

## К 130-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ П.Л. КАПИЦЫ

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

# Исследования новых фаз сверхтекучего $^3\text{He}$ в нематическом аэрогеле с использованием вибрирующей проволоочки

В.В. Дмитриев, Д.В. Петрова, А.А. Солдатов, А.Н. Юдин

*Представлены результаты экспериментов в сверхтекучем  $^3\text{He}$ , проведённых при помощи вибрирующей проволоочки с приклеенным к ней нематическим аэрогелем и позволивших детектировать переходы  $^3\text{He}$  в новые сверхтекучие фазы: в полярную,  $\beta$ - и в искажённые А- и  $\beta$ -фазы. Также описаны эксперименты по наблюдению А<sub>1</sub>-фазы в нематическом аэрогеле, в которых изучено подавление температуры перехода, которое мы связываем с влиянием магнитного рассеяния.*

**Ключевые слова:** сверхтекучесть  $^3\text{He}$ , нематический аэрогель, вибрирующая проволоочка

PACS numbers: 67.30.H-, 67.30.hb, 67.30.hm

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.07.039760>

## Содержание

1. Введение (1310).
  2. Вибрирующая проволоочка (1311).
  3. Образцы и методика эксперимента (1312).
  4. Результаты и обсуждение (1313).
    - 4.1. Эксперименты в нормальной фазе.
    - 4.2. Наблюдение полярной фазы.
    - 4.3. Наблюдение  $\beta$ -фазы.
    - 4.4. Наблюдение А<sub>1</sub>-фазы.
  5. Заключение (1318).
- Список литературы (1318).

## 1. Введение

Сверхтекучесть  $^3\text{He}$  связана с триплетным куперовским спариванием с орбитальным моментом и спином пары, равными 1. Такой вид спаривания, в отличие от синглетного, позволяет существование множества сверхтекучих фаз, различных по своей структуре и свойствам [1, 2]. Триплетное куперовское спаривание также встречается в некоторых сверхпроводниках, в том числе высокотемпературных [3], а также, согласно теории, в нейтронных звёздах [4]. При этом сверхтекучий  $^3\text{He}$  является удобным

объектом для исследования триплетного куперовского спаривания: его поверхность Ферми является идеальной сферой, он является сверхчистым при низких температурах, а также его длину когерентности можно варьировать в пределах от 20 до 80 нм, изменяя давление [1].

В изотропном пространстве в объёмном сверхтекучем  $^3\text{He}$  свободная энергия и температура сверхтекучего перехода вырождены по проекциям спина и орбитально-го момента пары. Поэтому на практике реализуются только фазы, имеющие при данных условиях (температура и давление) минимальную свободную энергию: в случае чистого  $^3\text{He}$  это так называемые фазы А и В. Магнитное поле изменяет энергию, делая ещё одну фазу, А<sub>1</sub>, предпочтительной в узком диапазоне около температуры сверхтекучего перехода  $T_c$ . Поэтому вместо сверхтекучего перехода второго рода в нулевом поле при  $T = T_c$  возникают два перехода второго рода: "верхний" переход в фазу А<sub>1</sub> при  $T = T_{A_1} > T_c$  и "нижний" переход в фазу А<sub>2</sub> (также называемой фазой А в магнитном поле) при  $T = T_{A_2} < T_c$ . Расщепление  $T_c$  (диапазон существования А<sub>1</sub> фазы) пропорционально магнитному полю  $H$ :  $T_{A_1} = T_c + \eta_{A_1} H$  и  $T_{A_2} = T_c - \eta_{A_2} H$ , где  $\eta_{A_1}$  меняется от 0,6 до 4 мКк КЭ<sup>-1</sup>, а  $\eta_{A_2}$  меняется от 0,6 до 2 мКк КЭ<sup>-1</sup> [5–7] в зависимости от давления. Диапазон температур существования А<sub>1</sub>-фазы составляет  $\Delta T = (\eta_{A_1} + \eta_{A_2})H = \eta_A H$ .

Фаза А соответствует модели  $p$ -спаривания, рассмотренной Андерсоном и Морелем. Сверхтекучая щель в этой фазе равна нулю в двух точках на сфере Ферми. Эта фаза принадлежит к классу equal spin pairing (ESP) и состоит только из пар с проекциями спина 1 и  $-1$  на выделенное направление. Появляющаяся в магнитном поле фаза А<sub>1</sub> включает в себя только одну проекцию спина  $\uparrow\uparrow$ , тогда как фаза А<sub>2</sub> также содержит состояния  $\downarrow\downarrow$ , доля которых увеличивается по мере понижения темпе-

В.В. Дмитриев<sup>(1,a)</sup>, Д.В. Петрова<sup>(1,2,b)</sup>, А.А. Солдатов<sup>(1,c)</sup>, А.Н. Юдин<sup>(1,2,d)</sup>

<sup>(1)</sup> Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, ул. Косыгина 2, 119334 Москва, Российская Федерация

<sup>(2)</sup> Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики",

ул. Мясницкая 20, 101000 Москва, Российская Федерация

E-mail: <sup>(a)</sup> dmitriev@kapitza.ras.ru, <sup>(b)</sup> dvpetrova\_2@edu.hse.ru,

<sup>(c)</sup> soldatov\_a@kapitza.ras.ru, <sup>(d)</sup> yudin@kapitza.ras.ru

Статья поступила 27 августа 2024 г.

ратуры ниже  $T_{A_2}$ . Фаза В описывается моделью Бальяна и Вертхамера. В отличие от фазы А, сверхтекучая щель в фазе В изотропна, поэтому присутствуют все проекции спина, включая 0.

В  $^3\text{He}$  вырождение по проекциям орбитального углового момента может быть снято путём добавления в систему глобальной анизотропии, из-за чего рассеяние квазичастиц  $^3\text{He}$  также становится анизотропным. Теория предсказывает, что если эффективная средняя длина свободного пробега квазичастиц  $^3\text{He}$  вдоль одного направления существенно больше, чем вдоль других, то могут стать выгодными новые фазы  $^3\text{He}$  — полярная, полярно-искажённая А- и полярно-искажённая В-фазы [8–15]. Для создания такой анизотропии используют аэрогели. Аэрогель — пористый материал, состоящий из нитей диаметром меньше или порядка 10 нм со средним расстоянием между нитями порядка 100 нм.

Однако эксперименты со слабо анизотропными кремниевыми аэрогелями показали, что наблюдаемые в них сверхтекучие фазы имеют те же параметры порядка, что и объёмные А- и В-фазы  $^3\text{He}$ , хотя анизотропия влияет на фазовую диаграмму сверхтекучести и пространственное распределение параметра порядка [16–23]. Тем не менее полярную, полярно-искажённую А- и полярно-искажённую В-фазы удалось наблюдать и исследовать в  $^3\text{He}$ , заключённом в так называемом нематическом аэрогеле [24–26]. Нематические аэрогели состоят из почти параллельных нитей [27], что приводит к сильно анизотропному рассеянию квазичастиц  $^3\text{He}$  внутри аэрогеля [28, 29]. Если анизотропия достаточно велика, то сверхтекучий переход  $^3\text{He}$  происходит в полярную фазу, а при дальнейшем охлаждении возможны переходы в полярно-искажённую А- и полярно-искажённую В-фазы. Полярная фаза (так же как и А-фаза) принадлежит к классу ESP и содержит куперовские пары с проекциями спина только  $\uparrow\uparrow$  и  $\downarrow\downarrow$ . Однако, в отличие от А-фазы, полярная фаза не является хиральной и имеет нодальную линию Дирака в энергетическом спектре квазичастиц Боголюбова в плоскости, перпендикулярной нитям аэрогеля. Пример фазовой диаграммы для  $^3\text{He}$  в нематическом аэрогеле представлен на рис. 1.

Кроме того, было обнаружено, что сверхтекучесть  $^3\text{He}$  в нематическом аэрогеле сильно зависит от граничных условий. Упомянутые выше новые фазы наблюдаются, если предварительно нити аэрогеля покрываются тонкой (несколько атомарных слоев) плёнкой  $^4\text{He}$ . В случае же чистого  $^3\text{He}$  нити аэрогеля оказываются покрыты твёрдым парамагнитным слоем  $^3\text{He}$ , который создаёт диффузный характер рассеяния квазичастиц  $^3\text{He}$  и включает магнитный канал рассеяния. В результате фазовая диаграмма для  $^3\text{He}$  в нематическом аэрогеле существенно меняется: вблизи температуры сверхтекучего перехода в аэрогеле ( $T_{ca}$ ) вместо полярной фазы реализуется уже чистая А-фаза, а  $T_{ca}$  оказывается заметно более подавленной [30].

Одним из главных методов исследования сверхтекучести  $^3\text{He}$  является ядерный магнитный резонанс (ЯМР), при использовании которого идентификация фаз может быть произведена, например, путём измерения сдвига резонансной частоты ЯМР от ларморовского значения. Этот сдвиг возникает из-за дипольного взаимодействия спинов в сверхтекучем конденсате и зависит от параметра порядка, его пространственного распределения и от ориентации магнитного поля относительно оси ани-

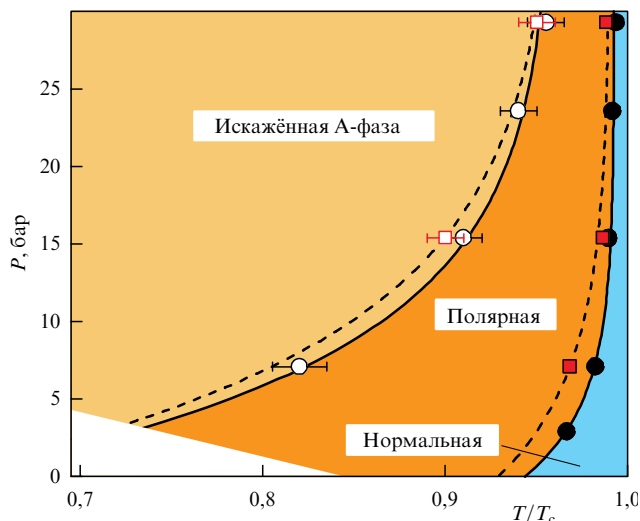
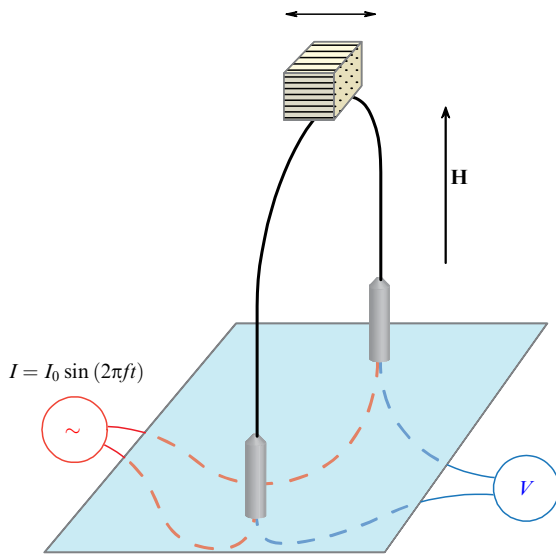


Рис. 1. Фазовая диаграмма  $^3\text{He}$  в нематическом аэрогеле Нафен-72, полученная методом ЯМР [30]. Заполненные кружки обозначают  $T_{ca}$ . Открытые кружки обозначают переход между полярной и полярно-искажённой А-фазами. Белая область показывает области без экспериментальных данных. Квадратами и штриховыми линиями приведены аналогичные данные для нематического аэрогеля из муллита, который использовался в экспериментах, описанных далее. Нити аэрогелей были покрыты  $^4\text{He}$ . Ось  $x$  представляет собой температуру, нормированную на температуру сверхтекучего перехода объёмного  $^3\text{He}$ , которая меняется от 0,93 мК до 2,5 мК при росте давления.

тропии аэрогеля. Однако у этого метода есть существенное ограничение — сдвиг частоты обратно пропорционален величине магнитного поля и в больших полях становится малым. Это ограничение можно обойти, исследуя сверхтекучесть  $^3\text{He}$  в аэрогеле с помощью вибрирующей проволоочки (vibrating wire, VW) — резонатора, погружённого в жидкий  $^3\text{He}$ , с прикрепленным к нему образцом аэрогеля (такие эксперименты с кремниевыми аэрогелями описаны в работах [31–34]). В этом случае появление сверхтекучей фракции  $^3\text{He}$  в аэрогеле влияет на резонансные свойства вибрирующей проволоочки. В данном обзоре представлены результаты экспериментов в сверхтекучем  $^3\text{He}$ , проведённых при помощи вибрирующей проволоочки с приклеенным к ней нематическим аэрогелем: описаны эксперименты по детектированию фазовых переходов в  $^3\text{He}$  в полярную,  $\beta$ - и в искажённые А- и  $\beta$ -фазы, а также в  $A_1$ -фазу (в случае чистого  $^3\text{He}$ ).

## 2. Вибрирующая проволоочка

Исследование сверхтекучего  $^3\text{He}$  в аэрогеле при помощи вибрирующей проволоочки аналогично измерению с использованием обычного резонатора [35, 36]. Механический резонанс проволоочки возбуждается силой Лоренца из-за переменного тока амплитудой  $I_0$  (от 0,05 до 0,5 мА в наших экспериментах), пропускаемого через проволоочку в постоянном магнитном поле (рис. 2). В жидком  $^3\text{He}$  максимальная скорость проволоочки при таких токах в используемом нами диапазоне температур не превышала  $0,1 \text{ м с}^{-1}$ . Движение проволоочки создаёт переменную ЭДС, которая в нашем случае усиливается находящимся при комнатной температуре повышающим трансформатором с коэффициентом 1:30 и измеряется с помощью фазочувствительного усилителя. В ходе эксперимента после охлаждения до минимальной требуемой темпера-



**Рис. 2.** Схема измерения сигнала вибрирующей проволоочки, погружённой в жидкость  ${}^3\text{He}$ , в постоянном внешнем магнитном поле  $\mathbf{H}$ . Нити нематического аэрогеля, приклеенного к проволоочке, ориентированы вдоль колебаний.

туры производятся измерения на медленном отогреве: сигналы дисперсии (в фазе) и поглощения (в квадратуре) совместно аппроксимируются кривыми Лоренца, чтобы извлечь резонансную частоту  $f_a$  и ширину линии поглощения (резонансную ширину) сигнала  $\Delta f_a$ . Таким образом получают температурные зависимости параметров резонанса вибрирующей проволоочки.

В  ${}^3\text{He}$  резонансная частота резонатора обратно пропорциональна квадратному корню из колеблющейся эффективной массы  $M$ . Если использовать простую модель, в которой пренебрегается эффектами обтекания  ${}^3\text{He}$  вокруг проволоочки, а также считать длину пробега квазичастиц в объёмном  ${}^3\text{He}$  много меньшей размеров образца, что выполняется при использованных температурах, то тогда  $M$  имеет пять вкладов [33, 37–39]:

1) масса колеблющейся части проволоочки и масса пустого аэрогеля, сумма которых  $m_0$  определяет  $f_0$ , т.е. резонансную частоту проволоочки с аэрогелем в вакууме;

2) масса нормальной компоненты жидкости внутри аэрогеля ( $m_n = \rho_n^a V$ );

3) эффективная масса сверхтекучего потока ( $m_{sf}$ );

4) эффективная масса потенциального обратного потока нормальной компоненты ( $m_{nf} = \rho_n^a V$ );

5) эффективная масса  $m_v$ , переносимая телом из-за вязкости нормальной компоненты жидкого  ${}^3\text{He}$  ( $m_v = b \rho_n V \Delta f_a / f_a$ ).

Здесь  $V$  — объём  ${}^3\text{He}$  в аэрогеле,  $\rho_n^a$  и  $\rho_n$  — плотности нормальных компонент  ${}^3\text{He}$  в аэрогеле и в объёмном  ${}^3\text{He}$ ,  $a$  и  $b$  — геометрические факторы (для сферы  $a = 0,5$  и  $b = 1$ ). Тогда ожидаемая резонансная частота равна

$$f_a^2 = f_0^2 \frac{m_0}{m_0 + m_n + m_f + m_{nf} + m_v}. \quad (1)$$

Сделав ряд допущений, можно получить [40], что резонансная частота  $f_n$  в нормальном  ${}^3\text{He}$  в пределе  $\Delta f_a \rightarrow 0$  удовлетворяет следующему условию:

$$\frac{1}{f_n^2} - \frac{1}{f_0^2} = \frac{(1+a)V}{m_0 f_0^2} \rho, \quad (2)$$

и если  $\Delta f_a \ll f_a$ , то при  $T > T_{ca}$

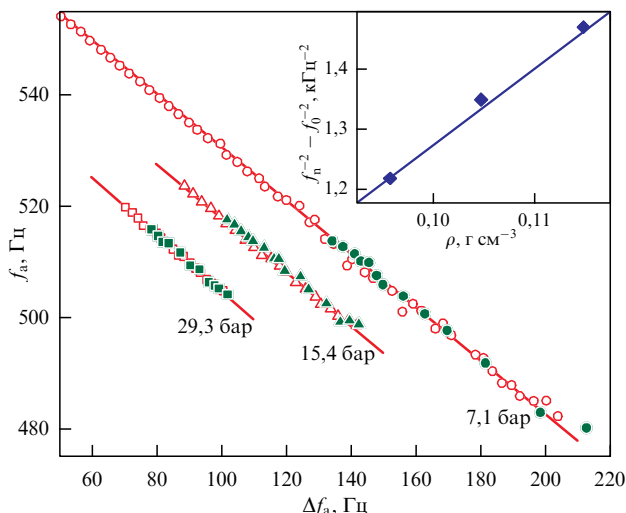
$$f_a = f_n - \frac{1}{2} b \Delta f_a. \quad (3)$$

### 3. Образцы и методика эксперимента

В экспериментах использовались две проволоочки и, соответственно, два образца нематического аэрогеля из муллита ( $\text{Al}_2\text{O}_3\text{SiO}_2$ ), которые имели форму кубоида с размером вдоль нитей  $\approx 2,6$  мм и характерными поперечными размерами  $\sim 2-3 \times 3$  мм. Они были вырезаны из большего куска оригинального образца, синтезированного компанией Metallurg Engineering Ltd. Разрезы при этом делались вдоль нитей так, чтобы итоговый образец имел два не деформированных при обработке ровных края (плоскости, где нити начинаются и заканчиваются); неровности этих краёв составляют около 100 нм. Образец состоит из почти параллельных нитей муллита диаметром  $\leq 14$  нм (по оценкам на основании изображений, полученных с помощью сканирующего просвечивающего электронного микроскопа) и имеет общую плотность  $\approx 150$  мг см $^{-3}$ . Плотность муллита составляет 3,1 г см $^{-3}$ , поэтому пористость образца — 95,2 % и среднее расстояние между нитями составляет 60 нм. В ЯМР-экспериментах в  ${}^3\text{He}$  [25, 41] с образцом, вырезанным из того же куска аэрогеля, было обнаружено, что в присутствии покрытия нитей тонким слоем  ${}^4\text{He}$  сверхтекучий переход  ${}^3\text{He}$  в этом образце происходит в полярную фазу и что температура сверхтекучего перехода ( $T_{ca}$ ) лишь немного подавлена по сравнению с температурой перехода ( $T_c$ ) объёмного  ${}^3\text{He}$  (см. рис. 1). Также было обнаружено, что при дальнейшем охлаждении происходит переход второго рода в полярно-искажённую А-фазу и что эффективные средние длины свободного пробега квазичастиц  ${}^3\text{He}$  в направлениях, параллельных и поперечных нитям аэрогеля, в пределе нулевой температуры составляют  $\approx 900$  нм и  $\approx 235$  нм соответственно.

Образцы приклеивались с помощью небольшого количества эпоксидной смолы Stycast-1266 к проволоке NbTi диаметром 240 мкм, изогнутой в форме арки с общей высотой 10 мм и расстоянием между ногами 8 либо 4 мм. Для этих проволоочек резонансные частоты в вакууме  $f_0$  составляли 752 Гц (проволочка А) и 621 Гц (проволочка В). Нити аэрогеля были ориентированы вдоль колебательного движения. Проволочка с аэрогелем устанавливалась в цилиндрическую экспериментальную ячейку (внутренним диаметром 10 либо 6 мм), изготовленную из эпоксидной смолы Stycast-1266 и окружённую основным сверхпроводящим соленоидом, так что образец находился в точке максимального магнитного поля (с однородностью не хуже 0,1 % на расстояниях  $\leq 3$  мм).

Эксперименты проводились при давлениях от 7,1 до 29,3 бар, в магнитных полях до 19 кЭ, при температурах порядка 2 мК. Для получения таких сверхнизких температур использовался криостат ядерного размагничивания, а для предохранения — криостат растворения. Для измерения температуры в экспериментальной ячейке установлен дополнительный резонатор — кварцевая вилка. Ширина линии этого резонатора зависит от вязкости окружающего  ${}^3\text{He}$ , что позволяет использовать его в качестве термометра после предварительной калибровки.



**Рис. 3.** Зависимость частоты резонанса вибрирующей проволоочки А от его ширины, измеренная при давлениях 29,3 бар (квадраты), 15,4 бар (треугольники) и 7,1 бар (круги) [40]. Открытые символы соответствуют измерениям в нормальном <sup>3</sup>He ( $T > T_c$ ), заполненные символы получены при  $T_{ca} < T < T_c$ . Сплошные линии представляют собой аппроксимацию данных при  $T > T_c$  с использованием уравнения (3) (квадраты:  $b = 1,022$ , треугольники:  $b = 0,973$ , круги:  $b = 0,962$ ).  $I_0 = 0,25$  мА,  $H = 1650$  Э. Вставка: зависимость  $f_n$  от  $\rho$ , определённая из линейных аппроксимаций, показанных на основном графике. Сплошная линия — аппроксимация уравнением (2).

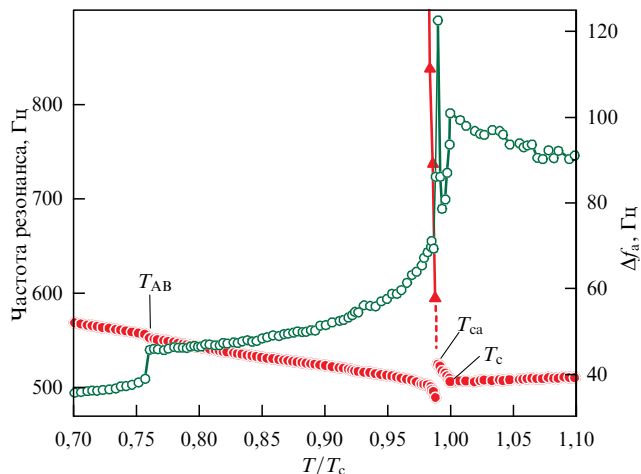
### 4. Результаты и обсуждение

#### 4.1. Эксперименты в нормальной фазе

В наших экспериментах  $\delta$  (вязкая глубина проникновения) значительно меньше характерных размеров образца аэрогеля, поэтому наблюдаемые резонансные свойства нашей вибрирующей проволоочки при  $T > T_c$  хорошо описываются теоретической моделью. На рисунке 3 открытыми символами показаны зависимости резонансной частоты от ширины резонанса, измеренные при различных давлениях при  $T > T_c$ . Видно, что эти зависимости согласуются с уравнением (3). Сплошные линии на рис. 3 представляют собой линейные аппроксимации данных, которые позволяют нам определить  $f_n$  и  $b$ . Мы обнаружили, что при всех давлениях  $b$  близко к 1, что соответствует значению, ожидаемому для сферы. Полученные значения  $f_n$  также согласуются с уравнением (2) (см. вставку на рис. 3): наклон линии на вставке составляет  $12,7 \times 10^{-6} \text{ см}^3 \text{ с}^2 \text{ г}^{-1}$ , в то время как значение наклона, рассчитанное по уравнению (2) (с  $a = 0,5$  и оценочным значением  $m_0 \approx 5,1$  мг), составляет  $11,6 \times 10^{-6} \text{ см}^3 \text{ с}^2 \text{ г}^{-1}$ . Отметим, что зависимость  $f_a$  от  $\Delta f_a$  остаётся такой же и при  $T_{ca} < T < T_c$  (заполненные символы на рис. 3). Исходя из нашего опыта использования вибрирующих проволоочек без аэрогеля можно предполагать, что эта зависимость должна удовлетворять уравнению (3) до  $T \sim 0,6T_c$ .

#### 4.2. Наблюдение полярной фазы

Как уже упоминалось выше, сверхтекучесть <sup>3</sup>He в нематическом муллитовом аэрогеле исследовалась ранее с помощью методов ЯМР. В частности, была получена фазовая диаграмма <sup>3</sup>He при условии покрытия поверхности аэрогеля <sup>4</sup>He (см. рис. 1). При соответствующих



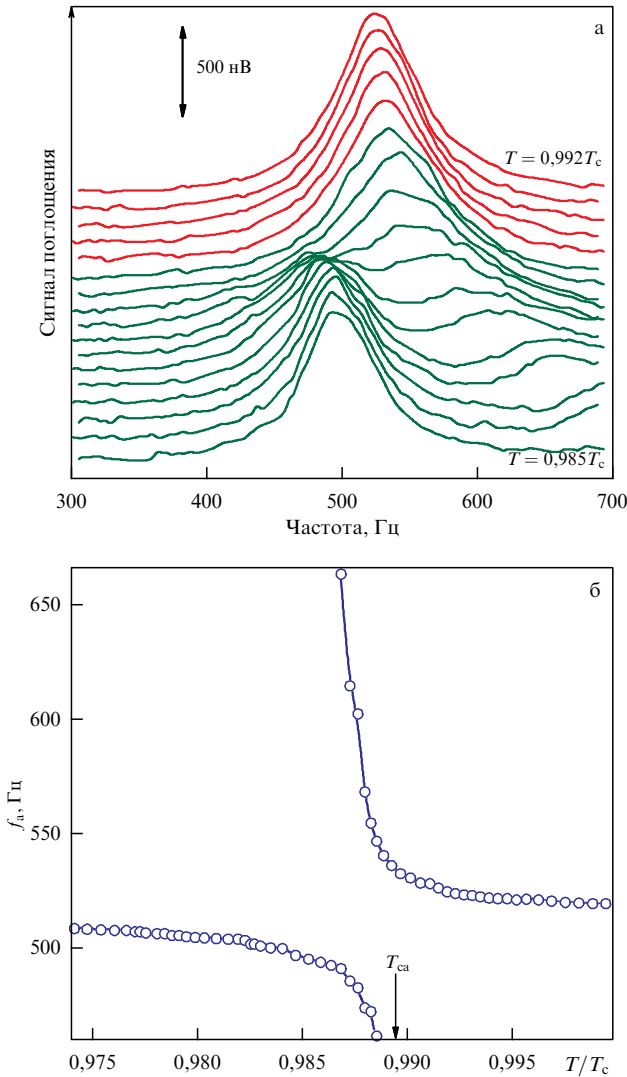
**Рис. 4.** Температурные зависимости ширины основного резонанса проволоочки А (пустые кружки), а также частот основного (заполненные кружки) и второго (заполненные треугольники) резонансов [40].  $P = 29,3$  бар,  $I_0 = 0,25$  мА,  $H = 1650$  Э. Стрелки указывают на  $T_{ca}$ ,  $T_c$  и переход АВ в объёмном <sup>3</sup>He при  $T = T_{AB}$ .

фазовым переходам температурах можно ожидать появления особенностей на зависимостях параметров резонанса вибрирующей проволоочки, полученных при тех же условиях [40].

На рисунке 4 показаны температурные зависимости частоты и ширины резонанса для проволоочки А, измеренные при 29,3 бар. При охлаждении в нормальном <sup>3</sup>He ширина резонанса увеличивается, а частота уменьшается из-за повышения вязкости ферми-жидкости  $\propto 1/T^2$ , что соответствует увеличению  $m_v$ . Затем наблюдается быстрое уменьшение ширины (увеличение частоты), что указывает на сверхтекучий переход в объёмном <sup>3</sup>He при  $T = T_c$ . При дальнейшем охлаждении появляется второй резонанс (заполненные треугольники на рис. 4), сопровождаемый пиком в величине ширины основного резонанса. Эта дополнительная резонансная мода появляется сразу ниже температуры сверхтекучего перехода <sup>3</sup>He. Поэтому можно заключить, что этот резонанс связан со сверхтекучим переходом <sup>3</sup>He в полярную фазу в осциллирующем образце, который происходит при  $T_{ca} \approx 0,989T_c$ .

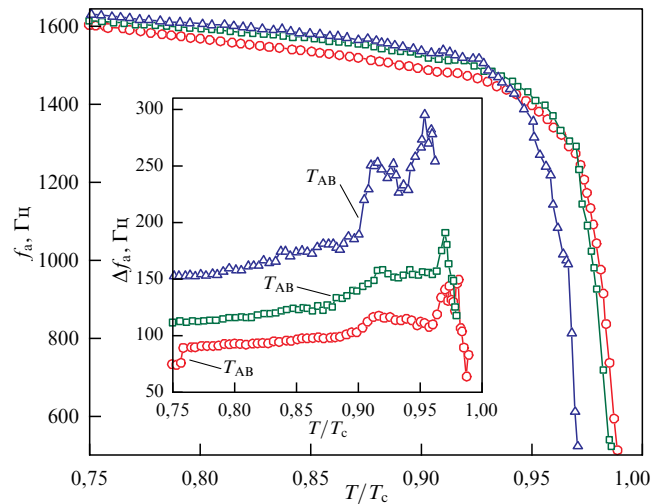
Хотя нам не удалось наблюдать чёткий резонансный пик на частотах ниже 470 Гц, мы предполагаем, что при охлаждении от  $T = T_{ca}$  частота второй моды быстро возрастает от 0 и немного ниже  $T_{ca}$  становится близкой к частоте основного резонанса, что приводит к взаимодействию (взаимному расталкиванию) между этими модами. Это иллюстрируется на рис. 5а, где показана эволюция сигнала поглощения вибрирующей проволоочки при очень медленном проходе через  $T_{ca}$ . Видно, что сразу ниже  $T_{ca}$  есть два резонансных пика. Температурная зависимость резонансных частот около  $T_{ca}$  показана на рис. 5б, который демонстрирует расталкивание двух резонансных мод. Для ясности ниже  $T_{ca}$  мы будем называть основным резонансом моду с меньшей частотой. Как видно из рис. 6, при охлаждении резонансная частота другой (второй) моды ( $f_{a2}$ ) увеличивается примерно до 1600 Гц при  $T = 0,75T_c$ . Подобное поведение этой моды наблюдалось и при более низких давлениях.

Мы предполагаем, что вторая мода резонанса является аналогом так называемой "медленной" звуковой моды, наблюдавшейся ранее в кремниевом аэрогеле, по-

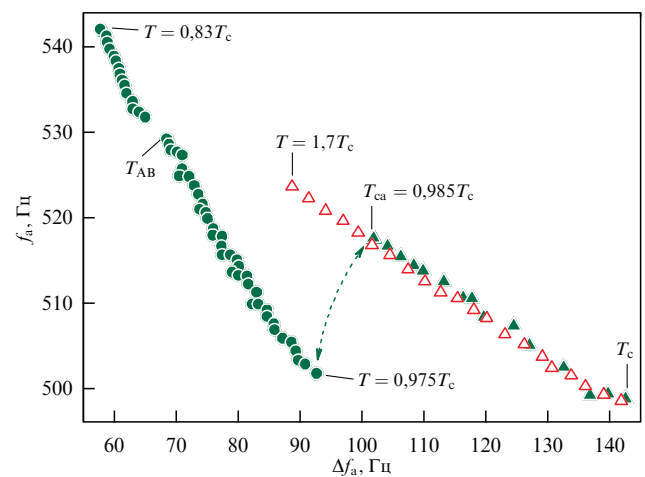


**Рис. 5.** (а) Температурная эволюция сигнала поглощения вибрирующей проволочки при медленном нагреве от  $T \approx 0,985 T_c$  до  $T \approx 0,992 T_c$  [40]. Для лучшего обзора линии поглощения последовательно смещены вверх в соответствии с увеличением температуры. Жирными и тонкими линиями показаны сигналы при  $T > T_{ca}$  и  $T < T_{ca}$  соответственно. (б) Две ветви резонанса проволочки в зависимости от температуры около  $T_{ca}$ , полученные путём подгонки линий на панели (а) суммой двух пиков Лоренца.  $P = 29,3$  бар,  $T_{ca} \approx 0,989 T_c$ ,  $I_0 = 0,25$  мА,  $H = 1650$  Э.

гружённом в сверхтекучий гелий [42–44]. Дело в том, что в аэрогеле нормальная компонента жидкости закреплена на матрице, поскольку  $\delta$  превышает характерное расстояние между нитями. Однако каркас из нитей аэрогеля является упругим, и нормальная компонента может двигаться вместе с нитями. Таким образом, сверхтекучая компонента и комбинация из нормальной жидкости и матрицы аэрогеля могут двигаться в противоположных направлениях, что приводит к возникновению моды колебаний, аналогичной второму звуку [42], резонансная частота которой увеличивается от 0 при охлаждении от  $T_{ca}$ . В сверхтекучем  $^3\text{He}$  в кремниевом аэрогеле такую резонансную моду удалось наблюдать в низкочастотных звуковых измерениях [43, 44]. Здесь же мы имеем дело с сильно анизотропным аэрогелем, который мягок в направлении, перпендикулярном нитям, но является жёстким в направлении вдоль нитей. Поэтому в нашем случае



**Рис. 6.** Резонансная частота и ширина резонанса (вставка) второй резонансной моды в нематическом аэрогеле (проволочка А) в зависимости от температуры, измеренные при  $P = 29,3$  бар (кружки,  $T_{ca} \approx 0,989 T_c$ ),  $P = 15,4$  бар (квадраты,  $T_{ca} \approx 0,985 T_c$ ) и  $P = 7,1$  бар (треугольники,  $T_{ca} \approx 0,97 T_c$ ) [40]. Приведённые температуры сверхтекучего перехода практически совпадают с измеренными в экспериментах по ЯМР [41] на аналогичном образце.  $I_0 = 0,25$  мА,  $H = 1650$  Э.  $T_{AB}$  — температура АВ-перехода в объёмном  $^3\text{He}$ .



**Рис. 7.** Частота основной моды резонанса в зависимости от ширины резонанса, измеренная при  $P = 15,4$  бар в диапазоне от  $0,83 T_c$  до  $1,7 T_c$  (проволочка А) [40]. Пустые треугольники соответствуют измерениям в нормальном  $^3\text{He}$ , заполненные треугольники — данные в диапазоне  $T_{ca} < T < T_c$ , заполненные кружки — данные в диапазоне  $0,83 T_c < T < T_{ca}$ .  $T_{ca} \approx 0,985 T_c$ . Точки данных в диапазоне  $0,975 T_c < T < T_{ca}$ , где частоты и интенсивности резонансных мод близки друг к другу, не показаны.

"медленная" мода должна соответствовать периодическим деформациям образца в направлении, перпендикулярном нитям. Следует отметить, что мы регистрируем движение проволочки, но мы можем возбуждать и регистрировать "медленную" моду резонанса в аэрогеле, даже если её частота сильно отличается от исходного резонанса вибрирующей проволочки. Это означает, что даже при сильном охлаждении ниже  $T_{ca}$  вторая мода резонанса является достаточно значительной, чтобы повлиять на колебания проволочки.

Рисунок 7 иллюстрирует влияние второй моды на частоту основного резонанса. При  $T = 0,975 T_c$  частота

$f_a$  составляет  $\approx 500$  Гц, что на 15 Гц меньше, чем при  $T = T_{ca}$ , несмотря на то что частота второй моды уже значительно выше ( $\approx 1100$  Гц). При дальнейшем охлаждении частота второй моды продолжает расти, хотя и не так быстро, как вблизи  $T_{ca}$ .

Теоретические изыскания по результатам наших экспериментов были предприняты Е.В. Суровцевым в ряде работ [45–47], в частности, ему удалось аппроксимировать теоретическими зависимостями значения частот первой и второй резонансных мод вблизи  $T_{ca}$ .

### 4.3. Наблюдение $\beta$ -фазы

Во введении говорилось, что в объёмном  $^3\text{He}$  в сильных магнитных полях вместо сверхтекучего перехода второго рода в А-фазу (при  $T = T_c$ ) происходят два перехода второго рода: в фазу  $A_1$  при  $T = T_{A_1} > T_c$  и в фазу  $A_2$  при  $T = T_{A_2} < T_c$ .

Подобное расщепление должно происходить и в полярной фазе в сильном магнитном поле [48, 49]. При охлаждении ожидается сверхтекучий переход в так называемую  $\beta$ -фазу [1] (или  $P_1$ -фазу в обозначениях Е.В. Суровцева [48, 49]) вместо чистой полярной фазы. При дальнейшем охлаждении должен произойти переход второго рода в искажённую  $\beta$ - (или  $P_2$ -) фазу. Ранее  $\beta$ -фаза в  $^3\text{He}$  не наблюдалась, и использование вибрирующей проволоочки оказалось полезным для эксперимента по её детектированию [50].

Параметры порядка  $\beta$ - и искажённой  $\beta$ -фазы равны [48]

$$A_{\mu j}^{P_1} = \frac{\Delta_1}{\sqrt{2}} (d_{\mu} + ie_{\mu}) m_j, \quad (4)$$

$$A_{\mu j}^{P_2} = \frac{\Delta_1}{\sqrt{2}} (d_{\mu} + ie_{\mu}) m_j + \frac{\Delta_2}{\sqrt{2}} \exp(i\varphi) (d_{\mu} - ie_{\mu}) m_j \quad (5)$$

соответственно, где  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  — параметры щели,  $\exp(i\varphi)$  — фазовый множитель,  $\mathbf{d}$  и  $\mathbf{e}$  — взаимно ортогональные единичные векторы в спиновом пространстве, а  $\mathbf{m}$  — единичный вектор в орбитальном пространстве, параллельный направлению нитей нематического аэрогеля [8]. Из уравнений (4), (5) следует, что орбитальные части параметров порядка  $\beta$ - и искажённой  $\beta$ -фазы такие же, как в полярной фазе, но  $\beta$ -фаза содержит только  $\uparrow\uparrow$  состояние куперовских пар, тогда как искажённая  $\beta$ -фаза включает в себя состояния  $\uparrow\uparrow$  (первый член в уравнении (5)) и  $\downarrow\downarrow$  (второй член в уравнении (5)).

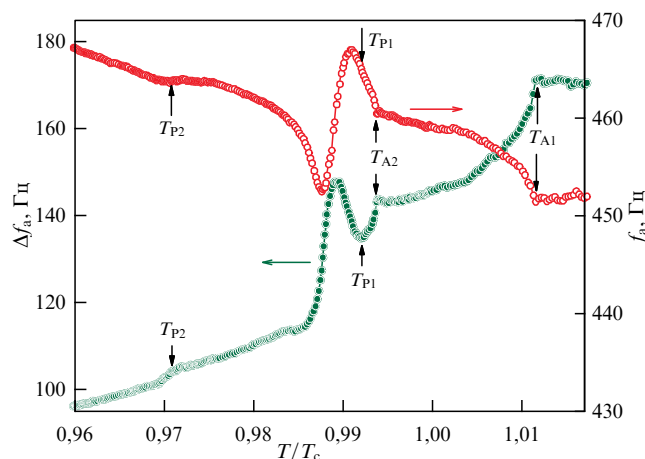
При охлаждении из нормальной фазы сверхтекучий переход в  $\beta$ -фазу должен происходить при температуре

$$T_{P_1} = T_{ca} + T_c \eta H, \quad (6)$$

где  $H$  — магнитное поле,  $T_{ca}$  — температура сверхтекучего перехода  $^3\text{He}$  в нематическом аэрогеле при  $H = 0$ , а  $\eta \sim 10^{-3} \text{ КЭ}^{-1}$  [48]. При дальнейшем охлаждении ожидается переход в искажённую  $\beta$ -фазу при температуре

$$T_{P_2} = T_{ca} - T_c \eta H \frac{\beta_{12345}}{\beta_{15}}, \quad (7)$$

где  $\beta_{15} = \beta_1 + \beta_5$ , и т.д.,  $\beta_i, i \in \{1, \dots, 5\}$  — коэффициенты в функционале свободной энергии Гинзбурга–Ландау [1], или бета-параметры. При охлаждении искажённая  $\beta$ -фаза непрерывно трансформируется в чистую полярную фазу, т.е.  $\Delta_2$  в уравнении (5) становится равной  $\Delta_1$ .



**Рис. 8.** Температурные зависимости  $\Delta f_a$  (заполненные кружки) и частоты (пустые кружки) основного резонанса вибрирующей проволоочки В, измеренные в магнитном поле 10,25 кЭ при токе возбуждения 0,4 мА [50]. Стрелки указывают на особенности, которые мы связываем с  $T_{P_2}$ ,  $T_{P_1}$ ,  $T_{A_2}$  и  $T_{A_1}$ .  $T_c$  — температура сверхтекучего перехода объёмного  $^3\text{He}$  в нулевом магнитном поле.  $P = 15,4$  бар.

Из уравнений (6) и (7) получаем, что температурный интервал существования  $\beta$ -фазы

$$T_{P_1} - T_{P_2} = T_c \eta H \frac{\beta_{234}}{-\beta_{15}}$$

пропорционален  $H$ , а расщепление  $P_1 - P_2$  характеризуется следующим уравнением:

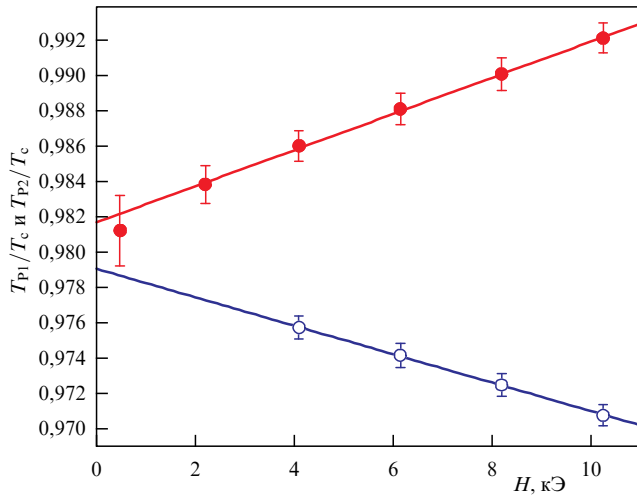
$$\frac{T_{P_1} - T_{ca}}{T_{ca} - T_{P_2}} = \frac{-\beta_{15}}{\beta_{12345}}. \quad (8)$$

К сожалению, бета-параметры  $^3\text{He}$  в нематическом аэрогеле неизвестны. Взяв для оценки бета-параметры объёмного  $^3\text{He}$  [51], получим, что дробь в уравнении (8) равна 1,36 при 15,4 бар.

Описываемые в этом разделе эксперименты проводились с проволоочкой В в сильных магнитных полях в сверхтекучем  $^3\text{He}$  в нематическом аэрогеле. При этом нити аэрогеля предварительно покрывались достаточным количеством  $^4\text{He}$ . Большинство экспериментов проводилось при медленном ( $0,002 - 0,004 T_c$  в час) нагреве ячейки. На рисунке 8 показаны результаты, полученные в магнитном поле 10,25 кЭ, где мы измеряли ширину  $\Delta f_a$  и частоту  $f_a$  основного резонанса вибрирующей проволоочки. На рисунке 8 отмечены особенности ( $A_1$ ,  $A_2$ ,  $P_1$  и  $P_2$ ), которые мы относим к переходам при температурах  $T_{A_1}$ ,  $T_{A_2}$ ,  $T_{P_1}$  и  $T_{P_2}$ .

Рассмотрим эти особенности при уменьшении температуры. При  $T > T_{A_1}$  как объёмный  $^3\text{He}$ , так и  $^3\text{He}$  в аэрогеле находятся в нормальном состоянии: при охлаждении ширина медленно увеличивается, а частота уменьшается. Переход в сверхтекучее состояние в фазу  $A_1$  в объёмном  $^3\text{He}$  происходит при  $T = T_{A_1}$ . Ниже  $T_{A_1}$  ширина уменьшается, и при  $T = T_{A_2}$  происходит переход в фазу  $A_2$ . Полученные нами значения  $T_{A_1}$  и  $T_{A_2}$  близки к измеренным ранее в работе [6].

При дальнейшем охлаждении  $\Delta f_a$  уменьшается быстрее, но ниже  $T = T_{P_1}$  она начинает увеличиваться, что может быть связано только с переходом в сверхтекучее



**Рис. 9.** Расщепление температуры сверхтекучего перехода  ${}^3\text{He}$  в нематическом аэрогеле в магнитном поле с покрытием нитей  ${}^4\text{He}$  [50]. Открытые и заполненные круги указывают переходы между искажённой  $\beta$ -фазой и  $\beta$ -фазой, а также между  $\beta$ -фазой и нормальной фазой соответственно. Линии являются линейными аппроксимациями экспериментальных данных.

состояние  ${}^3\text{He}$  в аэрогеле. В данном магнитном поле этот переход должен происходить в  $\beta$ -фазу. При этом, как и в умеренном магнитном поле, появляется дополнительная мода резонанса, сопровождающаяся быстрым ростом ширины основного резонанса в области чуть ниже  $T_{P1}$ .

При более низкой температуре (при  $T = T_{P2}$ ) мы наблюдаем "ступеньку" на графике  $\Delta f_a$  или "излом" на графике резонансной частоты, который мы относим к переходу между фазой  $\beta$  и искажённой фазой  $\beta$ , существующей при  $T < T_{P2}$ .

Отметим, что при охлаждении ниже  $T = T_{P2}$  интенсивность второй моды резонанса начинает быстро расти, но при  $T_{P2} < T < T_{P1}$  она очень мала. Мы предполагаем, что в данном диапазоне температур (т.е. в ожидаемой фазе  $\beta$ ) этот режим возбуждается меньше, и, в сравнении с экспериментами в низком магнитном поле, описанными в предыдущем разделе, мы не наблюдали явного расталкивания между основной и второй резонансными модами при  $T \approx T_{P1}$ . Однако взаимодействие между ними сохраняется, и сразу ниже  $T = T_{P1}$  на основном резонансе мы наблюдаем пикоподобное изменение ширины линии, а также быстрое изменение резонансной частоты.

Из аналогичных зависимостей, полученных в различных магнитных полях, было определено, что, как и ожидалось, температурный диапазон существования  $\beta$ -фазы ( $T_{P1} - T_{P2}$ ) уменьшается с уменьшением  $H$ . На рисунке 9 показаны зависимости  $T_{P1}$  и  $T_{P2}$  от  $H$ , измеренные при 15,4 бар. Результаты хорошо аппроксимируются линейными функциями, что соответствует теории. Отношение наклонов аппроксимационных линий

$$\frac{dT_{P1}/dH}{-dT_{P2}/dH} = 1,27.$$

Согласно уравнению (8), это отношение должно быть равно 1,36, если учитывать  $\beta$ -параметры объёмного  ${}^3\text{He}$  [51]. Отметим, что линейные аппроксимации не совпадают при  $H = 0$ . Это несоответствие может быть связано с конечной шириной ( $\sim 0,002T_c$ ) перехода  ${}^3\text{He}$  в аэрогеле

в сверхтекучее состояние. Это может привести к систематической ошибке того же порядка в определении  $T_{P1}$ . В любом случае видно, что температурный диапазон существования  $\beta$ -фазы почти пропорционален  $H$ , а величина расщепления аналогична наблюдаемой в объёмной А-фазе [6, 7].

#### 4.4. Наблюдение $A_1$ -фазы

Хотя  $A_1$ -фаза в объёмном  ${}^3\text{He}$  была давно открыта и хорошо изучена, исследование её свойств в аэрогеле может предложить новые перспективы для анализа ряда явлений, таких как влияние спинового обмена (так называемого магнитного рассеяния квазичастиц) на сверхтекучесть  ${}^3\text{He}$ , которое проявляется в экспериментах в ограниченной геометрии [52].

Во введении уже говорилось, что А- и В-фазы в аэрогеле не отличаются по параметру порядка от фаз, реализуемых в объёмном  ${}^3\text{He}$ . Тогда в  ${}^3\text{He}$  в аэрогеле в сильном магнитном поле, так же как и в объёмном  ${}^3\text{He}$ , должно происходить расщепление сверхтекучего перехода и наблюдаться  $A_1$ -фаза вместо А-фазы. Однако в более ранних экспериментах в кремниевом аэрогеле в полях до 8 кЭ не было обнаружено расщепления [53], а в высоких полях ( $> 70$  кЭ) была получена линейная зависимость от поля [54, 55]. В теоретических работах, в которых рассматривается влияние парамагнитных примесей (представляющих собой тонкий слой парамагнитного  ${}^3\text{He}$  на нитях) на температуру сверхтекучего перехода, утверждается, что в процессе магнитного рассеяния квазичастиц  ${}^3\text{He}$  на парамагнитных примесях спин не сохраняется. Согласно работам [56, 57], в присутствии спин-обменного взаимодействия расщепление температуры сверхтекучего перехода в высоких магнитных полях подавляется и в парамагнитной модели описывается следующим выражением:

$$\Delta T = \left( \eta_0 - C \frac{\tanh(h)}{h} \right) H, \quad (9)$$

где

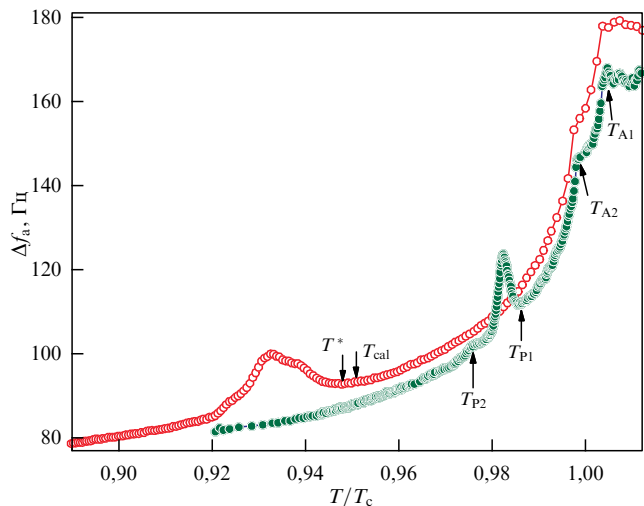
$$\eta_0 \approx \eta_A \frac{T_{ca}}{T_c}$$

является параметром расщепления в отсутствие обмена спинами,  $T_{ca}$  — температура сверхтекучего перехода  ${}^3\text{He}$  в аэрогеле в нулевом магнитном поле,  $h = \gamma \hbar H / 2kT_{ca}$ ,  $\gamma$  — гиромангнитное отношение,  $k$  — постоянная Больцмана, а параметр спинового обмена  $C \sim 1$  мК кЭ $^{-1}$  зависит от сверхтекучей длины когерентности, от средней длины свободного пробега квазичастиц  ${}^3\text{He}$  в аэрогеле и от рассеяния на примесях. Температура "верхнего" перехода ( $T_{ca1}$ ) определяется следующим образом:

$$T_{ca1} = T_{ca} + \left( \eta_{A1} \frac{T_{ca}}{T_c} - C_1 \frac{\tanh(h)}{h} \right) H, \quad (10)$$

где в пределе слабой связи  $C_1 = C/2$ .

Как говорилось ранее, в нематическом аэрогеле при отсутствии покрытия поверхности нитей  ${}^4\text{He}$  вблизи температуры сверхтекучего перехода ( $T_{ca}$ ) вместо полярной фазы реализуется чистая А-фаза, а значит, так же как и в изотропном аэрогеле, должна наблюдаться  $A_1$ -фаза при введении магнитного поля, причём диапазон температур, в пределах которого реализуется  $A_1$ -фаза, должен

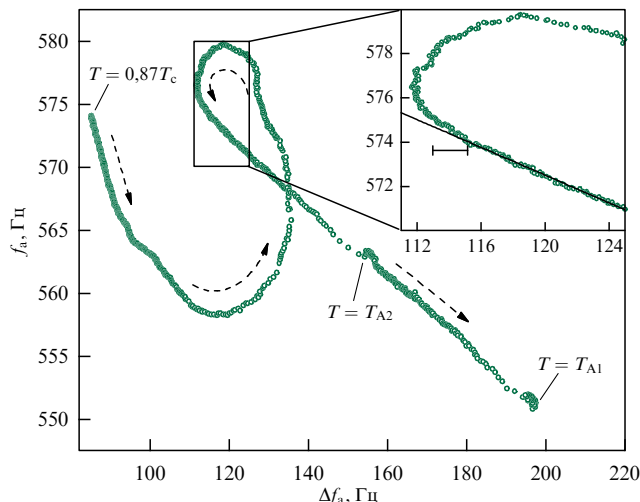


**Рис. 10.** Зависимости ширины  $\Delta f_a$  основного резонанса вибрирующей проволоочки В, измеренные при наличии покрытия из <sup>4</sup>He (закрашенные кружки,  $H = 4,1$  кЭ) и в чистом <sup>3</sup>He (незакрашенные кружки,  $H = 4,4$  кЭ) [58]. Стрелками указаны особенности, которые мы связываем с различными сверхтекучими переходами при температурах  $T_{P2}$ ,  $T_{P1}$ ,  $T_{A2}$ ,  $T_{A1}$  и  $T_{cal}$  (см. текст для подробностей). Ось  $x$  представляет температуру, нормированную на температуру сверхтекучего перехода в объёмном <sup>3</sup>He  $T_c = 2,083$  мК.  $P = 15,4$  бар.

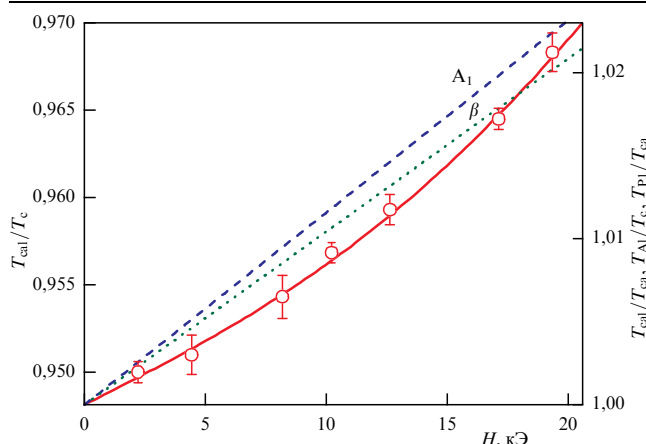
быть подавлен из-за спинового обмена, как предсказывают теоретические работы.

Мы провели измерения с помощью вибрирующей проволоочки, аналогичные тем, которые описаны в предыдущем разделе, но без покрытия поверхности <sup>4</sup>He [58]. На рисунке 10 открытыми кружками показана полученная температурная зависимость ширины  $\Delta f_a$  основного резонанса вибрирующей проволоочки в чистом <sup>3</sup>He в магнитном поле 4,4 кЭ. Для сравнения заполненными кружками показана аналогичная зависимость, полученная в описанных выше экспериментах в присутствии слоя <sup>4</sup>He при том же давлении и в почти таком же магнитном поле (4,1 кЭ).

В случае чистого <sup>3</sup>He мы наблюдаем переходы в объёмные фазы  $A_1$  и  $A_2$  почти при тех же температурах  $T_{A1}$  и  $T_{A2}$ , как и в присутствии покрытия, но переход в сверхтекучее состояние <sup>3</sup>He внутри аэрогеля происходит при значительно более низкой температуре, чем температура перехода  $T_{P1}$ , так как пиковое изменение  $\Delta f_a$  происходит при значительно более низких температурах. При  $T = T_{cal}$  характеристики резонанса проволоочки при охлаждении должны начинать отклоняться от тех, что наблюдаются, когда <sup>3</sup>He внутри аэрогеля остаётся в нормальной фазе. К сожалению, в чистом <sup>3</sup>He локальный минимум температурной зависимости  $\Delta f_a$  (обозначенный как  $T^*$  на рис. 10) недостаточно резок и отклонение от зависимости, ожидаемой в случае, когда <sup>3</sup>He внутри аэрогеля остаётся в нормальном состоянии, начинается при температуре немного выше  $T^*$ . Поэтому для определения  $T_{cal}$  в чистом <sup>3</sup>He мы используем тот факт, что если <sup>3</sup>He внутри аэрогеля остаётся в нормальной фазе, то частота резонанса проволоочки должна линейно зависеть от  $\Delta f_a$  в используемом диапазоне температур (3). Соответственно, мы определяем  $T_{cal}$  как температуру, при которой при охлаждении начинается отклонение от такой линейной зависимости. Это проиллюстрировано на рис. 11, где начало отклонения соответствует  $\Delta f_a$ , равной  $114,1 \pm$



**Рис. 11.** Частота основного резонанса вибрирующей проволоочки в зависимости от ширины  $\Delta f_a$ , измеренная при нагреве в магнитном поле 19,4 кЭ [58]. Штриховые стрелки указывают направление изменения температуры. На вставке отрезком обозначен диапазон  $\Delta f_a$ , в пределах которого находится определяемая  $T_{cal}$  (подробности см. в тексте).



**Рис. 12.** Температура "верхнего" перехода <sup>3</sup>He в нематическом аэрогеле в сверхтекучее состояние в отсутствие покрытия <sup>4</sup>He в зависимости от  $H$  (кружки, левая и правая оси) [58]. Сплошная линия — аппроксимация данных уравнением (10) с использованием  $\eta_{A1}$  и  $C_1$  в качестве параметров подгонки. Правая ось: температуры перехода в фазу  $A_1$  в объёмном <sup>3</sup>He [6] (штриховая линия) и в фазу  $\beta$  в <sup>3</sup>He в таком же образце аэрогеля с покрытием <sup>4</sup>He [50] (пунктирная линия).

$\pm 1,0$  Гц. Измеренная температурная зависимость  $\Delta f_a$  позволяет затем найти  $T_{cal}$ .

Описанным выше способом были получены температурные зависимости ширины резонанса в магнитных полях от 2,2 до 19,4 кЭ. Определённые по ним значения  $T_{cal}$  увеличивались с увеличением  $H$ , но нам не удалось обнаружить специфические зависящие от поля особенности, которые могли бы быть связаны с переходами при  $T = T_{ca2}$ . Отметим, что пиковое изменение  $\Delta f_a$ , связанное с взаимодействием с дополнительной модой резонанса в чистом <sup>3</sup>He, происходит в довольно широком диапазоне температур, и, предположительно, особенность, связанную с "нижним" переходом, трудно обнаружить, так как она находится внутри этого диапазона.

На рисунке 12 показана измеренная в чистом <sup>3</sup>He зависимость  $T_{cal}$  от  $H$ . На том же рисунке приведены аппроксимации экспериментальных данных для темпера-



тур переходов в  $A_1$ -фазу ( $T_{A_1}/T_c$ ) объёмного  $^3\text{He}$  и в  $\beta$ -фазу ( $T_{P_1}/T_{ca}$ )  $^3\text{He}$ , заполняющего тот же образец аэрогеля, но в присутствии покрытия из  $^4\text{He}$  [50]. Сплошная линия представляет собой аппроксимацию наших данных уравнением (10), используя  $\eta_{A_1}$  и  $C_1$  как параметры подгонки. Хотя аппроксимация выглядит разумной, она противоречит нашим ожиданиям. Дело в том, что значение  $\eta_{A_1}$ , полученное путём подгонки, в 2,5 раза больше, чем  $\eta_{A_1}$  в объёмном  $^3\text{He}$ . Также видно, что если  $H \gtrsim 15$  кЭ, то производная  $dT_{ca1}/dH$  превышает значение производной  $dT_{A_1}/dH$ , тогда как она должна лишь достигать этого значения, причём только в магнитных полях  $H \gtrsim 70$  кЭ ( $h \gtrsim 2,5$ ).

Для понимания наблюдаемого расхождения с ожидаемыми зависимостями необходимы дальнейшие теоретические исследования, а также эксперименты в более сильных магнитных полях. Одной из причин данных расхождений может быть то, что изначальная теория [56, 57] была построена для изотропного аэрогеля, и хотя в данных работах нигде не вводится требование изотропности рассеяния квазичастиц, теория для описания процессов в нематическом аэрогеле может оказаться несколько сложнее. Как бы то ни было, стоит отметить, что упомянутые теории не были окончательно проверены и в изотропном аэрогеле, в котором были проведены эксперименты лишь в низких магнитных полях, где расщепление  $T_{ca}$  не наблюдалось, и в полях  $H \gtrsim 70$  кЭ, где зависимость расщепления от  $H$  была уже линейной.

## 5. Заключение

Используя вибрирующую проволочку с приклеенным к ней аэрогелем, нам удалось наблюдать сверхтекучие переходы в  $^3\text{He}$  в нематическом аэрогеле в полярную,  $\beta$ - и в искажённые  $A$ - и  $\beta$ -фазы, а также в  $A_1$ -фазу. Обнаружено, что в нематическом аэрогеле переход  $^3\text{He}$  в сверхтекучую фазу сопровождается появлением второй резонансной моды внутри образца аэрогеля, что не наблюдалось ранее в аналогичных экспериментах с изотропным аэрогелем [31–34].

При исследовании  $\beta$ -фазы было измерено расщепление  $P_1$ – $P_2$  температуры сверхтекучего перехода  $^3\text{He}$  в нематическом аэрогеле в сильных магнитных полях. Было обнаружено, что температурный диапазон существования  $\beta$ -фазы пропорционален  $H$ .

В экспериментах с  $^3\text{He}$  в нематическом аэрогеле при отсутствии покрытия  $^4\text{He}$  была измерена полевая зависимость температуры сверхтекучего перехода  $^3\text{He}$  в  $A_1$ -фазу в аэрогеле в магнитных полях до 20 кЭ. Было обнаружено, что эта зависимость нелинейна и рост температуры перехода с ростом  $H$  подавлен по сравнению со случаем объёмной  $A_1$ -фазы. Это подавление мы связываем с влиянием магнитного рассеяния на расщепление температуры сверхтекучего перехода, как это было предсказано в теоретических работах [56, 57]. Однако наблюдается существенное количественное несоответствие с теоретическими ожиданиями, для объяснения которого необходимы дополнительные экспериментальные и теоретические исследования.

**Благодарности.** Авторы признательны М.С. Кутузову за предоставленные образцы. Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 18-12-00384).

## Список литературы

- Vollhardt D, Wölfle P *The Superfluid Phases of Helium 3* (London: Taylor and Francis, 1990)
- Марченко В И *ЖЭТФ* **93** 141 (1987); Marchenko V I *Sov. Phys. JETP* **66** 79 (1987)
- Mackenzie A P, Maeno Y *Rev. Mod. Phys.* **75** 657 (2003)
- Dean D J, Hjorth-Jensen M *Rev. Mod. Phys.* **75** 607 (2003)
- Ambeagaokar V, Mermin N D *Phys. Rev. Lett.* **30** 81 (1973)
- Israëlsson U E et al. *Phys. Rev. Lett.* **53** 1943 (1984)
- Sagan D C et al. *Phys. Rev. Lett.* **53** 1939 (1984)
- Aoyama K, Ikeda R *Phys. Rev. B* **73** 060504 (2006)
- Sauls J A *Phys. Rev. B* **88** 214503 (2013)
- Fomin I A *ЖЭТФ* **145** 871 (2014); *J. Exp. Theor. Phys.* **118** 765 (2014)
- Ikeda R *Phys. Rev. B* **91** 174515 (2015)
- Фомин И А *ЖЭТФ* **154** 1034 (2018); Fomin I A *J. Exp. Theor. Phys.* **127** 933 (2018)
- Volovik G E *Письма в ЖЭТФ* **107** 340 (2018); *JETP Lett.* **107** 324 (2018)
- Фомин И А *ЖЭТФ* **158** 37 (2020); Fomin I A *J. Exp. Theor. Phys.* **131** 29 (2020)
- Фомин И А *Письма в ЖЭТФ* **114** 269 (2021); Fomin I A *JETP Lett.* **114** 232 (2021)
- Barker B I et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2148 (2000)
- Gervais G et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 035701 (2001)
- Дмитриев В В и др. *Письма в ЖЭТФ* **76** 371 (2002); Dmitriev V V et al. *JETP Lett.* **76** 312 (2002)
- Dmitriev V V et al. *Письма в ЖЭТФ* **91** 669 (2010); *JETP Lett.* **91** 599 (2010)
- Pollanen J et al. *Nature Phys.* **8** 317 (2012)
- Li J I A et al. *Nature Phys.* **9** 775 (2013)
- Li J I A et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 115303 (2014)
- Li J I A et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 105302 (2015)
- Dmitriev V V et al. *Phys. Rev. Lett.* **115** 165304 (2015)
- Дмитриев В В, Солдатов А А, Юдин А Н *ЖЭТФ* **158** 6 (2020); Dmitriev V V, Soldatov A A, Yudin A N *J. Exp. Theor. Phys.* **131** 2 (2020)
- Дмитриев В В и др. *ЖЭТФ* **146** 1242 (2014); Dmitriev V V et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **119** 1088 (2014)
- Асадчиков В Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **101** 613 (2015); Asadchikov V E et al. *JETP Lett.* **101** 556 (2015)
- Askhadullin R Sh et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **400** 012002 (2012)
- Dmitriev V V et al. *Письма в ЖЭТФ* **101** 908 (2015); *JETP Lett.* **101** 808 (2015)
- Dmitriev V V, Soldatov A A, Yudin A N *Phys. Rev. Lett.* **120** 075301 (2018)
- Brussaard P et al. *J. Low Temp. Phys.* **121** 555 (2000)
- Brussaard P et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 4580 (2001)
- Bradley D I et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 075302 (2007)
- Bradley D I et al. *J. Low Temp. Phys.* **150** 445 (2008)
- Carless D C, Hall H E, Hook J R *J. Low Temp. Phys.* **50** 583 (1983)
- Carless D C, Hall H E, Hook J R *J. Low Temp. Phys.* **50** 605 (1983)
- Tough J T, McCormick W D, Dash J G *Rev. Sci. Instrum.* **35** 1345 (1964)
- Gabay C, Wolf P E, Puech L *Physica B* **284–288** 97 (2000)
- Blaauwgeers R et al. *J. Low Temp. Phys.* **146** 537 (2007)
- Dmitriev V V et al. *Письма в ЖЭТФ* **112** 820 (2020); *JETP Lett.* **112** 780 (2020)
- Dmitriev V V et al. *Письма в ЖЭТФ* **110** 748 (2019); *JETP Lett.* **110** 734 (2019)
- McKenna M J, Slawewski T, Maynard J D *Phys. Rev. Lett.* **66** 1878 (1991)
- Golov A et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 3492 (1999)
- Nazaretski E, Lee D M, Pargia J M *Phys. Rev. B* **71** 144506 (2005)
- Суровцев Е В *ЖЭТФ* **160** 553 (2021); Surovtsev E V *J. Exp. Theor. Phys.* **133** 477 (2021)
- Суровцев Е В *Письма в ЖЭТФ* **116** 724 (2022); Surovtsev E V *JETP Lett.* **116** 745 (2022)
- Суровцев Е В *Письма в ЖЭТФ* **118** 754 (2023); Surovtsev E V *JETP Lett.* **118** 759 (2023)
- Суровцев Е В *ЖЭТФ* **155** 554 (2019); Surovtsev E V *J. Exp. Theor. Phys.* **128** 477 (2019)

49. Суровцев Е В *ЖЭТФ* **156** 1158 (2019); Surovtsev E V *J. Exp. Theor. Phys.* **129** 1055 (2019)
50. Dmitriev V V et al. *Phys. Rev. Lett.* **127** 265301 (2021)
51. Choi H C et al. *Phys. Rev. B* **75** 174503 (2007)
52. Dmitriev V V et al. *J. Low Temp. Phys.* **208** 3 (2022)
53. Gervais G et al. *Phys. Rev. B* **66** 054528 (2002)
54. Choi H C et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 145302 (2004)
55. Choi H C et al. *J. Low Temp. Phys.* **138** 107 (2005)
56. Sauls J A, Sharma P *Phys. Rev. B* **68** 224502 (2003)
57. Baramidze G A, Kharadze G A *J. Low Temp. Phys.* **135** 399 (2004)
58. Dmitriev V V et al. *Phys. Rev. B* **107** 024507 (2023)

### Investigations of new phases of superfluid $^3\text{He}$ in nematic aerogel using a vibrating wire

V.V. Dmitriev<sup>(1,a)</sup>, D.V. Petrova<sup>(1,2,b)</sup>, A.A. Soldatov<sup>(1,c)</sup>, A.N. Yudin<sup>(1,2,d)</sup>

<sup>(1)</sup> Kapitza Institute of Physical Problems, Russian Academy of Sciences, ul. Kosygina 2, 119334 Moscow, Russian Federation

<sup>(2)</sup> National Research University Higher School of Economics, ul. Myasnitskaya 20, 101000 Moscow, Russian Federation

E-mail: <sup>(a)</sup> dmitriev@kapitza.ras.ru, <sup>(b)</sup> dypetrova\_2@edu.hse.ru,

<sup>(c)</sup> soldatov\_a@kapitza.ras.ru, <sup>(d)</sup> yudin@kapitza.ras.ru

The article presents the results of experiments in superfluid  $^3\text{He}$ , performed using a vibrating wire resonator with a nematic aerogel glued to it, which allowed detecting transitions of  $^3\text{He}$  to new superfluid phases: to the polar phase,  $\beta$ -phase, and the distorted A- and  $\beta$ -phases. Also described are experiments on observing the A<sub>1</sub>-phase in a nematic aerogel, where the suppression of the transition temperature was studied, which we associate with the influence of magnetic scattering.

**Keywords:** superfluidity of  $^3\text{He}$ , nematic aerogel, vibrating wire

PACS numbers: 67.30.H-, 67.30.hb, 67.30.hm

Bibliography — 58 references

Received 27 August 2024

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **194** (12) 1310–1319 (2024)

*Physics – Uspekhi* **67** (12) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.07.039760>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2024.07.039760>