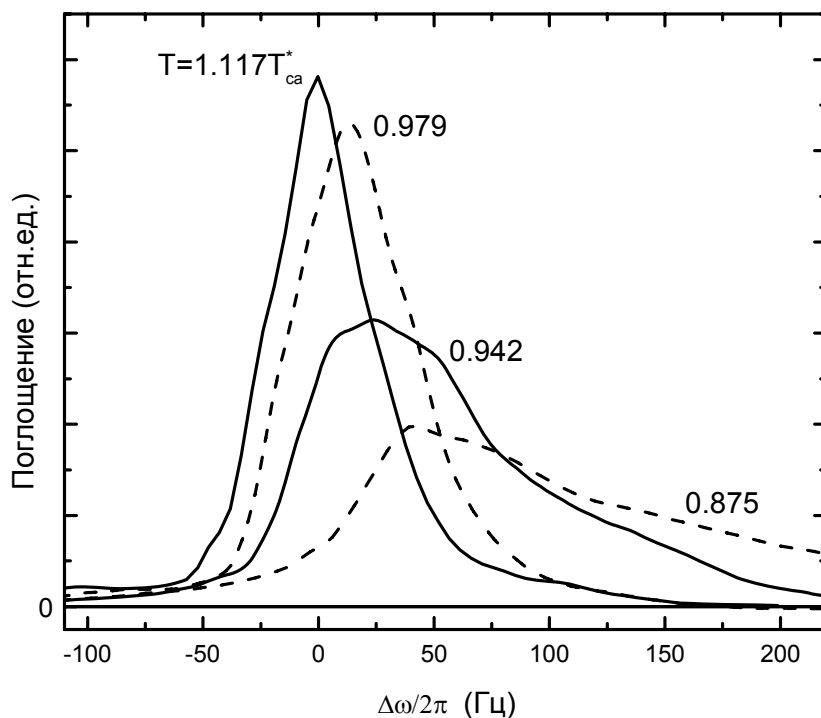


Рис. 3.6. Примеры сигналов непрерывного ЯМР в зависимости от температуры в образце №3 в OG-SN состоянии. Поле направлено перпендикулярно оси  $z$ , т.е.  $\mu = 0$ . Частота ЯМР 310,5 кГц.

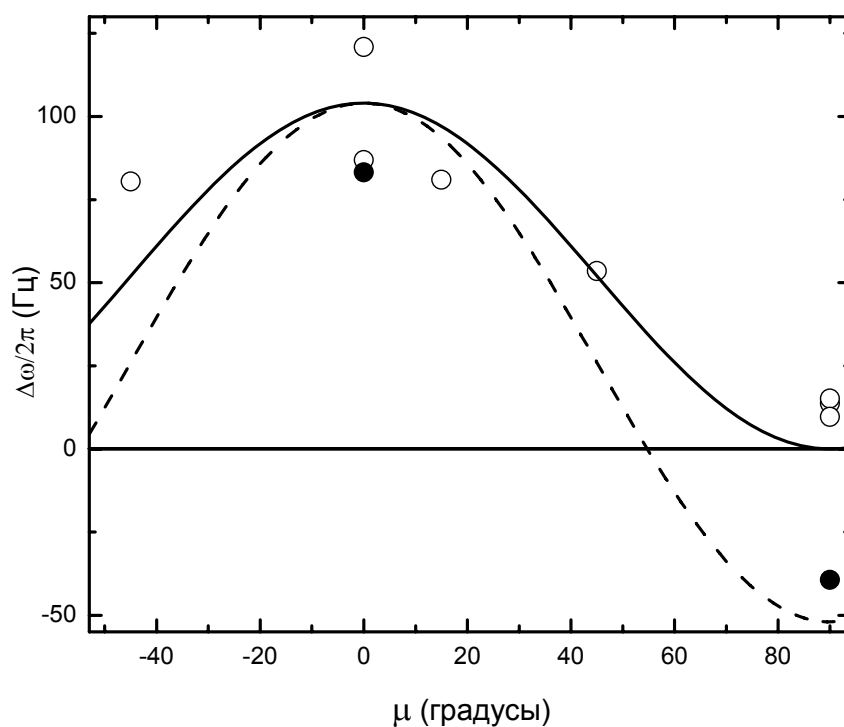


Рис. 3.7. Зависимость сдвига частоты от направления постоянного магнитного поля в А-подобной фазе в образце №3. (○) – OG-SN состояние, (●) – OG-SG состояние. Частота ЯМР 310,5 кГц.  $T = 0,85T_{ca}^*$ . Сплошная линия соответствует зависимости (3.3), пунктирная - (3.4).

Из формулы (3.5) следует, что для OG-SN состояния существует некоторый критический угол наклона постоянного магнитного поля  $\mu_{c1}$ . При углах  $\mu < \mu_{c1}$  частота сигнала свободной индукции (ССИ) возрастает с увеличением угла отклонения намагниченности  $\beta$ . При углах  $\mu > \mu_{c1}$  частота ССИ убывает с увеличением  $\beta$ , а при  $\mu = \mu_{c1}$  частота ССИ не зависит от угла отклонения намагниченности. Для состояния OG-SN величина критического угла составляет  $\mu_{c1} \approx 63,4^\circ$  ( $\sin^2 \mu_{c1} = \frac{4}{5}$ ).

Аналогичный критический угол  $\mu_{c2}$  также характерен и для OG-SG состояния. Из формулы (1.21) следует, что  $\sin^2 \mu_{c2} = \frac{2}{3}$ , т.е.  $\mu_{c2} \approx 54,7^\circ$ .

Результаты экспериментов по изучению зависимости частоты ССИ от угла отклонения намагниченности при разных направлениях постоянного магнитного поля в образце №2 изображены на рис. 3.8 для OG-SN состояния и рис. 3.9 для OG-SG состояния. Все сплошные линии проводились в соответствии с формулами (1.20) и (1.21) без подгоночных коэффициентов, т.е. значение параметров  $\Omega_A^2(T)$  и  $q$  брались из результатов экспериментов по непрерывному ЯМР (зависимости на рис. 3.1 и 3.3, соответственно). Кривые хорошо описывают экспериментальные результаты. В частности, видно что при значениях  $\mu$  равных вышеописанным критическим частота ССИ действительно практически не зависит от  $\beta$ . Есть некоторое несоответствие теоретической зависимости с экспериментальными данными в OG-SG состоянии при малых углах отклонения намагниченности. Возможные причины несоответствия точно такие же, что и в непрерывном ЯМР в OG-SG состоянии (см. рис. 3.5) – при вычислении зависимости сдвига частоты (см. (1.14)) не учитывалась градиентная энергия.

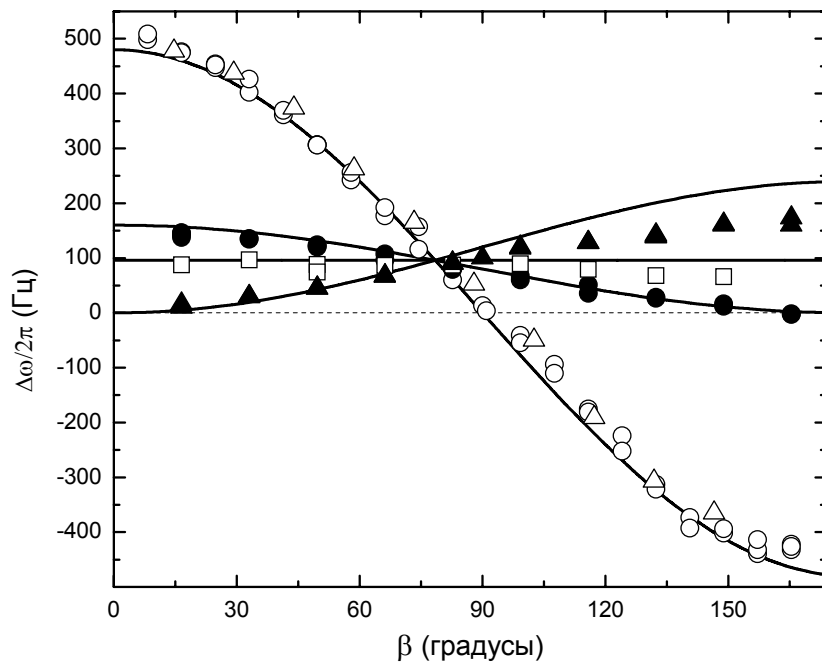


Рис. 3.8. Зависимость сдвига частоты ССИ от ларморовской от угла отклонения намагниченности  $\beta$  в А-подобной фазе в OG-SN состоянии. Образец №2. ( $\circ$ ) и ( $\Delta$ ) -  $\mu = 0$ ; ( $\bullet$ ) -  $\mu = 54,7^\circ$ ; ( $\square$ ) -  $\mu = \mu_{c1} = 63,4^\circ$ ; ( $\blacktriangle$ ) -  $\mu = 90^\circ$ . Частоты ЯМР 341,5 кГц. Данные, обозначенные ( $\Delta$ ), получены на частоте 664 кГц, но пересчитаны к частоте ЯМР 341,5 кГц.  $T = 0,81 T_{ca}^*$ . Давление 27,2 бар.

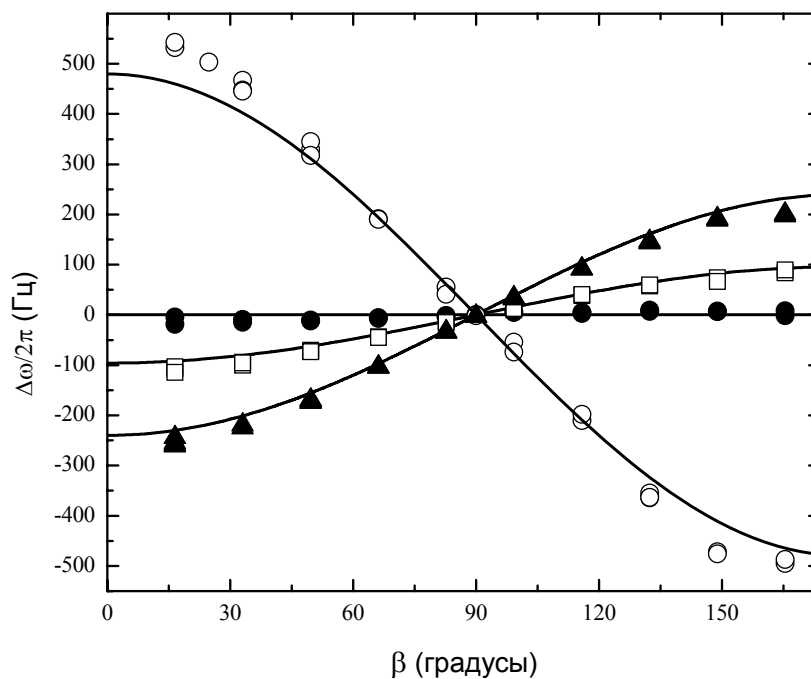


Рис. 3.9. Зависимость сдвига частоты ССИ от ларморовской от угла отклонения намагниченности  $\beta$  в А-подобной фазе в OG-SG состоянии. Образец №2. ( $\circ$ ) -  $\mu = 0$ ; ( $\bullet$ ) -  $\mu = \mu_{c2} = 54,7^\circ$ ; ( $\square$ ) -  $\mu = 63,4^\circ$ ; ( $\blacktriangle$ ) -  $\mu = 90^\circ$ . Частоты ЯМР 341,5 кГц.  $T = 0,81 T_{ca}^*$ . Давление 27,2 бар.

### 3.4. Зависимости параметра $q$ от деформации

Изначально образец №2 был сжат в экспериментальной ячейке на 4% вдоль оси  $z$ . Несмотря на это, анизотропия образца соответствует «растяжению». В последующей серии экспериментов образец №2 был помещен в экспериментальную ячейку в недеформированном состоянии, т.е. в этой серии экспериментов образец №2 был фактически дополнительно растянут на ~4%. В результате ЯМР свойства А-подобной фазы изменились (см. рис. 3.10). В согласии с теорией, образец стал более «растянутым». В сжатом образце №2 параметр  $q \approx -0,25$ . В разжатом -  $q \approx -0,28$ . Однако нужно отметить, что, по теоретическим оценкам, деформация порядка 1% уже может считаться большой, в том смысле, что такая деформация «сжатие» должна приводить к формированию OF состояния в А-подобной фазе. На эксперименте же наблюдается, что изменение деформации на 4% приводит к малому изменению параметра  $q$ .

Такая слабая зависимость параметра  $q$  от величины деформации может объясняться особенностями внутренней структуры аэрогеля. В работе [33] моделировалось изменение внутренней структуры аэрогеля при деформации. Было показано, что величина деформации распределяется по образцу очень неоднородно. Есть относительно малые «слабые» области, которые деформируются сильно, и относительно большие «жесткие» области, которые не деформируются вообще, а только смещаются в пространстве. Если допустить, что именно «жесткие» области определяют направление векторов  $\hat{l}$ , то очевидно, что, пока образец не будет деформирован настолько сильно, чтобы «жесткие» области тоже испытали деформацию, не будет наблюдаться существенных изменений в распределении векторов  $\hat{l}$ , а значит, и изменений параметра  $q$ . Вероятно, величина деформации, начиная с которой происходят существенные изменения в распределений век-

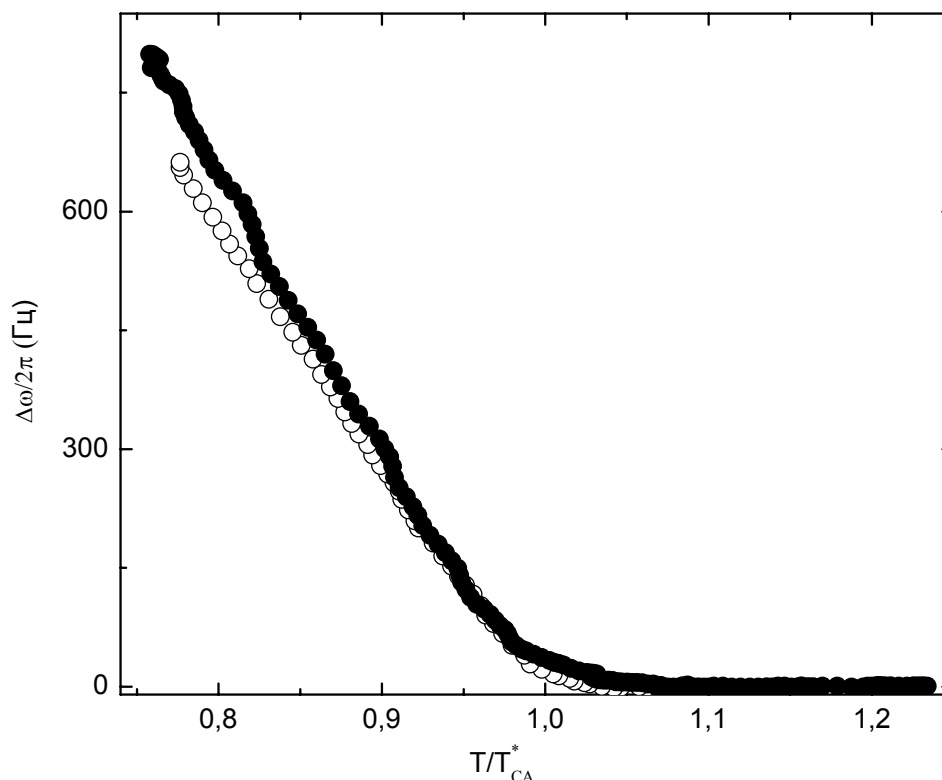


Рис. 3.10. Зависимость сдвига частоты от ларморовской в непрерывном ЯМР для сжатого образца №2 (○) и недеформированного образца №2 (●). Постоянное магнитное поле направлено вдоль оси  $z$ , т.е.  $\mu = 0$ . Частота ЯМР 310,5 кГц. Давление 27,2 бар.

торов  $\hat{l}$ , сильно зависит от конкретного образца. Нужно отметить, что данная гипотеза пока никак экспериментально не проверялась.

### 3.5. Скорость продольной релаксации намагниченности

Дополнительной характеристикой OG-SN и OG-SG состояния может являться скорость продольной релаксации намагниченности. В образце №2 был проведен ряд экспериментов по изучению зависимости продольной релаксации от типа спинового состояния (SN или SG), градиента магнитного поля, направления магнитного поля (параллельно и перпендикулярно оси  $z$ ) и температуры. Все эксперименты проводились стандартным двухимпульсным методом ( $90^\circ - \tau - 90^\circ$ ), т.е. измерялась начальная амплитуда сигнала свободной индукции после второго отклоняющего намагниченность импульса и из амплитуды сигнала вычислялась величина продольной намагниченности в данный момент времени. Измерения проводились в

магнитном поле 105 Э, что соответствует частоте ЯМР 341,5 кГц, и давлении 27,2 бар.

Обнаружилось, что восстановление продольной намагниченности в А-подобной фазе неэкспоненциально по времени, поэтому данные подгонялись функцией:

$$\frac{M_z}{M_{z0}} = 1 - \exp\left(-\left(\frac{t}{T_1}\right)^\alpha\right) \quad (3.6)$$

где для наших данных параметр  $\alpha$  менялся с 1,5 до 2,5. Примеры зависимостей продольной намагниченности от времени приведены на рис. 3.11. Из этих зависимостей также следует, что скорость продольной релаксации намагниченности возрастает с увеличением градиента магнитного поля. По-видимому, это связано со следующим механизмом. Градиент магнитного поля приводит к более быстрой расфазировке прецессии намагниченности в разных точках, что, в свою очередь, ведет к росту пространственной неоднородности, которая увеличивает эффективность спиновой диффузии, как механизма диссипации [34].

Зависимость скорости продольной релаксации намагниченности от направления поля и спинового состояния представлена на рис. 3.12 и имеет ряд интересных особенностей. В поле перпендикулярном оси  $z$  скорость продольной релаксации для OG-SG состояния ( $T_1 \approx 19$  мс в пределе нулевого градиента) существенно больше скорости продольной релаксации для OG-SN состояния ( $T_1 \approx 39$  мс в пределе нулевого градиента). В поле, параллельном оси  $z$ , скорость продольной релаксации не зависит от спинового состояния, и релаксация протекает быстрее ( $T_1 \approx 14$  мс в пределе нулевого градиента).



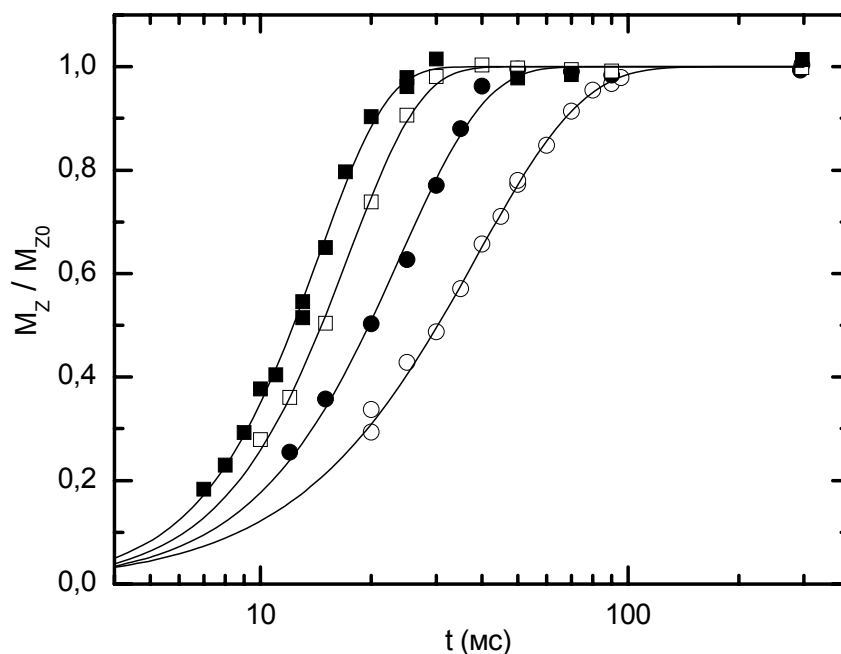


Рис. 3.11. Восстановление продольной намагниченности в сверхтекучем  $^3\text{He}$  в А-подобной фазе в образце №2 после  $90^\circ$ -ного отклоняющего импульса. Поле направлено перпендикулярно оси  $z$ , температура  $-0,89T_{ca}^*$ . Измерения проводились в градиенте магнитного поля: 0 Э/см ( $\circ$ ), 0,14 Э/см ( $\bullet$ ), 0,27 Э/см ( $\square$ ), 0,4 Э/см ( $\blacksquare$ ). Сплошные линии – аппроксимация функцией (3.6)

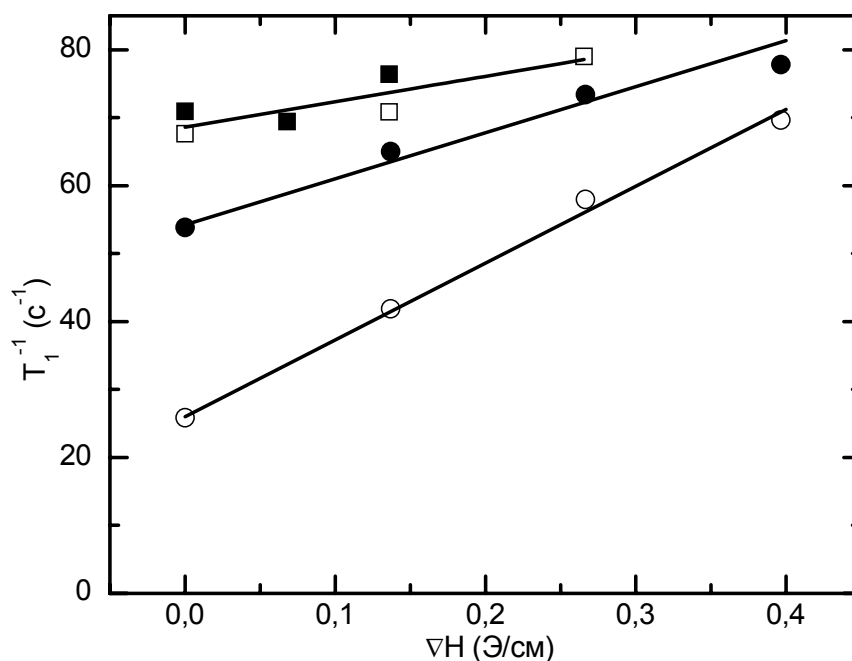


Рис. 3.12. Скорость продольной релаксации намагниченности в сверхтекучем  $^3\text{He}$  в А-подобной фазе в образце №2 в разных спиновых состояниях и при разном направлении магнитного поля. Температура  $-0,89T_{ca}^*$ . Магнитное поле направлено вдоль оси  $z$  в OG-SN состоянии ( $\square$ ); поле - вдоль оси  $z$  в OG-SG состоянии ( $\blacksquare$ ); поле - перпендикулярно оси  $z$  в OG-SN состоянии ( $\circ$ ); поле - перпендикулярно оси  $z$  в OG-SG состоянии ( $\bullet$ ). Сплошные линии - аппроксимация линейной функцией.

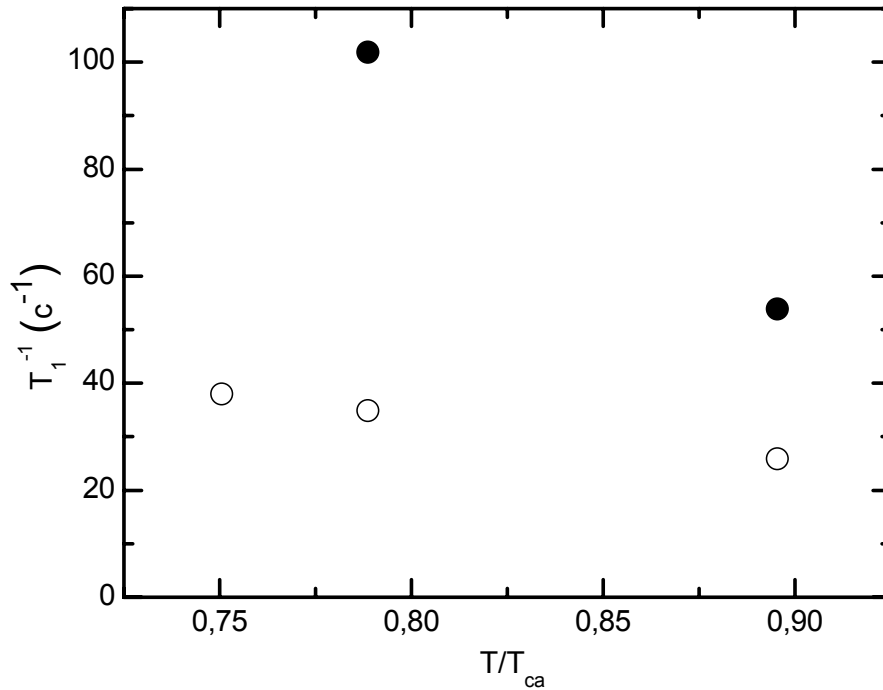


Рис. 3.13. Скорость продольной релаксации намагниченности в сверхтекучем  $^3\text{He}$  в А-подобной фазе в образце №2 в зависимости от температуры. Магнитное поле максимально однородно и направленно перпендикулярно оси  $z$ . OG-SN состояние (○), OG-SG состояние (●).

Зависимость скорости продольной релаксации намагниченности от температуры представлена на рис. 3.13. По мере увеличения температуры до  $T_{ca}$  скорость релаксации падает в обоих спиновых состояниях. При температуре, близкой к температуре сверхтекучего перехода, в А-подобной фазе время продольной релаксации резко увеличивается до 1,8 с, и восстановление продольной намагниченности описывается уже экспоненциальным законом.

Для интерпретации данных результатов В.В. Дмитриевым был проведен ряд численных экспериментов для OG-SN состояния [15]. Результаты реальных измерений и численных экспериментов согласовать не удалось. Можно допустить, что сверхтекучий  $^3\text{He}$  в аэрогеле имеет такие же механизмы релаксации, что и объемный сверхтекучий  $^3\text{He}$  (механизм Леггетта-Такаги [35] и спиновая диффузия). Тогда время продольной релаксации намагниченности в численном эксперименте при условиях, близких к реальным экспериментальным условиям, превышало измеренное время более чем на порядок. Можно принять гипотезу, высказанную в работе [36], что

пространственные неоднородности аэрогеля могут локально менять леггеттовскую частоту, что увеличит неоднородность прецессии и эффективность механизма спиновой диффузии. Однако тогда, как показывает численный эксперимент, чтобы получить время продольной релаксации, близкое ко времени, полученному в эксперименте, требуется изменение величины щели на два порядка на длинах порядка дипольной. В итоге, для OG-SN и OG-SG состояний пока нет приемлемого теоретического описания спиновой релаксации. Однако результаты экспериментов показывают, что состояния OG-SN и OG-SG действительно принципиально различаются и, в частности, по свойствам продольной релаксации.

## Глава 4

### А-подобная фаза в двухосно анизотропном аэрогеле

#### 4.1. Двухосная анизотропия

Модель, описывающая А-подобную фазу как А фазу в состоянии Ларкина-Имри-Ма в одноосно анизотропном аэрогеле (см. раздел 1.4), хорошо объясняет целый ряд экспериментальных результатов: [7], [8], [11], [13], [30]. Однако существует еще ряд результатов, в которых эксперимент не согласуется с данной моделью [8], [9], [10].

Логичным развитием модели стало предположение о том, что, кроме одноосно анизотропных образцов аэрогеля могут существовать и двухосно анизотропные образцы. Для них введем параметры анизотропии  $\delta_1$  и  $\delta_2$  следующим образом:

$$\langle l_x^2 \rangle = \frac{1}{3} + \delta_1, \quad \langle l_y^2 \rangle = \frac{1}{3} - \delta_2, \quad \langle l_z^2 \rangle = \frac{1}{3} - \delta_1 + \delta_2 \quad (4.1)$$

Если магнитное поле направлено вдоль оси  $z$ , то нормированная дипольная энергия для SN состояния будет равна:

$$\langle U_D \rangle = -\langle (\hat{l} \cdot \hat{d})^2 \rangle = \delta_2 - (\delta_1 + \delta_2) \cos^2 \alpha - \frac{1}{3} \quad (4.2)$$

где  $\alpha$  - это угол между осью  $x$  и вектором  $\hat{d}$ .

Если  $(\delta_1 + \delta_2) < 0$ , то дипольная энергия (4.2) принимает наименьшее значение при направлении  $\hat{d}$  параллельно оси  $y$ . В таком случае в соответствии с формулой (1.18) сдвиг частоты от ларморовской для OG-SN состояния задается формулой:

$$\Delta\omega = \frac{\Omega_A^2}{2\omega_L} \frac{1}{4} ((7\delta_1 - 5\delta_2) \cos\beta + \delta_1 + \delta_2) \quad (4.3)$$

Если  $(\delta_1 + \delta_2) > 0$ , то дипольная энергия (4.2) принимает наименьшее значение при направлении  $\hat{\mathbf{d}}$  параллельно оси  $\mathbf{x}$ . Однако в итоге формула для сдвига частоты остается такой же (4.3).

Сдвиг частоты от ларморовской для OG-SG выводится из тех же соображений, что и формула (1.21) (вектор  $\hat{\mathbf{d}}$  направлен случайным образом в плоскости перпендикулярной  $\hat{\mathbf{h}}$ ):

$$\Delta\omega = \frac{\Omega_A^2}{2\omega_L} \frac{3}{2} (\delta_1 - \delta_2) \cos\beta \quad (4.4)$$

Далее, используя полученные формулы, можно интерпретировать результаты экспериментов:

эксперимент №1 - [10];

эксперимент №2 - [8];

эксперимент №3 - [9].

Во всех этих экспериментах использовался аэрогель, выращенный по стандартной технологии. Образцы аэрогеля имели цилиндрическую форму, постоянное магнитное поле было направлено вдоль оси цилиндра (в наших обозначениях  $\mu = 0$ ).

## 4.2. Обсуждение результатов эксперимента №1

В работе [10] сдвиг частоты от ларморовской был в импульсном ЯМР был пропорционален  $1 + \cos\beta$  (см. рис. 4.1), что невозможно в случае одноосной анизотропии.

Такое поведение может быть объяснено, если допустить, что образец был двухосно анизотропным с  $\delta_1 = \delta_2 = \delta$ , тогда из формулы (4.3) следует:

$$\Delta\omega = \frac{\Omega_A^2}{2\omega_L} \frac{\delta}{2} (1 + \cos\beta) \quad (4.5)$$

Установить, чему равен коэффициент  $\delta$  в данном случае пока нет возможности. В работе [10] использовался образец аэрогеля пористостью 97,2%, для которого еще не проводились измерения зависимости ларморовской частоты от температуры.

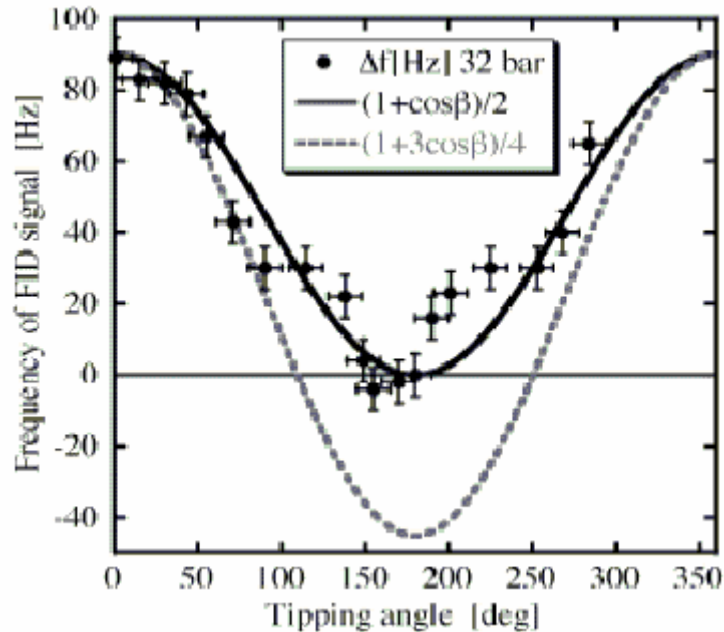


Рис. 4.1. Зависимость сдвига частоты от ларморовской от угла отклонения намагниченности  $\beta$  из работы [10].

### 4.3. Обсуждение результатов эксперимента №2

В работе [8] наблюдался сдвиг частоты от ларморовской в импульсном ЯМР, близкий к зависимости  $1 + \cos\beta$ , так же как и в разделе 4.2 (см. рис. 4.2). Наилучшее совпадение теоретической зависимости (4.3) с экспериментальными данными удалось достигнуть при  $\delta_2 = 0,9\delta_1$ , т.е. сдвиг частоты от ларморовской равнялся:

$$\Delta\omega = \frac{\Omega_A^2}{2\omega_L} \frac{\delta_2}{4} (2,5 \cos\beta + 1,9) \quad (4.6)$$

где выражение  $\frac{\Omega_A^2}{2\omega_L} \frac{\delta_2}{4}$  использовалось как подгоночный параметр (см. теоретическая кривая на рис. 4.2). Эксперименты проводились в образце с пористостью 98,2%, для которого измерена зависимость леггеттовской частоты от температуры, поэтому для него можно вычислить величину параметра  $\delta_2$ . Для этого требуется определить температуру сверхтекучего перехода  $^3\text{He}$  в аэрогеле  $T_{ca}^*$  с помощью данных непрерывного ЯМР (см. рис. 4.3) так, как это делалось в параграфе 3.1. Температура, при которой выполнялись эксперименты импульсного ЯМР (см. рис. 4.2), составила  $0,91T_{ca}^*$ . Используя зависимость леггеттовской частоты от температуры (см. рис. 3.2) и соотношение  $\delta_1 = 0,9\delta_2$ , получаем, что параметры  $\delta$  для данного образца:  $\delta_1 \approx 0,16$  и  $\delta_2 \approx 0,14$ .

#### 4.4. Обсуждение результатов эксперимента №3

В работе [9] наблюдались следующие необычные свойства ЯМР сверхтекучего  $^3\text{He}$  в аэрогеле с пористостью 98,2%. При охлаждении ниже  $T_{CA}$  можно было наблюдать сразу две линии ЯМР (см. рис. 4.4): сигнал от «с-состояния» (от англ. *close*), менее сдвинутый от ларморовской частоты, и сигнал от «f-состояния» (от англ. *far*), более сдвинутый от ларморовской частоты.

Для «с-состояния» можно выделить три основных особенности. Во-первых, «с-состояние» можно было получить в чистом виде, охлаждаясь через  $T_{CA}$  с большой РЧ-накачкой. Во-вторых, сдвиг частоты в «с-состоянии» пропорционален  $\cos\beta$ , где  $\beta$  - угол отклонения намагниченности. И, в-третьих, в «с-состоянии» не наблюдался продольный резонанс. Все особенности хорошо соответствуют особенностям OG-SG состояния. Первые две упоминались в разделах 3.1 и 3.2. На третьей особенности остановимся чуть подробнее. Дело в том, что продольные колебания намагниченности

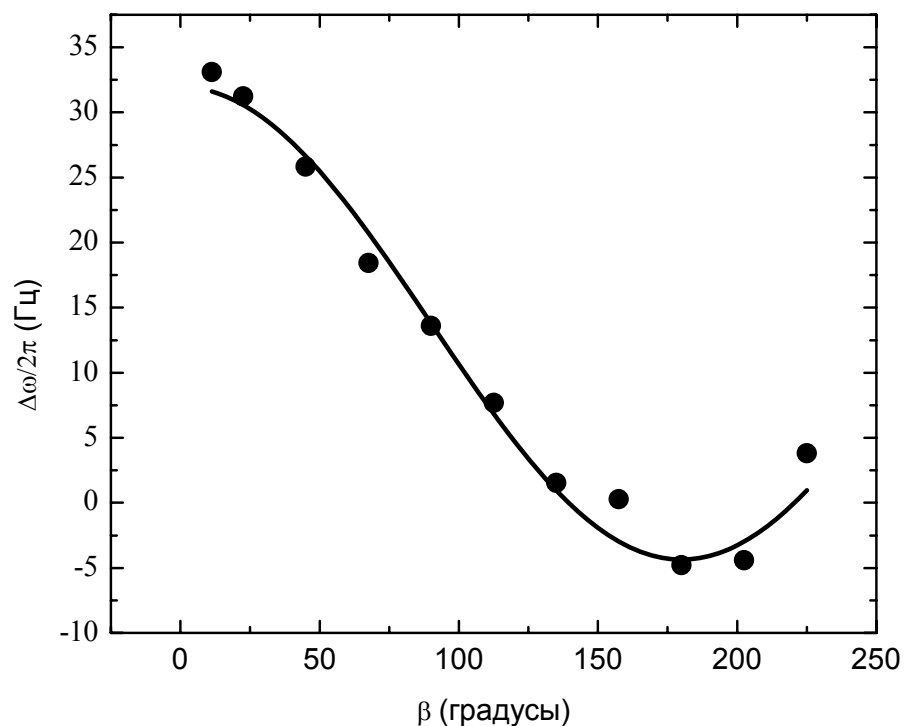


Рис. 4.2. Зависимость сдвига частоты от ларморовской в импульсном ЯМР из работы [8]. Точки – экспериментальные данные при давлении 26 бар, в магнитном поле 528 Э (резонансная частота 1,71 МГц), температуре  $0,91T_{ca}^*$ . Сплошная кривая – теоретическая (подробности в тексте).

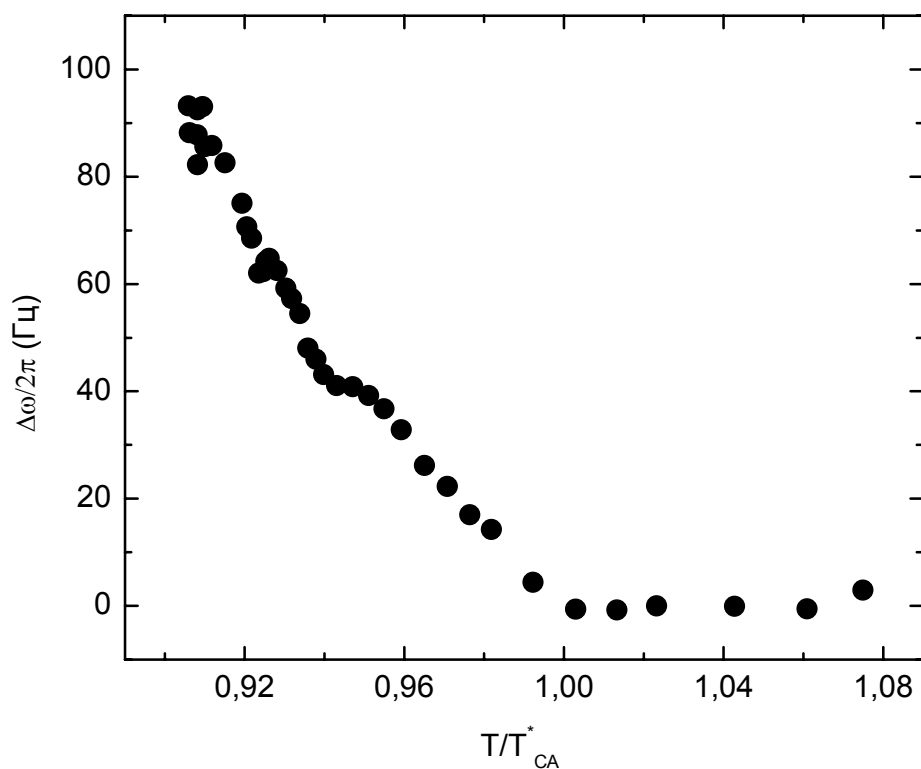


Рис. 4.3. Зависимость сдвига частоты от ларморовской в непрерывном ЯМР из работы [8]. Точки – экспериментальные данные при давлении 26 бар, в магнитном поле 142 Э.



связаны с колебаниями вектора  $\hat{d}$  около положения равновесия в плоскости, перпендикулярной полю. Однако в случае OG-SG состояния, когда вектора  $\hat{d}$  хаотично распределены в плоскости колебаний, у векторов  $\hat{d}$  невыделенного направления нет возвращающей силы и соответственно не должны наблюдаться продольные колебания намагниченности.

Логично предположить, что «f-состояние» соответствует OG-SN состоянию. На рис. 4.5 представлены зависимости сдвига частоты от ларморовской от температуры для «с-состояния» (OG-SG) и «f-состояния» (OG-SN). Температура сверхтекучего перехода  $T_{ca}^*$  была определена в соответствии с соображениями, изложенными в разделе 3.1.

Величины сдвигов для эти состояния отличаются примерно в 4 раза. Используя формулы (4.3) и (4.4) с учетом того, что в непрерывном ЯМР  $\cos \beta \approx 1$ , получаем соотношение параметров  $4\delta_1 = 5\delta_2$ . Через абсолютные величины сдвигов (см. рис. 4.5) и зависимость леггеттовской частоты от температуры (см. рис. 3.1) можно вычислить параметры данного образца аэрогеля:  $\delta_1 \approx 0,11$  и  $\delta_2 \approx 0,085$ .

В качестве независимой проверки рассмотрим результаты импульсного ЯМР. На рис. 4.6 точки – это экспериментальные данные сдвига частоты в импульсном ЯМР для смеси «с-состояния» и «f-состояния» [9]. Теоретическая кривая получена как сумма зависимостей (4.3) и (4.4) взятых со спектральными весами (52% – спектральный вес «f-состояния», и 48% – «с-состояния»). Спектральный вес вычислялся с помощью подгонки сигнала непрерывного ЯМР смеси «f-» и «с-состоянии» (см. рис. 4.4) двумя лоренцианами). В итоге, теоретическая кривая на рис. 4.6. не содержит подгоночных параметров: параметры  $\delta$  вычислены из результатов непрерывного ЯМР, а леггеттовская частота  $\Omega_d$  получена из температуры. Совпадения теоретической кривой и экспериментальных данных вполне приемлемое.

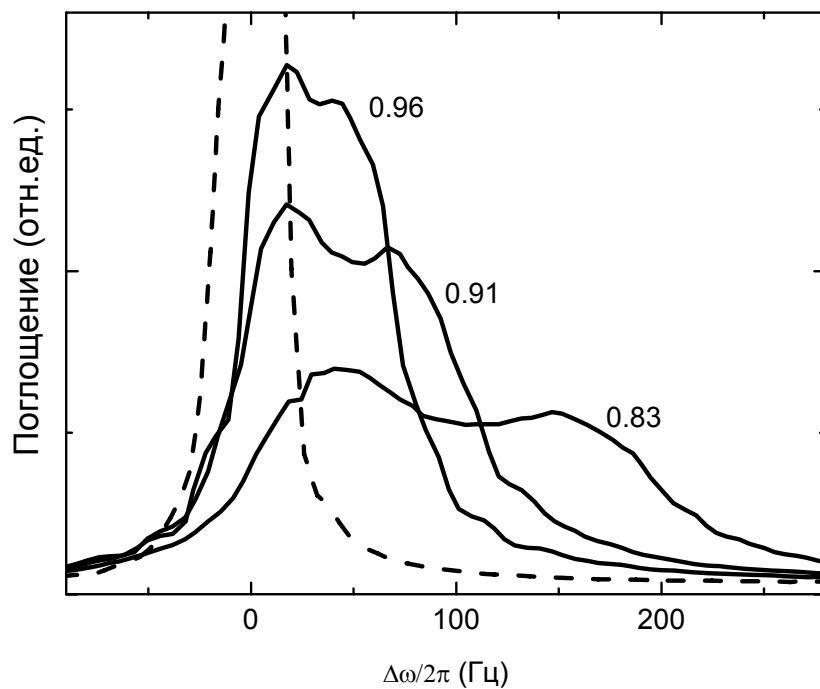


Рис. 4.4. Примеры ЯМР сигналов из работы [9]. Пунктирная линия – сигнал в нормальной фазе. Рядом с сигналами указана температура в  $T_{CA}$ . Давление 29,3 бар, магнитное поле 224 Э

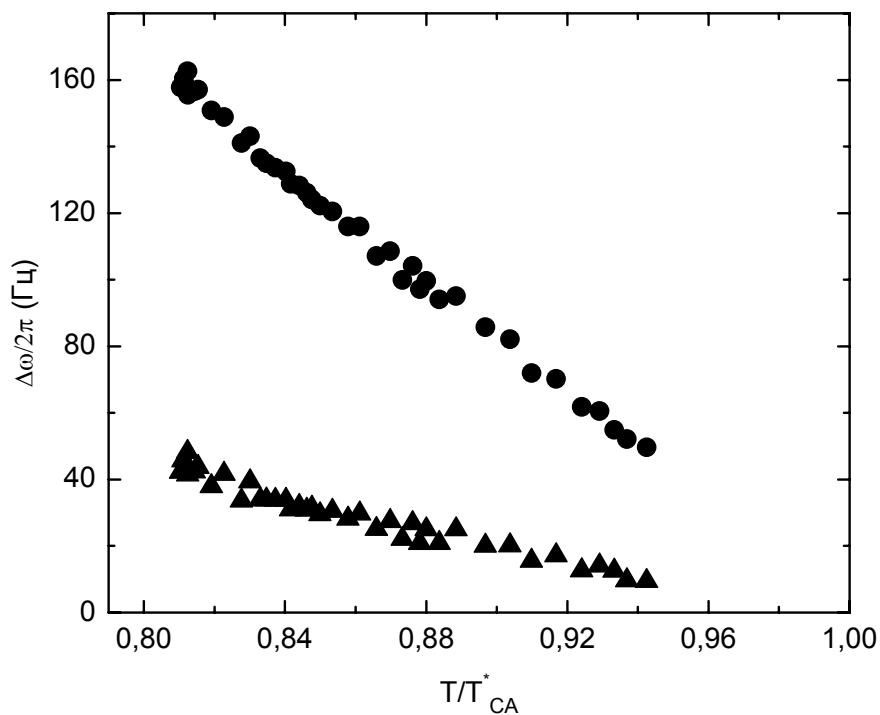


Рис. 4.5. Зависимость сдвига частоты от ларморовской от температуры для «с-состояния» (▲) и «f-состояния» (●) из работы [9]. Давление 29,3 бар, магнитное поле 224 Э.

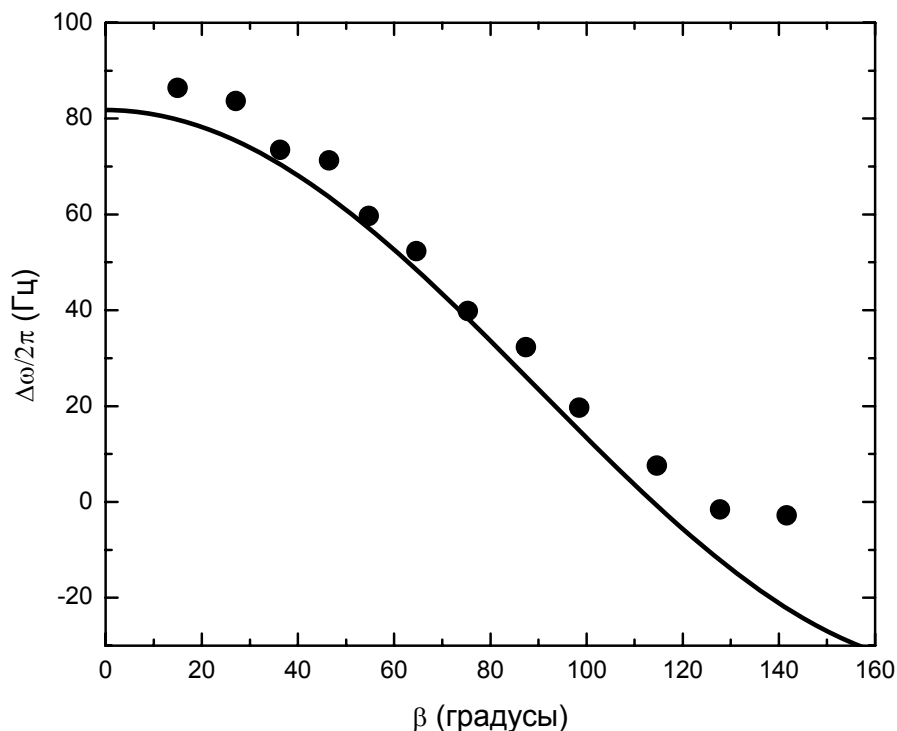


Рис. 4.6. Зависимость сдвига частоты от ларморовской в импульсном ЯМР для смеси «с-состояния» и «f-состояния» из работы [9]. Точки – экспериментальные данные, полученные при давлении 29,3 бар, магнитном поле 224 Э, температуре  $0,82T_{ca}^*$ . Сплошная кривая – теоретическая, подробности см. в тексте.

В заключение этой главы отметим, что все три рассмотренных образца имели значения  $\langle I_z^2 \rangle = \frac{1}{3} - \delta_1 + \delta_2 \approx \frac{1}{3}$ . Мы понимаем это следующим образом. Вероятно, что эти образцы были первоначально близки к изотропным. Двухосная же анизотропия могла возникнуть, например, в процессе монтажа образцов в экспериментальную ячейку из-за небольшой поперечной деформации.

## Заключение

Диссертационная работа содержит следующие основные результаты:

- Экспериментально показано, что в слабоанизотропном аэрогеле в А-подобной фазе сверхтекучего  $^3\text{He}$  реализуется АВМ фаза в состоянии Ларкина-Имри-Ма.
- Измерена зависимость леггеттовской частоты от температуры для А-подобной фазы в аэрогеле пористостью 98,2%.
- Доказано существование двух спиновых состояний в А-подобной фазе, одно из которых – нематическое (вектора параметра порядка  $\hat{d}$  направлены одинаково во всём образце), другое – стекольное (вектора параметра порядка  $\hat{d}$  направлены по-разному в разных частях образца).
- Измерена скорость продольной релаксации намагниченности в А-подобной фазе для разных температур, спиновых состояний и направлений постоянного магнитного поля.
- Объяснено поведение А-подобной фазы в предыдущих работах, используя модель «АВМ фаза в состоянии Ларкина-Имри-Ма» для одноосно анизотропного аэрогеля [8], [9], [11], [30] и для двухосно анизотропного аэрогеля [8], [9], [10].

Однако несмотря на то, что в результате данной работы удалось объяснить многие явления в А-подобной фазе, остается еще много невыясненных вопросов.

Во-первых, пока не установлена как в теории, так и на эксперименте количественная связь деформации аэрогеля с анизотропией распределения вектора  $\hat{l}$ .

Во-вторых, на эксперименте еще не наблюдался предсказанный теорией переход из OF состояния в OG состояние.

В-третьих, интересно изучить влияние сильноанизотропного или «упорядоченного» аэрогеля на А-подобную фазу [37]. У такого типа аэрогеля нити направлены преимущественно в одном направлении и его можно рассматривать как бесконечно растянутый «обычный» аэрогель. В таком случае в «упорядоченном» аэрогеле, возможно, будут наблюдаться двумерное состояние Ларкина-Имри-Ма или полярная фаза [38]. Эксперименты в этом направлении уже начаты [39].

В-четвертых, недавно опубликованы результаты экспериментов [40], [41], которые не удается объяснить с помощью модели «АВМ фаза в состоянии Ларкина-Имри-Ма». При изготовлении образцов аэрогеля для этих измерений прилагались специальные усилия, чтобы получить максимально однородные образцы. Возможно, что длина Ларкина-Имри-Ма в этих образцах больше дипольной длины, что привело к формированию нескольких доменов. Второе существенное различие состоит в том, что в вышеупомянутых экспериментах аэрогель не покрывался  $^4\text{He}$ , чтобы избежать возможных деформаций аэрогеля за счет поверхностного натяжения адсорбированного  $^4\text{He}$ . Это значит, что нити были покрыты адсорбированным  $^3\text{He}$ , т.е. магнитным веществом. Не исключено, что магнитные примеси могут влиять на ориентацию или даже структуру параметра порядка не так, как влияют немагнитные примеси. В любом случае, мы полагаем, что, требуется проведение дополнительных экспериментов с образцами из работ [40], [41]. Полезно было бы провести измерения в этом типе аэрогеля в зависимости от направления магнитного поля и с покрытием нитей аэрогеля  $^4\text{He}$ .

Все исследования, описанные в диссертации, были выполнены в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН. Я очень благодарен своему научному руководителю Владимиру Владимировичу Дмитриеву за неоценимую помощь и поддержку в написании данной работы.

Благодарю всех студентов, аспирантов и научных сотрудников, с кем мне довелось работать в лаборатории (Дмитрий Змеев, Алексей Юдин, Андрей Сенин, Егор Ефименко). С их помощью я многому научился.

Хотелось бы выразить благодарность сотрудникам гелиевой и механической мастерских. Без их работы не могли бы состояться исследования, лежащие в основе диссертации.

И, наконец, большое спасибо всем сотрудникам ИФП им. П.Л. Капицы за атмосферу доброжелательности, которая царит в институте.

## Литература

- [1] Osheroff D.D., Richardson R.C., Lee D.M., *Phys. Rev. Lett.*, **28**, 885 (1972);
- [2] Osheroff D.D., Gully J.W., Richardson R.C., Lee D.M., *Phys. Rev. Lett.*, **29**, 920 (1972);
- [3] Porto J.V., Parpia J.M., *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 4667 (1995)
- [4] Sprague D., Haard T.M., Kycia J.B., *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 661 (1995)
- [5] Barker D.I., Lee Y., Polukhina L., Osheroff, *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 2148 (2000)
- [6] Дмитриев В.В., Завьялов В.В., Змеев Д.Е., Косарев И.В., Малдерс Н., *Письма в ЖЭТФ*, **76**, 371 (2002)
- [7] Kunimatsu T., Sato T., Izumina K., Matsubara A., Sasaki Y., Kubota M., Ishikawa O., Mizusaki T., Bunkov Yu.M., *Письма в ЖЭТФ*, **86**, 244 (2007) [*JETP Lett.*, **86**, 216 (2007)]
- [8] Dmitriev V.V., Krasnikhin D.A., Mulders N., Zavjalov, Zmeev D.E., *Письма в ЖЭТФ*, **86**, 681 (2007) [*JETP Lett.*, **86**, 594 (2007)]
- [9] Dmitriev V.V., Levitin L.V., Mulders N., Zmeev D.E., *Письма в ЖЭТФ*, **84**, 539 (2006) [*JETP Lett.*, **84**, 461 (2006)]
- [10] Ishikawa O., Kado R., Nakagawa H., Obara K., Yano H., Hata T., Yokogawa H., Yokoyama M., *AIP Conf. Proc.*, **850**, 235 (2006)
- [11] Dmitriev V.V., Krasnikhin D.A., Mulders N., Zmeev D.E., *J. Low Temp. Phys.*, **150**, 493 (2008)
- [12] Volovik G.E., *J. Low Temp. Phys.*, **150**, 453-463 (2008)

- [13] Dmitriev V.V., Krasnikhin D.A., Mulders N., Senin A.A., Volovik G.E., Yudin A.N., *Письма в ЖЭТФ*, **91**, 669-675 (2010) [*JETP Lett.*, **91**, 599 (2010)]
- [14] Dmitriev V.V., Krasnikhin D.A., Senin A.A., Yudin A.N., *J. Phys.: Conf. Ser.* (принята в печать, будет опубликована в 3-ем квартале 2012 г.)
- [15] Dmitriev V.V., Krasnikhin D.A., Mulders N., Senin A.A., Yudin A.N., *J. Low Temp. Phys.*, **162**, 226-232 (2011)
- [16] Vollhardt D., Wölfle. *The Superfluid Phases of Helium Three*. London: Tailor & Francis (1990)
- [17] Anderson P.W., Morel P., *Phys. Rev.*, **123**, 1911-1934 (1961)
- [18] Leggett A.J., *Phys. Mod. Rev.*, **47**, 331 (1975)
- [19] Gongadze A.D., Gurgenishvili G.E., Kharadze G.A., *ЖЭТФ*, **78**, 615 (1980) [*Sov. Phys. JETP*, **51**, 310 (1980)]
- [20] Gervais G., Yawata K., Mulders N., Halperin W.P., *Phys. Rev. B.*, **66**, 054528 (2002)
- [21] Nazaretski E., Mulders N., Parpia J.M., *Письма в ЖЭТФ*, **79**, 470 (2004)
- [22] Halperin W.P., Sauls J.A. *cond-mat* 0408593 (2004)
- [23] Ларкин А.И., *ЖЭТФ*, **31**, 784 (1970)
- [24] Imry Y., Ma S., *Phys. Rev. Lett.*, **35**, 1399 (1975)
- [25] Боровик-Романов А.С., Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Мухарский Ю.М., Твалашвили Г.К., *ИТЭ*, **3**, 185 (1985)
- [26] Dmitriev V.V., Kosarev I.V., Ponarin D.V., *J. Low Temp. Phys.*, **113**, 945 (1998)



- [27] Лоунасмаа. Принцип и методы получения температур ниже 1 К.  
Москва: Издательство «Мир» (1977)
- [28] Bhupathi P., Hwang J., Martin R.M., Blankstein J., Jaworski L., Mulders N., Tanner D.B, Lee Y., *Optics Express*, **17**, 10599 (2009)
- [29] Blaauwgeers R., Blazkova M., Človečko M., Eltsov V.B., de Graaf R., Hoiso J., Krusius M., Schmoranzner D., Schoepe W., Skrbek L., Skyba P., Solntsev R.E., Zmeev D.E., *J. Low Temp. Phys.*, **146**, 537 (2007)
- [30] Elbs J., Bunkov Yu.M., Collin E., Godfrin H., Volovik G.E., *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 215304 (2008)
- [31] Ahonen A.I., Krusius M., Paalanen M.A., *J. Low Temp. Phys.*, **25**, 421 (1976)
- [32] Dmitriev V.V., Mulders N., Zavjalov V.V., Zmeev D.E., *AIP Conf. Proc.*, **850**, 229 (2006)
- [33] Ma H.-S., Prevost J.-H., Scherer G.W. *International Journal of Solid and Structure*, **39**, 4605-4614 (2002)
- [34] Fomin I.A., *Письма в ЖЭТФ*, **30**, 179 (1979) [*JETP Lett.*, **30**, 164 (1979)]
- [35] Leggett A.J., Takagi S., *Ann. Phys.*, **106**, 79 (1977)
- [36] Sato T., Kunitatsu T., Izumina K., Matsubara A., Kubota M., Mizusaki T., Bunkov Yu.M., *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 055301 (2008)
- [37] Askhadullin R.Sh., Martynov P.N., Yudintsev P.A., Simakov A.A., Chaban A.Yu., Matchula E.A. and Osipov A.A., *J. Phys.: Conf. Ser.*, **98**, 072012 (2008).
- [38] Aoyama K., Ikeda R., *Phys. Rev. B*, **73**, 060504 (2006)

- [39] Askhadullin R.Sh., Dmitriev V. V., Krasnikhin, D. A., Martynov P. N., Osipov A. A., Senin A. A., Yudin A. N., *Письма в ЖЭТФ*, **95**, 355 (2012)
- [40] Pollanen J., Li J.I.A., Collett C.A., Gannon W.J., Halperin W.P., *Phys. Rev. Lett.* **107**, 195301 (2011)
- [41] Pollanen J., Li J.I.A., Collett C.A., Gannon W.J., Halperin W.P., Sauls J.A., *Nature Physics*, **8**, 317–320 (2012)