

НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ — 1996

Необычные фазы жидкого ^3He

Д.М. Ли

(Нобелевская лекция. Стокгольм, 7 декабря 1996 г.)

PACS numbers: 67.57.-z

Содержание

1. Введение (1307).
 2. События, которые привели к открытию сверхтекучего ^3He : личный отчет (1310).
 3. Краткий отчет об открытии (1314).
 4. После открытия (1318).
 5. Некоторые важные направления дальнейшего развития (1324).
 6. Заключение (1325).
- Список литературы (1325).

1. Введение

Современная физика низких температур началась со сжижения гелия [1] Камерлинг-Оннесом и с открытия сверхпроводимости [2] в Лейденском университете в самом начале 20-го столетия. Эти ранние работы обнаружили два удивительных явления. Одно состояло в том, что практически все электрическое сопротивление таких металлов как ртуть, свинец и олово скачком исчезало при некоторой температуре перехода. Это было первое свидетельство сверхпроводимости. Другая неожиданность — жидкий гелий, в отличие от других известных жидкостей, никогда не переходил в твердое состояние при давлении своего пара. Гелий — инертный газ, так что взаимодействие между его атомами весьма мало. Поэтому жидкая фаза сама по себе является слабо связанной и температура кипения очень мала (4,2 К). Малая масса атомов гелия и слабое взаимодействие приводят к большой амплитуде квантовомеханических нулевых колебаний, которые не позволяют этой жидкости замерзнуть и переходить в кристаллическое состояние. Только если приложить давление, равное по крайней мере 25 атм, жидкий гелий отвердеет [3]. Таким образом, жидкий гелий, в принципе, можно изучать во всем интервале температур, вплоть до абсолютного нуля.

Для определения макроскопических свойств жидкого ^4He крайне важна квантовая механика. Ведь гелий принадлежит к классу жидкостей известных, как кван-

товые, и отличающихся от классических жидкостей. В квантовой жидкости тепловая длина волны де Бройля $\lambda_T = h(2\pi mkT)^{-1/2}$ сравнима со средним расстоянием между частицами или больше его. При этом волновые функции соседних атомов сильно перекрываются, так что становится существенной квантовая статистика. Атомы ^4He содержат четное число элементарных частиц и поэтому подчиняются статистике Бозе–Эйнштейна (БЭ), а это означает, что сколько угодно атомов может находиться в одном квантовом состоянии в приближении, когда они не взаимодействуют. Фактически, даже при конечных температурах макроскопическое число атомов в квантовой жидкости может собраться в состоянии с наиминимальной энергией. Это явление называется БЭ конденсацией. С другой стороны, атомы ^3He , каждый из которых содержит нечетное число элементарных частиц, должны подчиняться статистике Ферми–Дирака (ФД), и только один атом может занимать данное квантовое состояние. Поэтому при низких температурах, когда тепловая длина волны де Бройля становится больше, чем среднее межчастичное расстояние, следует ожидать очень большой разницы между поведением жидкого ^4He и жидкого ^3He .

Замечательный фазовый переход в жидком ^4He был открыт при температуре 2,17 К при давлении насыщенного пара. Когда жидкость охлаждается, то при этой температуре кипение прекращается, и жидкость становится совершенно спокойной [4]. Теперь мы знаем, что это происходит потому, что жидкий гелий становится необычайно хорошим проводником тепла, так что в нем отсутствуют тепловые неоднородности, которые могли бы приводить к образованию пузырьков. Кривая зависимости теплоемкости жидкого ^4He от температуры похожа на греческую букву лямбда, что указывает на фазовый переход второго рода при температуре 2,17 К. Поэтому точку перехода называют лямбда-точкой [4, 5]. Оказалось, что ниже этой температуры жидкий ^4He кроме упоминавшейся выше "сверх"теплопроводности обладает замечательными свойствами текучести. Если маленькую пробирку с жидким гелием поднимать над гелиевой ванной, то в пробирке образуется подвижная пленка, позволяющая жидкости подниматься по внутренним стенкам, переливаться через край и стекать обратно в ванну, так что пробирка становится пустой

Д.М. Ли (David M. Lee). Laboratory of Atomic and Solid State Physics, Department of Physics, Cornell University
Ithaca, N.Y. 14853, USA

[6]. К тому же жидкий ^4He может свободно протекать сквозь мельчайшие поры и щели. Это было показано Капицей [7], который провел серию искусных экспериментов по изучению свойств сверхтекучего гелия. Но, пожалуй, самым ярким проявлением аномального поведения был так называемый эффект фонтанирования, открытый Алленом и Джонсом [8]. Если стеклянную трубку, плотно заполненную порошком (типа окиси железа), частично погрузить в гелиевую ванну, а затем нагреть, то забьет фонтан гелия, поднимающийся намного выше уровня гелия в ванне. Чтобы описать эти явления, Ландау [9] и Тисса [10] предложили модель, названную двухжидкостной. Согласно этой модели, жидкий ^4He при температурах ниже T_λ можно рассматривать как две взаимопроникающие жидкости — нормальную и сверхтекучую компоненты. Последняя без трения протекает сквозь поры и щели и не переносит энтропию. Она к тому же не взаимодействует диссипативным образом со стенками сосуда, содержащего жидкость. На эту сверхтекучую компоненту, как на некоторый фон, накладывается нормальная, которая эффективно переносит тепло и имеет ненулевую вязкость, что позволяет передавать энергию между жидкостью и стенками. Тот факт, что вязкость определяется нормальной компонентой, лежал в основе изящного эксперимента Андроникашвили [11], измерявшего плотность нормальной жидкости как функцию температуры, изучая затухание крутильного маятника, который взаимодействовал только с нормальной жидкостью. Оказалось, что с понижением температуры плотность нормальной компоненты уменьшается, а поэтому плотность сверхтекучей увеличивается, и при самых низких температурах эта компонента становится преобладающей. Нормальная жидкость уносит энергию от источника тепла, а на ее место приходит сверхтекучая компонента, так что мы имеем противоток тепловому потоку. Этот поток сверхтекучей компоненты к источнику тепла наглядно проявляется в эффекте фонтанирования, упомянутом выше.

Согласно Ландау, нормальная жидкость состоит из газа термически активированных квантованных возбуждений, которые включают обычные продольные звуковые волны (фононы) и коротковолновые компактные возбуждения, которые он назвал ротонами. На основе двухжидкостной модели было предсказано, что тепловой перенос должен подчиняться волновому уравнению, описывающему сжатия и разрежения в "газе" фононов и ротонов. Такое волновое явление действительно наблюдалось экспериментально [12] и было названо вторым звуком.

Природа же сверхтекучего фона все еще должна была как-то быть описана. Великий вклад Фрица Лондона [13] состоял в замечании, что сверхтекучесть можно рассматривать как макроскопическое квантовое явление, связанное с БЭ конденсацией. При понижении температуры ниже точки перехода, заселенность одночастичного основного состояния становится макроскопической, и это можно считать появлением БЭ конденсата. Сверхтекучая компонента в двухжидкостной модели может быть приближенно отождествлена с этим конденсатом, хотя сильное взаимодействие между атомами в жидкости и модифицирует эту картину. В этой схеме сверхтекучие атомы описываются некой функцией, подобной волновой функции, названной параметром порядка, который

для случая сверхпроводимости был введен Гинзбургом и Ландау [14]. Параметр порядка ψ для сверхтекучего ^4He характеризуется фазой ϕ и амплитудой ψ_0 и равен $\psi = \psi_0 \exp(i\phi)$, где ψ_0 можно приближенно рассматривать как квадратный корень из плотности сверхтекучей компоненты. То, что макроскопический параметр порядка имеет вполне определенную фазу, называют нарушением калибровочной симметрии. Было показано, что сверхтекучая скорость пропорциональна градиенту этой фазы. Именно эта картина, включающая макроскопический параметр порядка, описывает, как атомы гелия шагают "в ногу" в сверхтекучем потоке. Одно красивое следствие из этого — существование квантованных вихрей в сверхтекучем ^4He . Это явление наблюдается во всех сверхтекучих жидкостях, включая сверхтекучий ^3He и сверхпроводники, в которых квантованный вихрь заключает в себе квант магнитного потока.

Итак, считается, что сверхтекучесть ^4He есть проявление БЭ конденсации. А как же быть с электронами в металлах, которые подчиняются статистике ФД? Теория сверхпроводимости оставалась загадкой почти столетия. Правда, существовали интригующие подсказки, такие как изотопический эффект [15, 16], который показывал, что температура сверхпроводящего перехода в конкретном металле зависит от атомной массы изотопа, составляющего данный металлический образец. Это связывало сверхпроводимость электронов с динамическим поведением кристаллической решетки ионов.

Главный прорыв в нашем понимании сверхпроводимости произошел в конце 1950-х годов, когда Бардин, Купер и Шриффер (БКШ) предложили свою теорию сверхпроводимости. Эта теория привела к подлинной революции в этой области. Как отмечалось выше, БЭ частицы (бозоны) в результате БЭ конденсации могут накапливаться в основном состоянии даже при конечных температурах. Это служит основой для появления сверхтекучего параметра порядка. (На самом деле ситуация сложнее, и требуется учесть взаимодействия.) Электроны же проводимости в металле, если считать их невзаимодействующими, образуют море ФД частиц (фермионов). При $T = 0$ все низшие состояния вплоть до энергии Ферми заняты. Из-за принципа Паули, в каждом квантовом состоянии может находиться только один электрон, так что макроскопическое заполнение основного состояния невозможно. Теория БКШ преодолевает эту трудность, показывая, что, когда металл становится сверхпроводящим, электроны в нем образуют пары [18] (сейчас они известны как куперовские пары), которые ведут себя аналогично бозонам. Эти пары уже могут накапливаться в одном основном состоянии (в некоторой аналогии с БЭ конденсацией), и описываться параметром порядка, что не нарушает принцип Паули и приводит к появлению проводящей сверхтекучей жидкости. Волновая функция, описывающая это основное состояние, была придумана Робертом Шриффером [17]. Партнеры в куперовской паре — это два электрона, движение которых скоррелировано, хотя они и могут находиться друг от друга на расстояниях гораздо больших, чем межатомное расстояние. Другими словами, эти пары ведут себя не так, как бозе-конденсированные двухатомные молекулы. Различие можно легко понять, используя замечательную аналогию (предложенную Шриффером и которую он использовал во многих публичных лекциях) с современным танцем в стиле рок-

н-ролл и традиционным балльным танцем. В балльных танцах партнеры все время рядом, как атомы в двух-атомной молекуле. Куперовская же пара, напротив, состоит как бы из двух современных танцоров, движения которых хорошо согласованы, несмотря на большое расстояние между ними. Другие пары могут свободно проходить в промежутке между партнерами в такой паре. Эти сильные корреляции пар в теории БКШ приводят к тому, что пары начинают двигаться "в ногу", подобно бозонам в сверхтекучем ^4He .

Почему электроны образуют пары? Леон Купер [18] показал, что при достаточно низких температурах электроны образуют пары, если только в целом они притягиваются, хотя бы и очень слабо. Мы знаем, что все электроны имеют отрицательный заряд, и это приводит к сильному кулоновскому отталкиванию. Однако это отталкивание может быть скомпенсировано и даже преодолено за счет динамического отклика положительных ионов, образующих кристалл. Ключ к пониманию этого содержался в результатах уже упоминавшихся экспериментов по изотопическому эффекту. Когда электрон движется сквозь решетку, он притягивает положительные ионы, формируя область с большей плотностью ионов, которая в свою очередь может притягивать другие электроны. Эта роль массивных положительных ионов и объясняет изотопический эффект. Флуктуации плотности ионов, вызванные пролетом электрона, могут быть описаны в терминах квантованных волн в решетке, называемых фононами; таким образом притяжение связано с электрон-фононным взаимодействием.

Температура T_c , при которой металл становится сверхпроводящим — это температура, при которой электронам энергетически выгодно образовать пары. Обычно T_c примерно в 1000 раз меньше, чем фермиевская температура вырождения T_F , при которой тепловая длина волны де Бройля сравнивается с межатомным расстоянием a_0 , и квантовые эффекты становятся существенными. Поэтому в ферми-жидкостях сверхтекучести достичь труднее, чем в бозонном случае, где она начинается уже при выполнении условия квантовой жидкости $\lambda_T \geq a_0$.

В случае сверхтекучести со спариванием, два электрона вблизи поверхности Ферми могут отдать энергию и образовать куперовскую пару. Эту же энергию, которую мы обозначим как 2Δ , нужно приложить, чтобы разорвать куперовскую пару. Величина энергетической щели 2Δ является фундаментальным параметром в теории сверхпроводимости. Когда мы приближаемся к T_c , щель Δ стремится к нулю, а при охлаждении сверхпроводника до абсолютного нуля Δ увеличивается. Почему энергетическая щель должна зависеть от температуры? Примем точку зрения теории среднего (или молекулярного) поля, которая оказалась столь успешной при объяснении магнетизма. В магнитном случае тенденция к еще большему упорядочению возрастает с увеличением порядка, что соответствует усилению молекулярного поля. Применяя эту аналогию к случаю спаривания в сверхпроводнике, мы получаем, что большее число пар приводит к большей величине связи. Так как энергетическая щель есть мера энергии связи пары, то она растет с увеличением числа пар при уменьшении температуры. Это поведение полностью объясняется теорией БКШ.

За много лет до теории БКШ, Фриц и Хайнц Лондоны [19] написали свои феноменологические уравнения для

сверхпроводящих металлов. Фриц Лондон [20] показал, как эти уравнения можно связать с его идеей о квантовой механике на макроскопическом масштабе. А в 1950 г. Гинзбург и Ландау [14] предложили комплексный параметр порядка ψ , согласующийся с идеей Лондона и описывающий многоэлектронное состояние в сверхпроводнике, где $|\psi|^2$ было равно локальной плотности сверхпроводящих электронов. Здесь мы снова привлекли двухжидкостную модель, знакомую нам по обсуждению сверхтекучего ^4He , но теперь мы будем рассматривать две электронные жидкости, соответствующие нормальной и сверхпроводящей компонентам. (Мы уже упоминали о параметре порядка Гинзбурга–Ландау для сверхтекучего ^4He .) Из разложения свободной энергии по степеням ψ Гинзбург и Ландау вывели дифференциальное уравнение

$$\frac{1}{2m^*} \left(\hbar \nabla - \frac{e^*}{c} \mathbf{A} \right) \psi + \beta |\psi|^2 \psi = -\alpha(T) \psi.$$

Оно напоминает уравнение Шрёдингера, но содержит дополнительный член с $|\psi|^2$. Хотя это и не уравнение Шрёдингера, но получаемый из него электрический ток имеет в точности ту же форму, что и для обычной волновой функции, а именно,

$$\mathbf{J} = \frac{e^* \hbar}{2m^* i} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) - \frac{(e^*)^2}{m^* c} |\psi|^2 \mathbf{A}.$$

Позднее эксперименты показали, что $e^* = 2e$ и $m^* = 2m$. Таким образом, была установлена связь с теорией БКШ для сверхпроводимости в металлах и было показано, что параметр порядка описывает коррелированные пары [21, 22].

Параметр порядка, как и прежде, имеет вид $\psi = \psi_0 \exp(i\phi)$ и содержит фазу ϕ и амплитуду ψ_0 , увеличивающуюся вместе с щелью Δ . Мы уже знаем, что в терминах двухжидкостной модели амплитуда $|\psi|^2 = \psi_0^2$ — это просто корень из плотности сверхпроводящих электронов. Как и в случае сверхтекучего ^4He , фаза параметра порядка необычайно важна для сверхтекучих свойств. Такие явления, как квантование магнитного потока [21, 22] и эффект Джозефсона [23] (соответствующий туннелированию пар) требуют фазовой когерентности во всем сверхпроводнике.

Можно ли приложить теорию спаривания к другим системам? Наиболее очевидным кандидатом на сверхтекучесть такого рода был жидкий ^3He . Он составлен из нейтральных атомов с ядерным спиновым угловым моментом $\hbar/2$ и ядерным магнитным моментом. Атом ^3He содержит нечетное число элементарных частиц и поэтому подчиняется статистике ФД и принципу Паули. Известно, что атомы в этой жидкости взаимодействуют сильно и поэтому нельзя непосредственно применить теорию идеального ферми-газа к жидкому ^3He в нормальном, несверхтекучем состоянии, т.е. при температуре выше любого возможного перехода в сверхтекучее состояние. Теорию таких сильно взаимодействующих ферми-жидкостей сформулировал Лев Ландау [24]. Его теория вводит понятие квазичастиц, соответствующих затравочным фермионам, "одетым" в результате взаимодействия между ними. Различные свойства нормального жидкого ^3He качественно напоминают свойства идеального ферми-газа, но численные коэффициенты совершенно другие. Теория Ландау показывает, как эти

свойства могут быть выражены через набор так называемых ферми-жидкостных параметров. При низких температурах, термически возбужденные квазичастицы существуют в жидкости лишь в узкой области порядка kT вблизи поверхности Ферми. Только квазичастицы из этой области состояний могут участвовать в рассеянии или в теплопереносе. При понижении температуры эта зона сужается и все меньше квазичастиц могут участвовать в этих процессах. В результате теплоемкость и энтропия зависят от температуры линейно ($c = \gamma T$), а средняя длина свободного пробега пропорциональна T^{-2} . По той же причине теплопроводность зависит от температуры как $1/T$, а вязкость как $1/T^2$. Как отмечалось выше, численные коэффициенты для взаимодействия ферми-жидкости будут отличаться от соответствующих коэффициентов для идеального газа из-за взаимодействия, описываемого параметрами Ландау. Эти и другие свойства нормального ^3He изучались в лабораториях всего мира, но ведущую группу возглавлял Джон Уитли [25] вначале в университете Иллинойса, а затем в Калифорнийском университете в Сан-Диего (Ла-Джолла). Основным результатом этих исследований было определение параметров ферми-жидкости в теории Ландау. Теория Ландау делала также важное предсказание — существование бесстолкновительного звука, который Ландау назвал нулевым звуком. Обычный звук в газе представляет собой распространение волн сжатия и разрежения в состоянии локального термодинамического равновесия, которое достигается столкновениями между молекулами. Но при самых низких температурах столкновения в ферми-жидкости практически отсутствуют, и обычный звук пропадает. Согласно Ландау, при очень низких температурах возникает новая мода распространения звука, представляющая собой самосогласованное перераспределение квазичастиц в результате ферми-жидкостного взаимодействия. Это предсказание было блестяще подтверждено в лабораторных экспериментах Кина, Мэтьюса и Уилкса [26], а также Абея, Андерсона и Уитли [27].

Вскоре стало ясно, что из-за сильного взаимодействия между атомами ^3He куперовские пары при образовании в жидком ^3He будут иметь совсем другую природу, чем пары сверхпроводящих электронов. В обычных сверхпроводниках куперовские пары имеют нулевой орбитальный угловой момент ($l = 0$), так что электроны в такой паре не вращаются друг относительно друга. Сильное короткодействующее отталкивание квазичастиц в жидком ^3He запрещает этот тип спаривания, но, как впервые заметил Лев Питаевский [28], возможно спаривание с более высокими угловыми моментами.

Для возможного сверхтекучего состояния жидкого ^3He был предложен целый ряд состояний спаривания с отличным от нуля орбитальным угловым моментом пары. Предлагались как модели с p - ($l = 1$), так и с d -спариванием ($l = 2$). Среди ранних исследований были работы Эмери и Сесслера [29], Андерсона и Морела [30]. Модели p -спаривания, выдвинутые Бальяном и Вертхамером [31], а также Андерсоном и Морелом [30] были позднее отождествлены с реальными сверхтекучими фазами жидкого ^3He .

Важная черта спаривания с нечетным l состоит в том, что полный спин пары равен 1 (а не нулю, как в случае спаривания с четным l). Поэтому любой параметр порядка для спаривания с нечетным l будет

обладать внутренними степенями свободы, связанными с ненулевым спином и орбитальным угловым моментом. Эта особенность очень важна для понимания свойств сверхтекучего ^3He и радикально отличает его от обычной сверхпроводящей жидкости, для которой $S = L = 0$, и имеет решающее значение для понимания его свойств.

Вычислить температуру перехода в сверхтекучую фазу жидкого ^3He необычайно сложно. Такого рода оценка очень чувствительна к деталям взаимодействия между квазичастицами в ^3He . Поскольку внешняя кристаллическая решетка, способная изменить взаимодействие, отсутствует, механизм спаривания должен быть внутренним. Лейзер и Фэй [32] обратили внимание на то, что магнитная восприимчивость жидкого ^3He была значительно больше, чем можно было ожидать для идеального ФД газа той же плотности. Это означало, что в жидкости есть по крайней мере тенденция к образованию ферромагнитного состояния. Они рассмотрели механизм спаривания, основанный на спиновых флуктуациях, который можно описать примерно следующим образом. Когда квазичастица ^3He проходит сквозь жидкость, она стремится поляризовать спины соседних квазичастиц так, чтобы они были параллельны ее спину, — именно из-за отмеченной склонности к ферромагнетизму. Другая квазичастица, приближаясь к этому поляризованному облаку, будет притягиваться к нему, если ее спин параллелен спину облака и тем самым — спину исходной квазичастицы. Поэтому квазичастицам выгодно образовать куперовскую пару с ненулевым спином, что в свою очередь требует нечетного орбитального углового момента из-за принципа Паули.

Таким образом, гипотетическая сверхтекучая жидкость ^3He должна была бы обладать следующими яркими характеристиками: 1) внутренне присущим ей механизмом спаривания, не обусловленным, например, решеткой ионов, и 2) вероятно, внутренними степенями свободы образующихся куперовских пар. Эти два свойства отличали бы сверхтекучий ^3He от других известных сверхтекучих жидкостей: сверхтекучего ^4He и сверхпроводящих электронов.

Но, несмотря на значительный прогресс на теоретическом фронте, до 1971 г. не было никакого свидетельства в пользу сверхтекучего перехода в экспериментах, которые продвигались в область все более низких температур, улучшая технику охлаждения. Как экспериментаторы, так и теоретики начали сомневаться, что возжеленная цель будет достигнута в разумном интервале температур. К 1970 г. преобладающими настроениями стали уныние и пессимизм.

2. События, которые привели к открытию сверхтекучего ^3He : личный отчет

Редкий изотоп гелия, ^3He , стал доступен для исследований в физике низких температур после Второй мировой войны, как побочный продукт программ по созданию ядерного оружия. Он образуется при радиоактивном бета-распаде трития с периодом полураспада в 12 лет. Одни из самых первых исследований жидкого ^3He были выполнены [34] в национальных лабораториях, участвовавших в ядерном проекте. Руководитель моей диссертационной работы, профессор Генри А. Фербенк из Йельского университета, был одним из пионеров в исследова-

нии ^3He . В одной из ранних работ он занимался изучением второго звука в смесях ^3He – ^4He . Осенью 1955 г. мне посчастливилось стать первым аспирантом, который изучал чистый ^3He . Моя первая работа заключалась в изучении теплопроводности жидкого ^3He , чтобы обнаружить эффекты вырождения ФД, которые при низких температурах должны были приводить к зависимости $\kappa \sim 1/T$. Ожидалось, что, как и в жидком ^4He , выше перехода в сверхтекучее состояние теплопроводность будет очень мала при температурах ниже точки сжижения (3,2 К). Экспериментальная установка была чрезвычайно проста. Жидкость содержалась в тонкостенной медно-никелевой трубке с очень малой теплопроводностью, чтобы уменьшить перенос тепла через трубку. (И все равно необходимо было делать поправку на этот перенос, как и на тепловое сопротивление границы между твердыми стенками и жидкостью.) Простые (полупроводящие) угольные резисторы служили термометрами. Вверху трубки располагалась электрическая нагревательная спираль, а внизу размещался поглотитель тепла, состоявший из медного блока, соединенного с парамагнитной солью, которая использовалась, чтобы охладить образец до 0,2 К или до еще меньших температур за счет адиабатического размагничивания. Магнитная восприимчивость соли, измеренная баллистическим гальванометром, служила основным термометром и использовалась для калибровки угольных термометров сопротивления. Теплопроводность определялась по стандартной формуле $\dot{Q} = \kappa A(\Delta T/\Delta X)$ с поправками на дополнительный поток тепла сквозь медно-никелевую трубку. Сопротивления измерялись самодельными мостами переменного тока с использованием фазочувствительного детектора и настроенного усилителя. Это делалось для того, чтобы достичь высокой чувствительности и низкого уровня шума даже в том случае, когда напряжения на сопротивлениях достаточно малы, что необходимо для предотвращения их заметного нагревания.

Первоначальные результаты эксперимента были не слишком интересны. Теплопроводность просто продолжала убывать с понижением температуры почти так же, как и в жидком ^4He выше сверхтекучего перехода, — без всякого указания на статистику ФД. Однако, когда эксперименты были проведены при больших мощностях, произошла неожиданная вещь. Ниже определенной температуры T_m ($\sim 0,5$ К) теплопроводность вдруг стала резко возрастать при дальнейшем понижении температуры. Этот эффект был приписан конвективному переносу тепла, появление которого соответствовало максимуму плотности. Чтобы проверить это, была сконструирована инвертированная ячейка с потоком тепла снизу вверх. В этой новой геометрии конвективный перенос появлялся при температурах выше T_m , как и ожидалось, если при T_m плотность имеет максимум. Это была приятная неожиданность. Мы изучали теплопроводность, но самый интересный результат оказался связанным с плотностью [34].

Существование максимума плотности при T_m означает, что при температурах меньших T_m коэффициент теплового расширения будет *отрицательным*. Тогда из соотношения Максвелла

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = -\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T$$

становится очевидным, что ниже T_m энтропия должна увеличиваться при росте давления. Энтропия — одна из основных характеристик системы и ее можно использовать для оценки межчастичного взаимодействия в ^3He . Поэтому мы решили измерять плотность непосредственно по экспериментальным значениям диэлектрической постоянной, которая для гелия связана с плотностью соотношением Клаузиуса – Моссотти:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \frac{M}{\rho} = \frac{4\pi}{3} A,$$

где A — атомная поляризуемость, а M — атомная масса.

Чтобы измерить ε , мы взяли стабильный радиочастотный генератор с колебательным контуром, в конденсаторе которого находился наш образец. Частота менялась с температурой из-за изменения диэлектрической проницаемости жидкого ^3He . Требовалась высокая механическая устойчивость, потому что электрическая схема содержала вакуумные трубки, находившиеся при комнатной температуре, в то время как емкость и индуктивность, образующие контур, размещались внизу термостата на целый метр ниже. С этим оборудованием была проведена серия экспериментов в широком интервале температур и давлений, которая ясно показала максимум в плотности и позволила определить энтропию сжатия из измеренных коэффициентов теплового расширения [35].

В то время, когда начались эти эксперименты, существовал большой интерес к кривой плавления ^3He . Поскольку ядерные моменты очень малы, ожидалось, что магнитное упорядочение в твердом ^3He будет происходить только при очень низких температурах. (Этот переход с упорядочением ядерных спинов был позднее обнаружен [36] при примерно 1 мК моим коллегой по Корнелльскому университету, также удостоенным премии, Робертом С. Ричардсоном, его аспирантом Уильямом Гальперином и их помощниками.) Таким образом, при температурах выше 0,01 К ядерные спины атомов ^3He в кристалле должны быть полностью разупорядочены. Для спина 1/2 это означает, что энтропия S должна равняться $R \ln 2$ на моль.

С другой стороны, жидкий ^3He подчиняется статистике ФД. Отклонение от классического поведения начинается примерно при температуре, когда тепловая длина волны де Бройля становится сравнима со средним расстоянием между частицами. Для жидкого ^3He это температура порядка 1 К (в зависимости от плотности). Значительно ниже этого значения (температуры вырождения Ферми T_F) как теплоемкость, так и энтропия будут линейными функциями температуры, т.е. $S = \gamma T$. Рассмотрим теперь, какие следствия могут иметь приведенные выше соображения для кривой равновесия жидкой и твердой фаз, определяемой знаменитым уравнением Клаузиуса – Клапейрона. Согласно этой формуле, наклон кривой плавления равен

$$\frac{dP}{dT} = \frac{S_{\text{liquid}} - S_{\text{solid}}}{V_{\text{liquid}} - V_{\text{solid}}} = \frac{\text{скрытая теплота перехода}}{T(V_{\text{liquid}} - V_{\text{solid}})}.$$

Для ^3He V_{liquid} всегда больше, чем V_{solid} , так что знаменатель всегда положителен. С другой стороны, числитель *меняет знак* при охлаждении в область вырождения Ферми, потому что $S_{\text{liquid}} = \gamma T$ становится меньше, чем постоянная энтропия твердой фазы $S_{\text{solid}} = R \ln 2$, соответствующая случайным ориента-

циям спинов. Поэтому при самых низких температурах наклон кривой плавления становится *отрицательным*. Более того, в этом режиме отрицательной становится и скрытая теплота перехода, т.е. *чтобы заморозить жидкий ^3He , к нему нужно подвести тепло*. При более высоких температурах энтропия жидкости будет больше, чем $R \ln 2$ на моль, так что кривая плавления будет иметь минимум. Идеализированная кривая плавления и кривые зависимости энтропии от температуры схематически показаны на рис. 1. Поскольку плотность твердой фазы примерно на 5 % больше, чем плотность жидкости, то можно было определить присутствие твердого гелия в наших измерительных ячейках. При температурах выше, чем точка минимума кривой плавления, кристалл легко образуется в ячейке, если увеличить давление в трубке, соединяющей ячейку с компрессором, находящимся при комнатной температуре. Ниже температуры минимума, $T_{\min}$, при увеличении давления трубка забивается пробкой твердого гелия, и в ячейке не может быть кристалла. Это отличие в поведении выше и ниже $T_{\min}$ позволяет определить температуру минимума. В 1996 г. наилучшие значения для давления и температуры в минимуме равны соответственно 29,3 бар и 0,32 К.

Забивание трубки очень затрудняло любые измерения вблизи кривой плавления или на ней самой, которые требовали изменения давления или даже знания давления при $T < 0,32$ К и $P > 29,3$ бар. Это касалось и возможности осуществить предположение российского теоретика в области элементарных частиц Исаака Померанчука [37], что ^3He можно охлаждать, сжимая жидкость при температурах ниже $T_{\min}$, чтобы образовать кристалл. Руководитель моей диссертации Генри Фэрбенк впервые рассказал мне об идее Померанчука незадолго до того, как я в январе 1959 г. перебрался из Йельского университета в Корнелльский в качестве новоиспеченного доктора философии. Он сказал, что было бы просто замечательно, если бы я смог придум-

мать какой-нибудь способ, чтобы осуществить предложение Померанчука в лаборатории. Его энтузиазм был настолько заразителен, что после переезда в Корнелльский университет я часто мечтал об охлаждении Померанчука.

Моим первым заданием в 1959 г., как молодого члена факультета в Корнелльском университете, было превратить пустую комнату в лабораторию низких температур, в которой можно было бы изучать жидкий ^3He при температурах ниже 1 К. Главным было написать заявку на проект в Национальный фонд поддержки науки, чтобы получить средства для создания лаборатории и обеспечить аспирантам помощь в исследовательской программе. Одним из самых важных элементов оборудования, которое нам требовалось, был электромагнит для адиабатического размагничивания с достаточной однородностью магнитного поля, чтобы изучать ядерный магнитный резонанс (ЯМР). К счастью, нам удалось получить грант Национального фонда, который позволил нам начать измерения в 1960 г. Первые эксперименты включали исследования ядерного магнитного резонанса вдоль кривой плавления ^3He . Позднее мы стали заниматься плавлением и замерзанием смесей ^3He – ^4He . В этих более поздних измерениях мы использовали коммерческие тензоэлементы для определения давления в образце, когда трубка ввода была забита. Разрабатывались и гораздо более чувствительные тензометры, в которых использовался стабильный генератор на туннельном диоде для управления колебательным контуром; одной из обкладок конденсатора была гибкая стенка ячейки, служившая чувствительным датчиком давления. Изменения давления в ячейке могли бы при этом регистрироваться как изменения частоты генератора. Стандартный современный датчик давления, разработанный Страти и Адамсом [38], в принципе, устроен так же. Сейчас к этим датчикам присоединяют чувствительные емкостные мосты. К сожалению, все эти эксперименты были прерваны, когда началось строительство нового физического здания (сейчас это "Кларк Холл"). По счастью, все оборудование удалось спасти, прежде чем лаборатория была полностью разрушена. Временная лаборатория разместилась в здании металловедения, где были выполнены эксперименты, завершающие построение фазовой диаграммы плавления и замерзания смесей ^3He – ^4He [39], и впервые наблюдался поперечный звук в твердом ^4He [40].

В это время я уже начал серьезно думать о возможности постановки экспериментов по охлаждению Померанчука после переезда в новое физическое здание. Как уже отмечалось, когда ^3He при сдавливании проходит минимум на кривой плавления, трубка ввода забивается твердым гелием. Поэтому, чтобы сжать образец вдоль кривой плавления при температурах ниже точки минимума, нужно приложить к ^3He какую-нибудь внешнюю силу, не связанную с передачей внешнего давления через трубку. В то время мы думали, что для этого лучше всего использовать в конструкции ячейки Померанчука гибкий тонкостенный сильфон. Тогда можно поместить ячейку Померанчука в жидкий ^4He и повышать его давление до 25 атм, пока ^4He не затвердевает. Правда, это все еще меньше, чем давление 29–34 атм, которое необходимо, чтобы сжать ^3He до давлений выше минимума кривой плавления. Чтобы достичь требуемого давления, нужно приложить дополнительное усилие. Тогда для этой цели

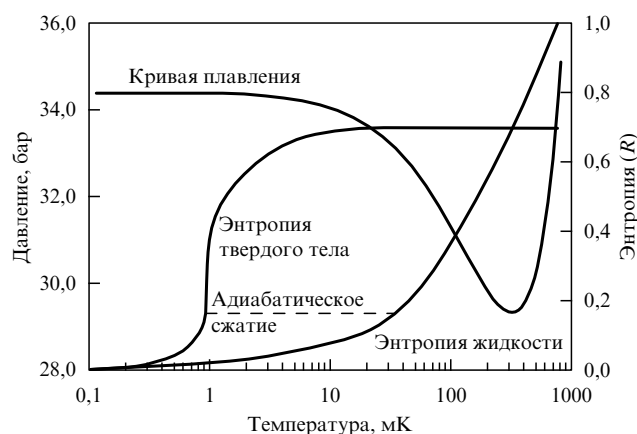


Рис. 1. График зависимости давления плавления ^3He от температуры, демонстрирующий минимум при 0,32 К и 29,3 бар. Также показана идеализированная зависимость энтропии жидкого и твердого ^3He на кривой плавления. Для самых высоких температур энтропия жидкости определялась из кривой плавления по уравнению Клаузиуса–Клапейрона в предположении, что $S_{\text{solid}} = R \ln 2$. Две энтропийные кривые пересекаются в точке минимума кривой плавления. Резкое увеличение энтропии твердой фазы около 1 мК соответствует магнитному фазовому переходу в кристалле. Штриховая линия — путь адиабатического сжатия из жидкости в твердое тело (охлаждение Померанчука), которое будет обсуждаться позднее.

мы решили добавить внешнюю пружину. Комбинация сильфона и пружины до этого использовалась Грилли и др. [41] при изучении свойств жидкого ^3He вблизи минимума кривой плавления. (Если пружину разместить правильно, то она не приведет к заметному нагреванию образца ^3He .) Эта конструкция стала основой для дальнейших размышлений, хотя со временем мы внесли в нее много существенных улучшений и изменений, которые позволили далеко уйти от этой ранней схемы.

В академическом 1966–1967 году я был свободен от преподавания и работал в Брукхейвенской национальной лаборатории. Там у меня было достаточно времени, чтобы много общаться с Паулем Крейгом, Томасом Китченсом, Мироном Стронжином и Виктором Эмери. Они, а также и другие постоянные сотрудники Брукхейвена, сделали множество чрезвычайно ценных предложений и вообще много помогали мне. Например, одно из возражений против охлаждения Померанчука состояло в том, что удлинение металлических частей должно приводить к нагреванию из-за внутреннего трения, которое будет противодействовать охлаждающему эффекту сжатия жидкого ^3He в твердую фазу. Дискуссии же в Брукхейвене убедили меня, что эта проблема может быть решена улучшением конструкции. С более тонким и гибким сильфоном можно было бы достичь меньших потерь энергии. И все же осуществимость охлаждения Померанчука в значительной степени оставалась делом веры.

На собрании Комиссии по физике твердого тела в середине 1960-х гг. Филипп В. Андерсон и Джон С. Уитли предсказывали великий прорыв в физике сверхнизких температур. Такое видение будущего двумя столь выдающимися учеными значительно увеличило надежды на получение более значительной поддержки в исследованиях. Это позволило нам через Агентство углубленных исследовательских проектов пригласить на работу в Корнелльский центр изучения вещества моего коллегу Роберта С. Ричардсона в качестве научного сотрудника. Боб был до этого аспирантом у профессора Хорста Майера в университете Дьюка. Он не только был специалистом по ЯМР в твердом ^3He и вообще в физике низких температур, но также обладал исключительной энергией и рассудительностью. Все эти способности должны были оказаться необычайно важными для нашей низкотемпературной программы в Корнелле. Вскоре Боб стал также членом нашего факультета. Незадолго до приезда Боба в Корнелл к факультету присоединился и Джон Реппи. Джон в основном занимался экспериментами со сверхтекучим ^4He . Мы чрезвычайно выиграли от его дружбы, здравого смысла, мудрых советов и выдающейся технической изобретательности.

Разработка рефрижератора растворения ^3He в ^4He в середине 1960-х гг. [42] и его дальнейшие усовершенствования [43] дали огромный импульс физике сверхнизких температур. Теперь стало возможным непрерывно охлаждать экспериментальные образцы до температур порядка 10 мК. Ранее единственным способом охлаждения до таких температур было адиабатическое размагничивание парамагнитных солей. Обычно парамагнитная соль и образец охлаждаются до некоторой базовой температуры, а затем они медленно нагреваются, — это "однофазовый" эксперимент. Можно построить и непре-

рывные рефрижераторы на адиабатическом размагничивании, но они очень громоздки. Поэтому в Корнелле было принято решение разработать систему с рефрижератором растворения. Эту работу возглавил Боб Ричардсон. Помощь нашей программе оказывали новые, очень способные аспиранты Джеймс Р. Сайтс, Линтон Корручини и Дуглас Д. Ошеров. Рефрижератор растворения должен был обеспечить температуру около 10 мК, после чего можно было начинать охлаждение Померанчука.

Первая ячейка Померанчука в Корнелле была основана на блестящем, хотя и сложном проекте Джона Реппи. Конструкция включала два набора тонких, очень гибких сильфонов, вложенных один в другой, чтобы минимизировать нагревание из-за внутреннего трения и использовать эффект гидравлического пресса для усиления сжатия. Впервые эта схема была успешно применена в диссертационной работе Джима Сайтса, который выполнял измерения восприимчивости ЯМР в твердой фазе, образовавшейся в ячейке во время сжатия. Цель нашего эксперимента заключалась в изучении поведения Кюри–Вейсса, как предвестника магнитного фазового перехода в твердом ^3He . Работа по результатам этого эксперимента была опубликована Сайтсом, Ошеровым, Ричардсоном и Ли в *Physical Review Letters* [44]. Были достигнуты температуры около 2 мК. Мы подозревали, что возможность достижения более низких температур ограничена нагревом из-за разрушения кристалла между ребрами сильфона.

Тем временем другие лаборатории тоже не стояли на месте. Неведомый нам Юрий Ануфриев в Москве в Институте физических проблем (сейчас — им. П.Л. Капицы) в 1965 г. впервые осуществил охлаждение Померанчука. В его установке был использован метод напряженной диафрагмы, когда ^3He сжимался в ячейке с прочными, но гибкими стенками, пока трубка ввода не забивалась пробкой при высоких давлениях. Гибкие стенки играли здесь ту же роль, что и пружина, о которой говорилось выше. В реальной установке трубка с гибкими стенками помещалась внутри жесткой трубки большего размера. Внешнее кольцевое пространство заполнялось жидким ^3He . Затем жидкий ^4He во внутренней трубке сжимался до давлений, приближающихся к давлению плавления ^4He . Несмотря на давление, приложенное к стенкам ячейки с ^3He , для того чтобы достичь необходимого для кристаллизации изменения объема (5 %), нагрев из-за внутреннего трения, кажется, не был серьезным ограничивающим фактором. Позднее Джон Уитли и его сотрудники слегка изменили конструкцию Ануфриева и также смогли достичь охлаждения Померанчука [46]. В результате некоторые из нас в Корнелле поняли, что если в ячейках с напряженной диафрагмой можно осуществить охлаждение Померанчука, то нам больше нечего так сильно беспокоиться из-за внутреннего трения. Поэтому в будущих установках в Корнелле мы использовали более прочные сильфоны.

При постановке эксперимента Померанчука было важно термически изолировать ячейку от рефрижератора растворения, когда начинался процесс компрессионного охлаждения. К счастью, тепловое сопротивление границы между жидким ^3He и любым металлическим тепловым контактом с рефрижератором растворения достаточно велико, что сильно ограничивает поток тепла между камерой рефрижератора и ^3He в ячейке. Поэтому поток тепла очень медленный, или, как позднее

сказал Джон Уитли [47]: "Время — это термочувствительное реле". На всех ранних установках Померанчука в Корнелле, хотя ячейки подключались непосредственно к камерам рефрижератора, можно было работать при температурах ниже 3 мК в течение многих часов.

3. Краткий отчет об открытии

С самого начала было ясно, что Дуглас Ошеров — чрезвычайно многообещающий аспирант с огромным потенциалом. Когда Джим Сайтс получил степень Ph.D., Даг стал ведущим аспирантом в программе по охлаждению Померанчука. К тому времени мы уже очень много знали об охлаждении Померанчука в результате работ, проведенных в Корнелле и в других лабораториях. Мы знали, что у нас есть мощная техника, которая способна охладить смесь жидкого и твердого ^3He вдоль кривой плавления до температур порядка 2 мК или даже ниже. Так как мы хотели изучать ^3He , метод Померанчука имел то преимущество, что сам образец одновременно являлся и хладагентом, поэтому здесь не было неизбежного переноса тепла между образцом и хладагентом. Недостаток же состоял в том, что мы были привязаны к кривой плавления, и поэтому в ячейке одновременно присутствовали как жидкий, так и твердый ^3He .

Имея в своей команде Дага Ошера и Боба Ричардсона, можно было вплотную приступить к рассмотрению нового поколения ячеек Померанчука и продолжать нашу программу охлаждения ^3He с тем, чтобы найти наконец долгожданный магнитный переход в твердом ^3He . Был рассмотрен целый ряд идей, включая довольно эксцентричное предложение использовать груз из тяжелого металла типа золота в верхней части гибкого сильфона. Этот груз мог бы обеспечить дополнительную внешнюю силу, необходимую для того, чтобы компенсировать разницу давлений плавления ^4He и ^3He . Тогда не было бы ни пружин, ни жестких сильфонов, ни стенок ячейки, способных нагреваться, и сильфоны могли бы быть очень гибкими. Не было бы, конечно, и нагревания из-за гравитационного поля. Кроме того, цена золота в то время быстро росла, так что в конце эксперимента золотой груз можно было бы с выгодой продать, что обеспечило бы поддержку исследовательской программы!

Остановились мы на устройстве ячейки, которое Даг Ошеров разработал, когда выздоравливал после травмы колена, полученной во время катания на лыжах. Эта конструкция, показанная на рис. 2, учитывала многие уроки, полученные во время предшествующей работы в Корнелле и в других местах. Она использовала два бериллиево-медных сильфона, связанных поршнем, для передачи сжимающего усилия к образцу ^3He . Поперечное сечение сильфона с ^4He было больше, чем у сильфона с ^3He , что приводило к усилению сжатия, как в гидравлическом прессе. Когда жидкий ^4He в верхнем сильфоне сжимался извне, он заставлял двигаться поршень, и нижний сильфон расширялся вниз, в ячейку с ^3He . Растяжение нижнего сильфона предотвращает захват твердого ^3He и его сдавливание между ребрами. Боб Ричардсон очень хотел иметь самый чувствительный датчик давления плавления. Поэтому мы присоединили к дну ячейки с ^3He чувствительный емкостной манометр, сконструированный Страти и Адамсом [38], который

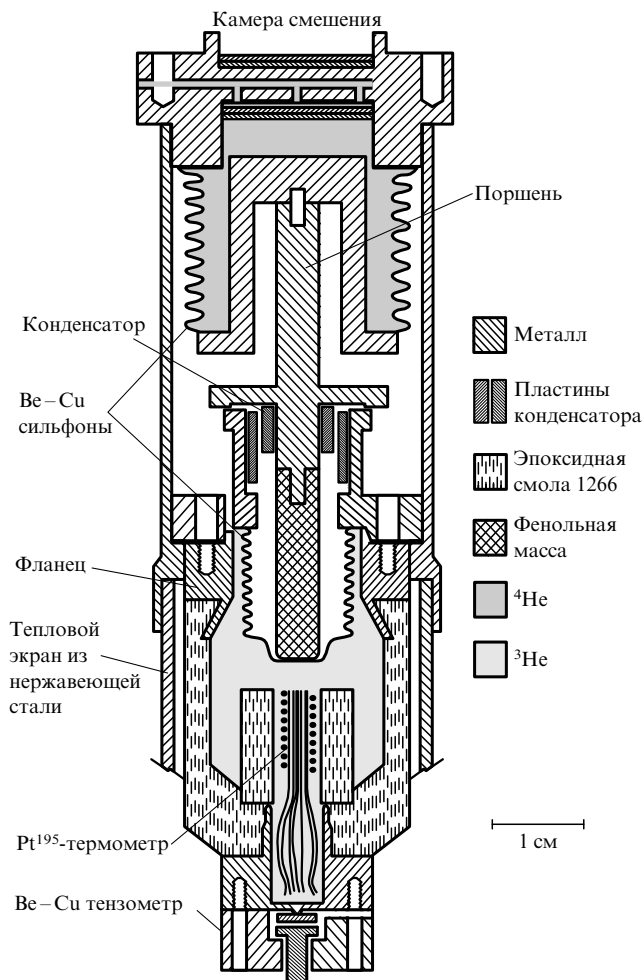


Рис. 2. Ячейка Померанчука, использованная в решающих экспериментах Ошера, Ричардсона и Ли. Давление, прикладываемое к жидкому ^4He в верхнем сильфоне, заставляет поршень выдвигать нижний сильфон в ячейку с ^3He , что увеличивает давление в ячейке. Сильфон с ^4He имеет больший размер, чем нижний сильфон, обеспечивая выгодное отношение сжатия, по аналогии с гидравлическим прессом.

позволял отслеживать давление гелия во время сжатия и служил, таким образом, дополнительным термометром на кривой плавления. Платиновый ЯМР-термометр с катушкой, намотанной на связку тонких платиновых проводов (или медных проводов в первом эксперименте), был основным термометром вплоть до 3 мК. При более низких температурах он начинал терять тепловой контакт с образцом, возможно, в результате образования твердого гелия вокруг проводов. Несмотря на то, что у нас не было основного термометра ниже 3 мК, оценку температуры можно было получить из измерений давления через экстраполяцию кривой плавления. Можно было также отслеживать давление плавления как функцию времени, когда объем ячейки изменялся с постоянной скоростью. Именно эта процедура позволила Дагу Ошеру в конце ноября 1971 г. наблюдать некоторые странные, но очень хорошо воспроизводимые особенности в зависимости давления плавления от времени.

Я был очень занят подготовкой лекций для одного из наших больших курсов и не сразу узнал об этих результатах. А когда узнал, то был очень взволнован. Факти-

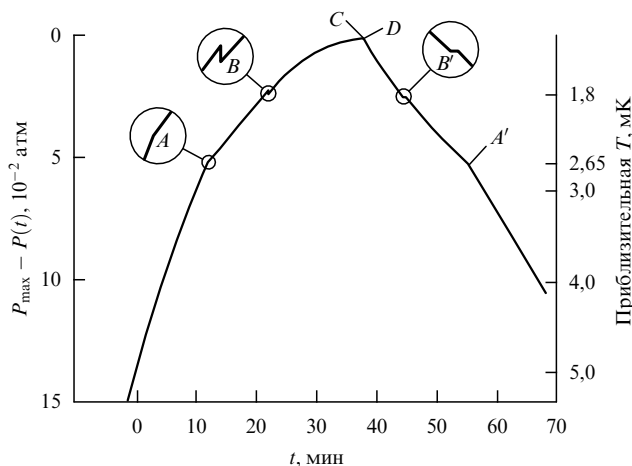


Рис. 3. Особенности, наблюдавшиеся на графике зависимости давления от времени во время компрессионного охлаждения до минимальной температуры с последующим нагреванием ячейки при декомпрессии. Особенности A и A' — это изменения наклона кривой. Они всегда имеют место при одном и том же давлении. При более низких температурах наблюдались также особенности B и B' . При охлаждении через B происходит внезапное падение давления, а при нагревании через B' наблюдается небольшое плато. Давление в точке B всегда больше или равно давлению в B' .

чески, мы все трое были в состоянии эйфории и чувствовали себя на грани важного открытия. Это действительно был первый решающий момент в этом эксперименте. Типичный вид графика зависимости давления от времени для полного цикла охлаждения и нагревания показан на рис. 3. Аномалии, обозначенные на этом рисунке как A и B , наблюдались при охлаждении, а соответствующие особенности A' и B' — при нагревании. Конечно, эти эффекты были связаны с новыми фазовыми переходами, но были ли это переходы в жидкости или в твердом теле? Плато на кривой окрестности B' соответствовало краткой остановке в нагревании и было достаточно тонкой особенностью, которую мы разглядели только через несколько дней после того, как были обнаружены особенности в A , A' и B . Я хорошо помню, как пришел в лабораторию, чтобы посетовать на то, что мы пока не видим ничего в точке B' , которая при нагревании является аналогом точки B . И как раз в этот момент самописец начал прорисовывать очень слабую деталь, которая была первым свидетельством существования B' . Появление короткого плоского участка на кривой было интерпретировано как проявление скрытой теплоты, связанной с переходом первого рода. В пользу этого говорил и характерный зигзаг в B , который мог быть проявлением переохлаждения, когда скрытая теплота перехода наконец выделяется, приводя к кратковременному быстрому нагреванию. Эта интерпретация подкреплялась и тем, что особенность в B' была воспроизводимой, в то время как давление в точке B не было одним и тем же, но всегда было больше, чем давление в B' . Особенности A и A' , соответствующие изменениям наклона кривой, воспроизводились полностью и не показывали никаких следов переохлаждения. Хотя наше измерение температуры было довольно грубым, мы смогли оценить температуру перехода A , T_A примерно, как 2,7 мК, а температуру перехода B , T_B , как 2,1 мК, основываясь на температурной шкале, использовавшейся в 1971 г.

Поскольку в ячейке присутствовали как жидкий, так и твердый ^3He , мы сначала думали, что переход A соответствует долгожданному магнитному фазовому переходу второго рода в твердом ^3He . Возможно, что изменение теплоемкости твердого ^3He с температурой около такого фазового перехода могло бы дать особенность, подобную той, что наблюдалась на кривой давления. Быструю реакцию образца после переохлаждения в B , было уже гораздо труднее интерпретировать как фазовый переход в твердом ^3He . Тем не менее наша первая статья, опубликованная в *Physical Review Letters*, была озаглавлена "Свидетельство существования новой фазы в твердом ^3He " [48]. Джон Гудкайн из Калифорнийского университета в Сан-Диего в частном разговоре со мной на собрании Американского физического общества заметил, что он совершенно убежден — явление происходит в жидкости, а не в твердой фазе. Мы также получили письмо от Виктора Введенского из Института физических проблем в Москве, где высказывалось предположение, что поведение в A связано со скачком теплоемкости, соответствующим переходу спаривания в жидком ^3He , как это бывает при сверхпроводящем переходе в металлах.

Мы с самого начала собирались проводить исследования ЯМР в ячейке. Теперь это стало еще более актуальным из-за необходимости однозначно идентифицировать особенности в A и B . Как будет видно ниже, результаты этих ЯМР-измерений дали явные свидетельства, что оба перехода связаны с жидким ^3He !

Поскольку в ячейке присутствовали как жидкий, так и твердый гелий, нужно было как-то их различать. Твердый ^3He при низких температурах ведет себя по Кюри – Вейссу и поэтому его магнитная восприимчивость велика, так как вклад в нее дают все спины. С другой стороны, жидкий ^3He подчиняется статистике ФД, и его магнитная восприимчивость определяется парамагнетизмом Паули. При этом спин может переворачиваться только у тех квазичастиц, которые расположены вблизи поверхности Ферми. Таким образом, восприимчивость жидкости должна быть очень мала, так как только очень малая часть спинов участвует в отклике на магнитное поле.

Если на постоянное однородное магнитное поле, приложенное к образцу, наложить градиент поля, то ларморовская частота $\omega = \gamma H$ будет зависеть от координаты внутри ячейки. Тогда в разных областях ячейки ларморовские частоты будут различны, так что ЯМР отклик от каждой из таких малых областей будет иметь свою частоту. Сканирование частоты или магнитного поля позволяет нам просматривать разные области ячейки. Это было одним из первых применений ЯМР для получения изображений, что стало сейчас важным инструментом в медицинской диагностике [49].

Радиочастотная катушка вводилась в ячейку с ^3He , как показано на рис. 4. Градиент приложенного постоянного магнитного поля показан стрелками. По счастью, в этих экспериментах твердая фаза в ячейке была хорошо локализована. Поэтому можно было независимо исследовать поведение жидкости, имеющей малую восприимчивость, и твердого гелия, восприимчивость которого велика (рис. 5). Когда образец охлаждается и проходит через точку B , именно восприимчивость жидкости внезапно падает примерно в два раза. Когда Даг обнаружил это, он позвонил мне домой ранним утром.

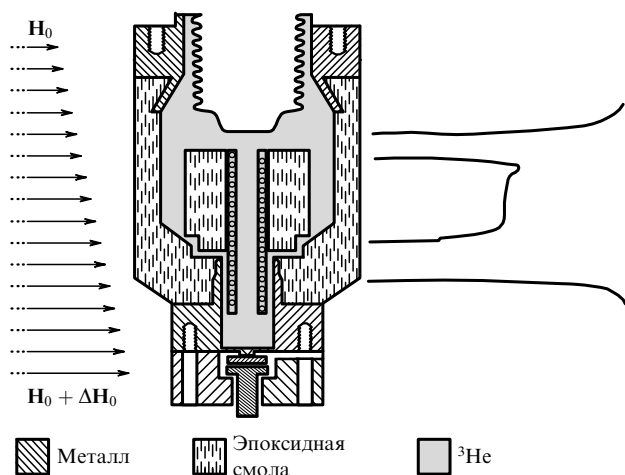


Рис. 4. Нижняя часть ячейки Померанчука (см. рис. 2) с катушкой ЯМР, ориентированной вдоль оси ячейки. Небольшой градиент поля прилагался к ячейке, как показано стрелками, обеспечивая одномерное изображение с помощью магнитного резонанса. Идеализированный график восприимчивости ^3He в зависимости от высоты в ячейке показан в правой части рисунка. Твердая фаза, соответствующая большим значениям восприимчивости, имеет тенденцию располагаться на концах катушки, так что в центре ее почти нет.

Я ужасно обрадовался, когда услышал эту новость! Было ясно, что *B*-фаза — это жидкость. Более того, падение восприимчивости могло быть, вероятно, связано со спариванием типа БКШ. Это был второй решающий момент в эксперименте. Тогда я поклялся, что впредь всегда буду присутствовать в такие моменты.

Поскольку я считал важным проверить, нет ли еще какого-либо сдвига частоты, я попросил Дага убрать градиент и посмотреть отклик смеси жидкого и твердого гелия в однородном поле. И тогда мы трое увидели по настоящему впечатляющий эффект, когда охладили образец в *A*-фазу. В точке перехода появилась добавочная линия, отсоединившаяся от основного пика, соответствующего в основном твердой фазе, и по мере охлаждения образца стала постоянно сдвигаться в область больших частот. В точке *B* эта линия резко исчезла, так что в *B*-фазе не было никакого сдвига частоты. Это явление показано на рис. 6. Это был третий решающий момент эксперимента. Линия-спутник имела ту же амплитуду и форму, как и в нормальной ферми-жидкости, когда в ячейке не было никакого твердого гелия. Более того, ее амплитуда не зависела от температуры.

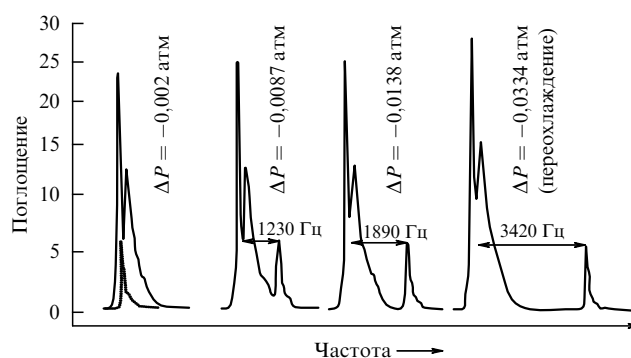


Рис. 6. Последовательность профилей ЯМР, измеренных в ячейке, показанной на рис. 4, после того, как мы убрали градиент поля. Сигнал от жидкости в *A*-фазе сдвигается все дальше от сигнала из кристалла (соответствующего ларморовской частоте) по мере охлаждения образца. Сдвинутая линия внезапно исчезает в точке *B*.

Таким образом, когда мы проходили *A*-фазу, появление спутника соответствовало сдвигу линии жидкости как целого. Наконец-то мы имели хоть что-то количественное, с чем уже можно было работать.

Эксперимент был повторен в разных магнитных полях, соответствующих разным ларморовским частотам. По предложению нашего коллеги по Корнеллу, Роберта Силсби, мы отложили на графике разность между квадратами частот в жидкости и в кристалле в зависимости от приращения давления при давлениях выше точки *A*. К нашей радости, все точки легли на универсальную кривую, показанную на рис. 7, которая задается уравнением $\omega^2 - \omega_0^2 = \Omega_A^2(T)$, где T определялась из экстраполированного давления плавления. В этом соотношении ω — это наблюдаемая частота линии-спутника, а ω_0 — частота твердой фазы, равная ларморовской частоте в ^3He . Правая часть является возрастающей функцией от $1 - T/T_A$. Это было интерпретировано как появление параметра порядка при уменьшении температуры. Разность квадратов указывала на то, что в задаче присутствуют два магнитных поля — внешнее и внутреннее, связанное с параметром порядка и перпендикулярное к внешнему. Когда температура понижалась, величина внутреннего поля изменялась от 0 Гс до приблизительно 30 Гс, что гораздо больше, чем поле дипольного взаимодействия между двумя атомами ^3He , расположенными на среднем межатомном расстоянии друг от друга. На рисунке 8

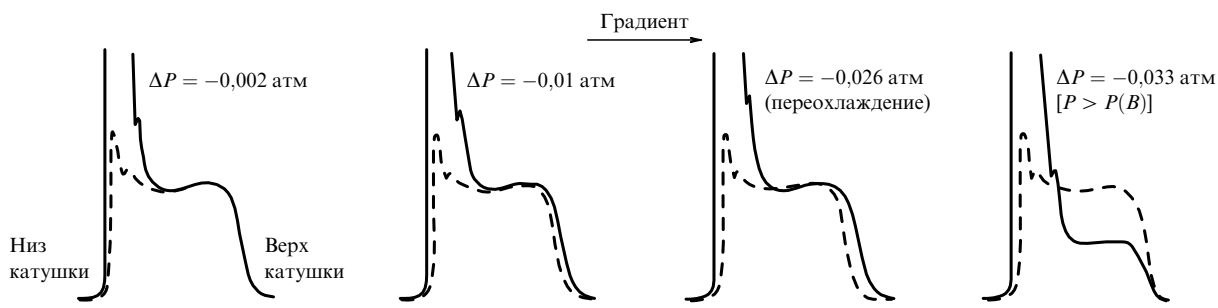


Рис. 5. Последовательность профилей ЯМР, измеренных при градиенте поля в ячейке, показанной на рис. 4, при охлаждении образца ^3He вдоль кривой плавления. Показаны результаты эксперимента, когда кристалл образовывался только на одном конце катушки. Восприимчивость, обусловленная жидкостью, резко уменьшается при охлаждении ниже точки *B*.

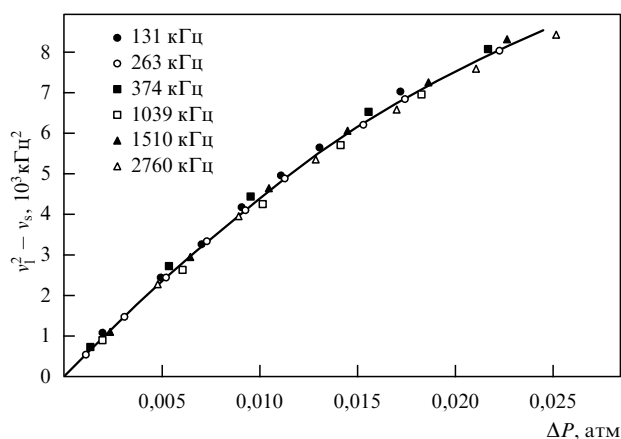


Рис. 7. Разность между квадратом частоты в жидкости и в кристалле (ларморовская частота) в зависимости от давления в ячейке Померанчука (за вычетом давления в точке A). Разные символы соответствуют данным при разных магнитных полях, как видно из значений ларморовских частот, показанных на врезке. Все точки ложатся на универсальную кривую.

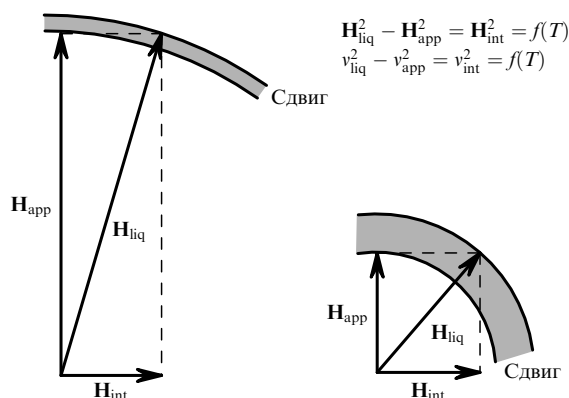


Рис. 8. Влияние внутреннего поля на частоту магнитного резонанса в ^3He A . Для данной температуры ширина заштрихованной области соответствует величине сдвига от ларморовской частоты. Показаны диаграммы для сильного и слабого внешнего поля.

показана векторная диаграмма, демонстрирующая, как складываются внешнее поле и перпендикулярное к нему внутреннее, чтобы дать формулу с суммой квадратов для сдвига частоты.

В начале лета 1972 г. нам было уже совершенно ясно, что странные явления, наблюдавшиеся на протяжении предыдущих шести месяцев, однозначно связаны с жидким ^3He . Поэтому мы очень беспокоились, чтобы исправить предварительную, но неверную интерпретацию, данную в нашей первой публикации. Была подготовлена вторая статья, которая описывала результаты наших ЯМР-экспериментов и в которой подробно обосновывалось, что обнаружены новые фазы жидкого ^3He . Эта статья была представлена в *Physical Review Letters*, но, к сожалению, была отвергнута рецензентом. Мы были поражены этим и потратили массу времени, пытаясь оспорить это решение. В конце концов разум восторжествовал и статья была наконец опубликована [50].

В это время все еще не было никакого теоретического понимания ни странного падения восприимчивости при B -переходе, ни еще более странного сдвига частоты в A -фазе. Может быть, малая восприимчивость B -фазы

связана с синглетным спариванием? Как отмечалось выше, для ^3He запрещено спаривание в s -состоянии, но d -спаривание было вполне возможным и уже обсуждалось Эмери и Сесслером [30]. Что же касается объяснения сдвига частоты, то здесь были только туманные соображения, что ^3He проявляет некий новый тип антиферромагнитного поведения. Конечно, мы обсуждали эти вопросы с членами нашей теоретической группы. Нейл Ашкрофт предположил, что мы должны рассмотреть возможность p -спаривания, а Вайней Амбегаокар указал на статью Бальяна и Вертхамера [32], которые уже рассматривали p -спаривание. Все так и оказалось, по крайней мере в B -фазе жидкого ^3He .

Как упоминалось во введении, Бальян и Вертхамер рассмотрели специальный случай p -спаривания ($S = 1$). Их состояние соответствует параметру порядка с тремя спиновыми компонентами, $S_z = +1$, $S_z = 0$ и $S_z = -1$, т.е. с $\uparrow\uparrow$, $(1/\sqrt{2})(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)$ и $\downarrow\downarrow$ состояниями. Поскольку состояние с $S_z = 0$ является как бы "бесспиновым", оно не дает вклада в восприимчивость. Таким образом, восприимчивость в модели Бальяна–Вертхамера при очень низких температурах должна была составлять $2/3$ от восприимчивости нормальной ферми-жидкости. На самом деле, из-за ферми-жидкостного взаимодействия восприимчивость в B фазе даже еще меньше. Другим свойством B фазы, которое хорошо согласовывалось с состоянием Бальяна–Вертхамера, было подавление этой фазы магнитным полем, которое мы наблюдали в некоторых наших ранних экспериментах по охлаждению Померанчука. Уже примерно при $0,6$ Т B -фаза больше не существует. При увеличении поля B -фаза вытесняется A -фазой в область более низких температур. Это объясняется тем, что более сильное магнитное поле подавляет пары $(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)$ с нулевым спином. Пары же $\downarrow\downarrow$ и $\uparrow\uparrow$ могут легко откликаться на поле, просто меняя ориентацию.

Предстояло еще решить загадку сдвига частоты в A фазе. За необычайно короткое время Энтони Легgett [51, 52] нашел блестящее решение этой проблемы. Было известно, что в обычных ЯМР-измерениях при высокой температуре слабое диполь-дипольное взаимодействие приводит, в основном, к уширению ЯМР-линии. Как могут эти слабые дипольные взаимодействия так сложиться, чтобы обеспечить сдвиг частоты, соответствующий внутреннему полю в 30 Гс, при самой низкой температуре в A -фазе? Легgett предложил гипотезу спонтанного нарушения спин-орбитальной симметрии и с помощью правил сумм смог получить правильный порядок величины для сдвига частоты [53]. Давайте посмотрим, как нарушение спин-орбитальной симметрии может обеспечить большой сдвиг частоты в сверхтекучей жидкости с p -спариванием. Слабое взаимодействие между очень малыми дипольными моментами ядер гораздо меньше одного микроэвельвина, но неким образом, несмотря на гораздо большую величину тепловых флуктуаций, присутствие куперовских пар должно привести к когерентному сложению всех дипольных моментов и к появлению эффективного внутреннего поля, достаточно большого, чтобы вызвать наблюдаемый сдвиг частоты. Это происходит оттого, что все куперовские пары должны быть скоррелированы, т.е. сцеплены вместе, поэтому все ядерные моменты действуют сообща и обеспечивают требуемое эффективное внутреннее магнитное поле. Таким путем мы последовательно получаем макроскопическое дипольное взаимодействие.

Рассмотрим две возможные конфигурации для вращения двух дипольных моментов друг относительно друга. Одна из них включает такие вращения, при которых угловой момент пары параллелен ядерным дипольным моментам, а в другой — момент перпендикулярен к ним. Эта последняя конфигурация имеет в классическом случае меньшую энергию и оказывается более выгодным состоянием. Из-за спонтанного нарушения спин-орбитальной симметрии она на самом деле будет гораздо более выгодной. Если мы введем вектор $\mathbf{l}$, соответствующий орбитальному угловому моменту пары, и определим вектор $\mathbf{d}$ как направление, вдоль которого спин имеет нулевую проекцию, то будет энергетически выгодно, чтобы $\mathbf{l}$ и $\mathbf{d}$ были параллельны.

В результате анализа системы фундаментальных уравнений движения, выведенных Леггеттом [54] (которые будут обсуждаться в разделе 4), мы имеем следующую картину ЯМР в A -фазе ^3He . Эксперименты по ядерному магнитному резонансу соответствуют колебаниям направления $\mathbf{d}$ вокруг $\mathbf{l}$, где направление $\mathbf{l}$ стабилизируется квазичастицами и границами системы. Здесь важно, что $\mathbf{d}$ и $\mathbf{l}$ — это макроскопические векторы, а возвращающий момент для колебаний $\mathbf{d}$ по отношению к $\mathbf{l}$ обеспечивается макроскопическим дипольным взаимодействием. Этот дополнительный возвращающий момент и дает сдвиг частоты, наблюдаемый в A -фазе ^3He .

Магнитная восприимчивость A -фазы во всем температурном диапазоне, где она существует, остается постоянной и равной своему значению для нормальной ферми-жидкости. Объяснение этому следующее: в отличие от B -фазы, A -фаза принадлежит к классу состояний спаривания с равными спинами и содержит только пары $\uparrow\uparrow$ и $\downarrow\downarrow$, которые могут непосредственно откликаться на любое изменение поля примерно так же, как и квазичастицы в нормальной ферми-жидкости. Состояние р-спаривания, предложенное Андерсоном и Морелом [30] в 1962 г., — одно из возможных состояний этого типа. Сейчас считается, что именно состояние Андерсона — Морела соответствует A -фазе сверхтекучего ^3He .

4. Период после открытия

Эксперименты, приведшие к открытию [55, 56], и данное Леггеттом объяснение сдвига частоты в A -фазе [51] были представлены летом 1972 г. на 13-й Международной конференции по физике низких температур в Боулдере, штат Колорадо. Обсуждение этих работ стимулировало дальнейшие исследования как экспериментальные, так и теоретические. Первые аномальные свойства течения, связанные с возможной сверхтекучестью в новых фазах, наблюдались группой из Хельсинского технологического университета [57] в экспериментах с колеблющейся струной в ячейке Померанчука. Настоящее сверхтекучее поведение было позднее продемонстрировано в экспериментах по четвертому звуку Янова и Реппи [58] и Коджимы, Паульсона и Уитли [59]. Эксперименты с ультразвуком, поставленные в Корнелле (также с ячейкой Померанчука) обнаружили заметный пик в затухании звука около A -перехода [60]. Пик связывали как с разрывом куперовских пар возле T_c , так и с коллективными модами (колебаниями параметра порядка). Эксперименты при давлениях ниже давления плавления были выполнены в Ла-Джолле адиабатическим размагничиванием порошка церий-магниевого нитрата, помещенного

непосредственно в образец с жидким ^3He . При использовании мелкодисперсного порошка увеличивалась поверхность его соприкосновения с ^3He , что позволило избежать большого теплового сопротивления границы между ними. Измерения теплоемкости при переходах в новые фазы ^3He дали кривые, характерные для перехода типа БКШ, с быстрым ростом теплоемкости при увеличении температуры до точки перехода, из-за распада пар и большего количества квазичастиц и с резким скачком в точке перехода [61]. Выше перехода имела место типичная линейная зависимость от температуры, характерная для нормальной ферми-жидкости. Эти результаты представлены на рис. 9.

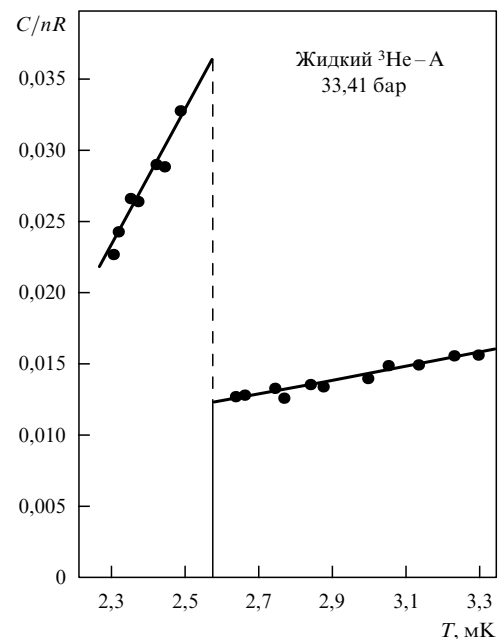


Рис. 9. Ранние измерения теплоемкости жидкого ^3He вблизи сверхтекучего перехода [61]. Такое поведение характерно для перехода БКШ со спариванием.

До сих пор я не упоминал о наличии третьей фазы, которая могла существовать только во внешнем магнитном поле. Свидетельства ее существования были обнаружены в наших решающих экспериментах, когда в магнитном поле вместо одной точки с изменением наклона кривой зависимости давления от времени, появлялись две очень близко расположенные точки, и наклон кривой менялся в каждой из них [62]. Таким образом, в магнитном поле переход A расщеплялся на два перехода. Вайней Амбегаокар и Давид Мермин еще до того, как они узнали об этих результатах, уже предсказали теоретически, что A -фаза должна линейно расщепляться в магнитном поле [63]. Они показали, что этого требует спаривание БКШ с $l = 1$, и обозначили новооткрытую фазу как A_1 . Особенно яркие особенности расщепления перехода A на два можно было видеть в данных Лоусона и др. [64] по затуханию ультразвука (рис. 10). Область температур, в которой существует A_1 -фаза, линейно растет с полем со скоростью 60 мК/Тл вплоть до полей в 10 Тл и выше. Считается, что A_1 -фаза имеет только одну спиновую компоненту — $|\uparrow\uparrow\rangle$.

Наконец, группа из Ла-Джоллы также изучала фазовую диаграмму в магнитном поле [65] при давлениях

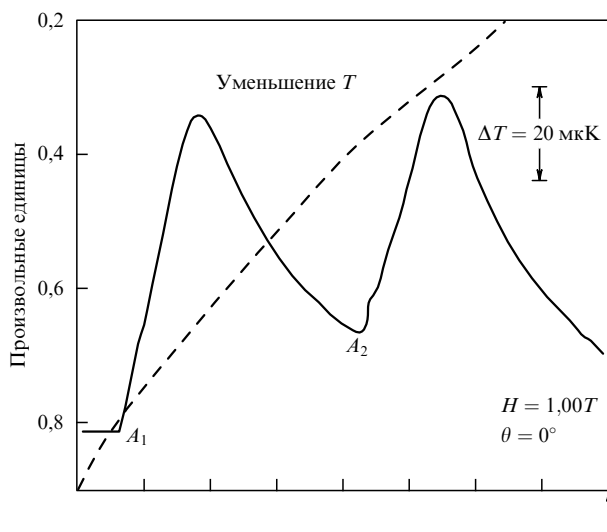


Рис. 10. Затухание звука в процессе охлаждения Померанчука в зависимости от времени в магнитном поле 1 Тл. Ясно видно расщепление A -перехода в магнитном поле. Точки A_1 и A_2 указывают на два результирующих перехода [64]. Пики затухания связаны с поглощением из-за коллективной моды и с разрывом пар вблизи переходов. Штриховая линия изображает давление плавления и демонстрирует два излома, соответствующих переходам A_1 и A_2 .

ниже давления плавления с помощью сверхпроводящего интерферометра (СКВИДа) по статической намагниченности жидкости. Образец ^3He и магнит, создававший внешнее поле, содержались в отдельной колонне, окруженной магнитным экраном из сверхпроводящего ниобия. Между образцом жидкого ^3He в колонне и церий-магниевым нитратом в основной ячейке поддерживался хороший тепловой контакт благодаря столбу жидкого ^3He . Самым ярким открытием в этих экспериментах было сужение области существования A фазы и ее окончательное исчезновение в нулевом поле в поликритической точке, как показано на рис. 11. Схематическая P – T – H фазовая диаграмма на рис. 12 отражает все особенности, обсуждавшиеся выше.

Вскоре после открытия A - и B -фаз в Корнелле низкотемпературные лаборатории всего мира развили бурную деятельность по исследованию их свойств. Теоретики в области физики конденсированного состояния активно занялись объяснением наблюдаемых эффектов и предсказанием новых. Одной из основных задач стала правильная идентификация параметров порядка, соответствующих A - и B -фазам ^3He . В нашей экспериментальной группе в качестве рабочей гипотезы мы принимали, что $^3\text{He } A$ соответствует р-спариванию с равными спинами, которое впервые рассмотрели Андерсон и Морел [31] в 1961 г., а $^3\text{He } B$ соответствует состоянию, предложенному Бальяном и Вертхаммером [32] в 1963 г. Как отмечалось в предыдущем разделе, эти состояния по меньшей мере не противоречили нашим экспериментам в Корнелле.

Как состояние Андерсона–Морела, так и состояние Бальяна–Верххамера для р-спаривания были состояниями с полным $L = 1$ и полным $S = 1$. Состояние Андерсона–Морела — это состояние с орбитальным квантовым числом $m = 1$ относительно некоторого направления $\hat{d}$ и спиновым числом $m = 0$ относительно направления $\hat{d}$. Напомним, что мы уже вводили $\hat{d}$, как

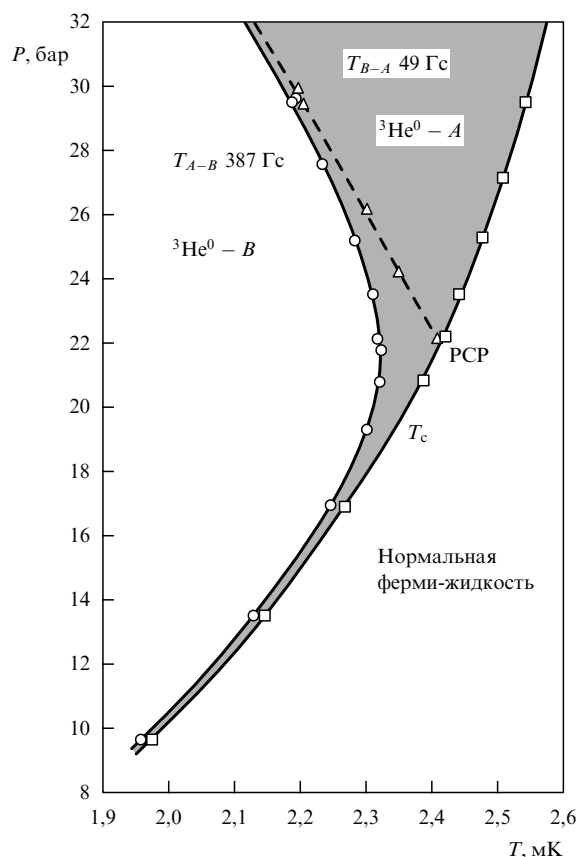


Рис. 11. Экспериментальные данные Паульсона, Коджимы и Уитли [65]. В самых слабых магнитных полях A -фаза не существует ниже поликритической точки РСР, давление в которой примерно равно 22 бар. В более сильных полях, B -фаза подавляется в пользу A -фазы даже при самом низком давлении и поликритическая точка исчезает.

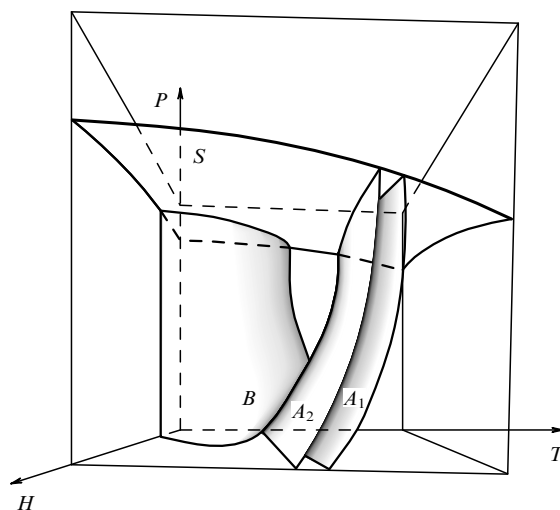


Рис. 12. Схематическая P – T – H диаграмма, показывающая общую топологию фазовой диаграммы сверхтекучих фаз A , A_1 и B в жидком ^3He . A_1 -фаза существует между поверхностями, обозначенными как A_1 и A_2 . Фаза A возникает при температурах ниже границы A_2 . Граница между фазами A и B обозначена как B . Поверхность S соответствует кривой плавления.

направление, вдоль которого проекция спина равна нулю. Представим параметр порядка Андерсона–Морела как произведение орбитальной части в координатном или импульсном пространстве и спиновой части

$$\psi_{AM} = (\text{орбитальная часть}) \times (\text{спиновая часть}).$$

Если мы ограничимся только угловыми переменными, то параметр порядка Андерсона–Морела можно записать как

$$\psi_{AM} \sim \exp(i\phi) \sin \theta \left[\frac{1}{2} (\uparrow\uparrow + \uparrow\downarrow) \right],$$

где сферическая гармоника $Y_{11} \sim \exp(i\phi) \sin \theta$ определяет полярную ось $\hat{I}$, соответствующую направлению орбитального углового момента пары. В приведенном выражении для спиновой триплетной волновой функции проекция спина определяется относительно оси $\hat{d}$, поэтому возникает только компонента $(\uparrow\uparrow + \uparrow\downarrow)$. Мы видим, что для состояния Андерсона–Морела спиновая часть параметра порядка не зависит ни от одной из орбитальных переменных и является константой в орбитальном пространстве, т.е. вектор $\hat{d}$ один и тот же для всех точек поверхности Ферми в k -пространстве. Как мы уже отмечали, классические соображения, учитывающие дипольное взаимодействие с учетом спонтанно нарушенной спин-орбитальной симметрии, показывают, что более выгодным оказывается состояние с $\hat{I} \parallel \hat{d}$. На рисунке 13а представлен набросок параметра порядка Андерсона–Морела с учетом этого обстоятельства. Маленькие стрелки соответствуют вектору $\hat{d}$, а большие — вектору $\hat{I}$. Одной из важных особенностей этого параметра порядка является угловая анизотропия с нулями при $\theta = 0$ и $\theta = \pi$. Поведение энергетической щели в теории БКШ определяется параметром порядка, так что нули щели также возникают при $\theta = 0, \pi$, как показано на рис. 13б. Полная трехмерная картина получается вращением вокруг оси $\hat{I}$. Картины ориентаций вектора $\hat{I}$, как функций координат в жидкости, весьма подобны тем, что встречаются в жидких кристаллах. Они были названы текстурами. Амбегаокар, де Жен и Райнер [66] показали, что вектор $\hat{I}$ должен быть перпендикулярен к стенкам сосуда. Это граничное условие играет важную роль при определении вида текстуры в жидком ^3He .

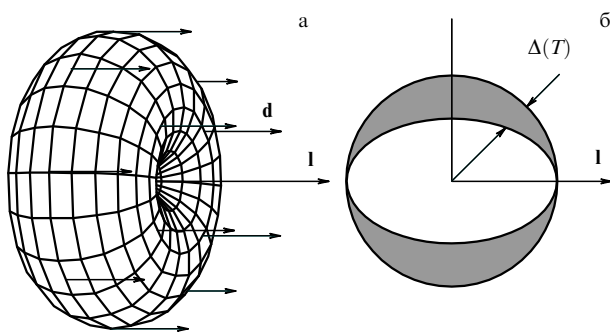


Рис. 13. Трехмерное представление параметра порядка Андерсона–Морела. Вектор $\hat{I}$ в центре определяет ось параметра порядка. Вдоль этой оси амплитуда равна нулю, что соответствует зависимости $\sin \theta$, где θ — полярный угол по отношению к оси $\hat{I}$. Вектор $\hat{d}$ имеет одно и то же направление для всех точек на поверхности Ферми (а). Заштрихованной областью показана анизотропная энергетическая щель. Ясно видны два нуля в направлении $\hat{I}$ (б).

Направление $\hat{I}$ также чувствительно к течению жидкости и к внешнему магнитному полю.

Состояние $(1/\sqrt{2})(\uparrow\uparrow + \uparrow\downarrow)$ может быть повернуто в спиновом пространстве, что приводит к варианту параметра порядка Андерсона–Морела со спариванием с равными спинами

$$\psi_{AM} \sim \exp(i\phi) \sin \theta [(\uparrow\uparrow) + \exp(i\Phi)(\downarrow\downarrow)],$$

где Φ — фазовый множитель, который оказывается полезным при обсуждении экспериментов по продольному ЯМР. Это представление показывает, что параметр порядка Андерсона–Морела может быть описан только через состояния $|\uparrow\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\downarrow\rangle$, как уже отмечалось. Фаза A_1 имеет орбитальные свойства, включая нули щели, описываемые состоянием Андерсона–Морела, но содержит только пары в состоянии $|\uparrow\uparrow\rangle$.

Обсудим теперь состояние Бальяна–Вертхамера. Наиболее простое состояние Бальяна–Вертхамера — это 3P_0 состояние, описываемое волновой функцией

$$\psi_{BW} \sim Y_{1,-1}|\uparrow\uparrow\rangle + Y_{10}|\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow\rangle + Y_{11}|\downarrow\downarrow\rangle,$$

так что оно включает все три спиновые комбинации и поэтому не является состоянием спаривания с равными спинами. Поскольку в 3P_0 состоянии полный момент равен нулю, $J = 0$, оно будет сферически симметричным. Если учесть это обстоятельство, то можно, как это обычно делается, задать состояние Бальяна–Вертхамера через вектор $\hat{d}$, записав его в сферически симметричном виде $\hat{d} = \text{const} \times \hat{k}$. Заметим, что в отличие от состояния Андерсона–Морела, $\hat{d}$ зависит от $\hat{k}$.

Это простое состояние еще не полностью описывает параметр порядка сверхтекучего ^3He . Если учитывать только самые важные взаимодействия, энергия не будет изменяться при повороте спина и орбитальных координат друг относительно друга. В B -фазе мы можем поворачивать $\hat{d}$ вокруг некоторой оси $\hat{n}$, чтобы получить $\hat{d} = R\hat{k}$, где R — произвольное вращение вокруг оси $\hat{n}$. Это вырождение снимается, если учесть слабое дипольное взаимодействие, которое, как будет показано ниже, приводит к повороту спиновых координат по отношению к орбитальным на угол 104° . Эта слабая анизотропия позволяет наблюдать в сверхтекучем ^3He текстуры, связываемые с жидкокристаллическим поведением. Тем не менее в целом параметр порядка все равно сферически симметричен, что приводит к изотропной энергетической щели, как в сверхпроводниках с s -спариванием. На рисунке 14а показан параметр порядка с $\hat{d}$ повернутым вокруг некоторой оси $\hat{n}$ на 104° , а на рис. 14б показана изотропная энергетическая щель.

Итак, я описал основные свойства состояний Андерсона–Морела и Бальяна–Вертхамера, которые были предварительно отождествлены соответственно с $^3\text{He A}$ и $^3\text{He B}$. Но оставалось найти ответ на еще один важный вопрос. Ранние исследования возможных параметров порядка с p -спариванием показали, что состояние Бальяна–Вертхамера должно иметь более низкую свободную энергию и поэтому всегда будет более выгодным. С другой стороны, существование состояния типа Андерсона–Морела в ^3He было надежно установлено в эксперименте. Это кажущееся противоречие было разрешено Андерсоном и Бринкманом [67], которые ввели понятие обратной связи спиновых флуктуаций, что

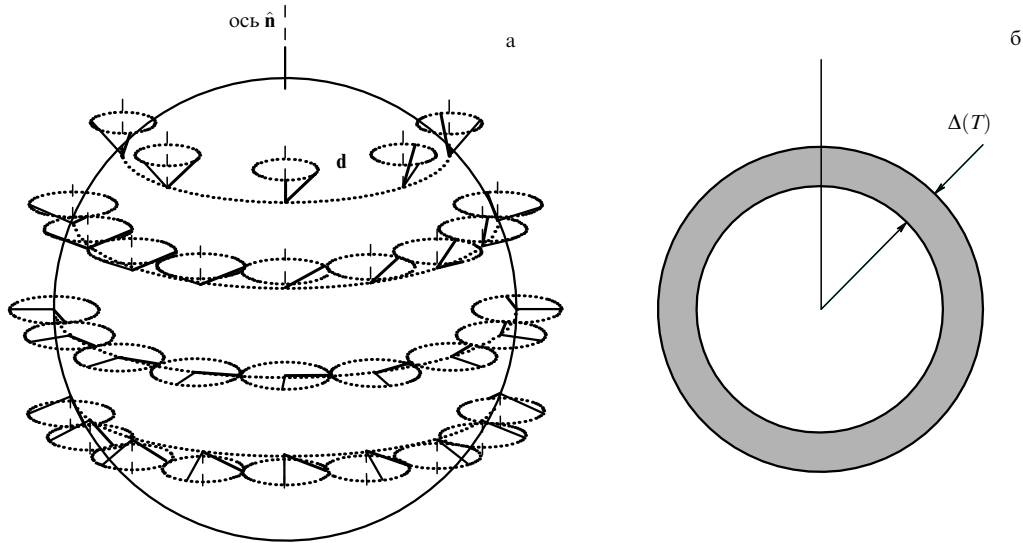


Рис. 14. Параметр порядка для сверхтекучего ^3He *B*. Для всех точек ферми-поверхности показаны векторы $\mathbf{d}$ (представленные толстыми линиями), развернутые от радиального направления (тонкие линии) на 104° вокруг вектора $\hat{n}$. Ось вращения $\hat{n}$ направлена вертикально (а). Изотропная энергетическая щель для параметра порядка Бальяна–Вертхамера показана заштрихованной областью. Обычные синглетные сверхпроводники также имеют изотропную энергетическую щель (б).

приводит к устойчивости фазы Андерсона–Морела. (Вспомним обсуждение возможной роли спиновых флуктуаций Лейзером и Фэм.) Поскольку спаривание в ^3He обусловлено самими квазичастицами, любые изменения их состояния должны влиять на механизм спаривания, в том числе и на то, когда оно начинается. Андерсон и Бринкман показали, что эффект обратной связи в отсутствие магнитного поля действительно мог бы стабилизировать фазу Андерсона–Морела, которая была переименована в фазу Андерсона–Бринмана–Морела или в АБМ-фазу. Эти работы привели к всеобщему признанию того, что АБМ-состояние соответствует ^3He *A*, а состояние Бальяна–Вертхамера соответствует ^3He *B*. Последующие всесторонние исследования различных механизмов спаривания, проведенные Сереном и Райнером, не изменили этого вывода [68].

Никакое общее обсуждение свойств сверхтекучего ^3He не будет полным без анализа макроскопического взаимодействия ядерных диполей и его роли в ярких эффектах ЯМР, наблюдавшихся экспериментально. Общая схема расчета дипольного взаимодействия заключается в том, чтобы взять квантовомеханическое среднее дипольного гамильтониана по волновой функции пары (параметру порядка). Можно показать, что дипольная свободная энергия равна

$$\Delta F_D = \begin{cases} -\frac{3}{5} g_D(T) [1 - (\mathbf{d} \cdot \mathbf{l})^2], & \text{A-фаза,} \\ \frac{4}{5} g_D(T) \left\{ \cos \theta + 2 \cos^2 \theta + \frac{3}{4} \right\}, & \text{B-фаза,} \end{cases}$$

где

$$g_D \approx 10^{-3} \left(1 - \frac{T}{T_c} \right) \text{ эрг см}^{-3}.$$

Таким образом, чтобы минимизировать свободную энергию, $\mathbf{l}$ и $\mathbf{d}$ должны быть параллельны для случая АБМ-состояния (*A*-фаза) в соответствии с предыдущим качественным рассмотрением. Для состояния Бальяна–Вертхамера простое вычисление показывает, что диполь-

ная энергия минимальна при $\theta = \cos^{-1}(-1/4) = 104^\circ$, что подтверждает сделанное ранее утверждение.

Учитывая макроскопическое дипольное взаимодействие, Леггетт [52] вывел систему связанных уравнений, дав тем самым полное описание спиновой динамики сверхтекучего ^3He . Его уравнения движения имеют вид

$$\dot{\mathbf{S}} = \gamma \mathbf{S} \times \mathbf{H} + R_D(T),$$

$$\dot{\mathbf{d}} = \mathbf{d} \times \gamma \mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{d} \times \gamma \left(\mathbf{H} - \frac{\gamma \mathbf{S}}{\chi} \right).$$

Первый член в первом уравнении Леггетта соответствует ларморовской прецессии (обычный ЯМР), в то время как второй член представляет возвращающий момент, обусловленный дипольным взаимодействием. Второе уравнение описывает прецессию вектора $\hat{\mathbf{d}}$ в эффективном поле. Движения векторов $\mathbf{S}$ и $\mathbf{d}$ связаны между собой. В *A*-фазе $R_D(T)$ принимает особенно простой вид:

$$R_D(T) = \frac{6}{5} g_D(T) [\mathbf{d} \times \mathbf{l}] (\mathbf{d} \cdot \mathbf{l}).$$

Именно этот член приводит к сдвигу частоты в сверхтекучем ^3He *A*. Связанное движение векторов $\mathbf{S}$ и $\mathbf{d}$, полученное из уравнений Леггетта, представлено на рис. 15, который показывает свободную прецессию после импульса, поворачивающего спин на 10° . Вектор спина, прецессирующий вокруг внешнего постоянного магнитного поля, описывает эллипс, а единичный вектор $\hat{\mathbf{d}}$ при этом рисует восьмерку на единичной сфере.

С помощью этой красивой теории, описывающей динамику параметра порядка, Леггетт вычислил сдвиг частоты поперечного (обычного) ЯМР как для состояния АБМ, так и для состояния Бальяна–Вертхамера. Вычисление сдвига частоты для АБМ состояния дает соотношение $\omega^2 - \omega_0^2 = \Omega_A^2(T)$, обнаруженное в нашем эксперименте. В состоянии Бальяна–Вертхамера сдвиг частоты поперечного резонанса отсутствует, снова в согласии с экспериментом. Уравнения Леггетта предсказывают

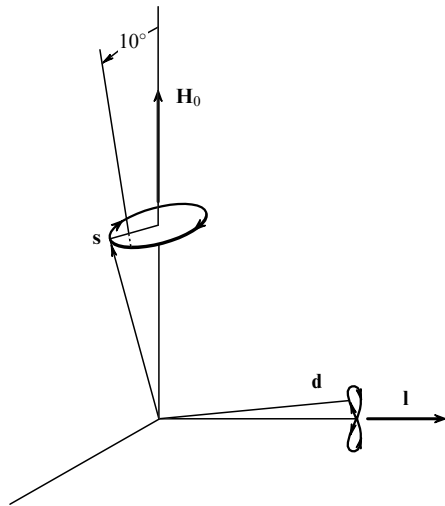


Рис. 15. Свободная прецессия вектора спина и вектора d согласно уравнениям Леггетта после импульса, поворачивающего спин на 10° .

также существование продольного резонанса в обоих состояниях. В экспериментах по продольному резонансу радиочастотная катушка располагается параллельно приложенному постоянному магнитному полю H_0 , так что $H_{rf} \parallel H_0$. В случае же обычного (поперечного) ЯМР $H_{rf} \perp H_0$. Во время нашего первого эксперимента мы обсуждали такую возможность для A -фазы, так как выражение для частоты в виде суммы квадратов предполагает, что внутреннее поле перпендикулярно внешнему (см. рис. 8). Мы совсем не думали, что в B -фазе также должен иметь место продольный магнитный резонанс. Сигналы продольного резонанса наблюдались Ошеровым и Бринкманом [70] в Белловской лаборатории в обеих фазах. Позднее мы наблюдали продольный магнитный резонанс в A -фазе и в Корнелле [71]. (Типичные частоты продольного резонанса простираются до 100 кГц в $^3\text{He } A$ при давлении плавления.) Продольная частота в $^3\text{He } A$, $\Omega_A(T)$ связана с продольной частотой в $^3\text{He } B$, $\Omega_B(T)$ соотношением

$$\left[\frac{\Omega_B(T)}{\Omega_A(T)} \right]^2 = \frac{5}{2} \frac{\chi_B}{\chi_A}.$$

Продольный резонанс наблюдался также Веббом и др. [72], когда они прикладывали постоянное поле в форме ступеньки и наблюдали продольный радиочастотный сигнал при помощи СКВИДа.

Важной отличительной чертой сверхтекучего ^3He , по сравнению с более обычными сверхпроводниками и сверхтекучим ^4He , является наличие внутренних степеней свободы параметра порядка. До сих пор мы обсуждали в основном спиновые степени свободы и то, как они связаны с экспериментами по ЯМР. Наблюдения выявили также множество интересных явлений, связанных с орбитальными степенями свободы. Например, орбитальная анизотропия A -фазы приводит к анизотропным свойствам потока. Мермин и Хо [73] показали, что это совершенно меняет характер квантования вихревого движения, приводя к новым механизмам затухания сверхтекучего тока. Анизотропия сверхтекучей плотности была впервые открыта в Корнелле Бертольдтом, Джанеттой, Смитом и Реппи [74] с использованием

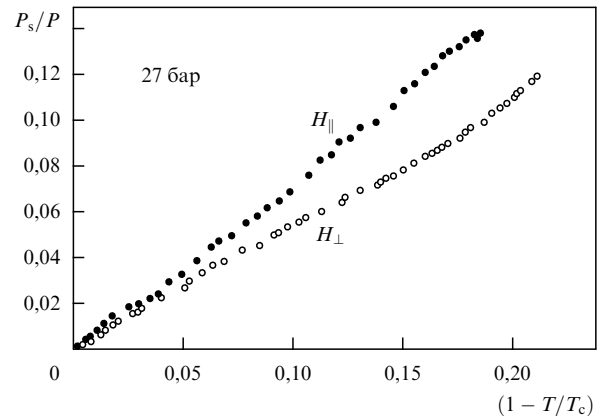


Рис. 16. Анизотропия сверхтекучей плотности, определенная из измерений с крутильным маятником Бертольдтом, Джанеттой, Смитом и Реппи [74]. Показаны две разные ориентации параметра порядка. Параметр порядка ориентируется внешним магнитным полем благодаря дипольному взаимодействию.

техники крутильного маятника. На рисунке 16 показаны их результаты для двух ориентаций A -фазы, получающихся при разном направлении внешнего магнитного поля.

Особенно активно занимались изучением распространения звука в сверхтекучем ^3He . Как уже говорилось выше, механизмы затухания звука в сверхтекучей жидкости, в основном, связаны с разрывом пар, когда $\hbar\omega_{\text{sound}} > 2\Delta$, и с коллективными модами, соответствующими внутренним колебаниям куперовских пар. Поскольку динамика куперовских пар управляется макроскопическим параметром порядка, они возбуждаются когерентно и поэтому колеблются в фазе. Колебания пар, которые зацепляются за флуктуации плотности, могут возбуждаться звуковыми волнами. Коллективные моды аналогичны возбужденным состояниям атомов, но в случае сверхтекучего ^3He вся жидкость участвует в коллективном движении — яркий пример лондоновской квантовой механики на макроскопическом масштабе, которая на этот раз связана с орбитальными внутренними степенями свободы.

Энергетическая щель в $^3\text{He } A$ обращается в нуль в двух точках, в которых ось $\hat{l}$ протыкает поверхность Ферми. Благодаря этому, распад пар может иметь место при всех температурах вплоть до абсолютного нуля. Анизотропию в сверхтекучем $^3\text{He } A$ проявляют и коллективные моды. Первым свидетельством орбитальной анизотропии в $^3\text{He } A$ были ранние эксперименты Лоусона и др. [75] и Роача и др. [76]. С другой стороны, B -фаза имеет изотропную энергетическую щель и поэтому распад пар может происходить только при частотах выше некоторого конечного порога. Поэтому в $^3\text{He } B$ можно изучать коллективные моды без усложнения, вносимого распадом пар, пока энергия звукового кванта $\hbar\omega$ меньше, чем 2Δ . При самых низких температурах квазичастиц очень мало и поэтому уширением коллективных мод за счет столкновений с квазичастицами можно совершенно пренебречь. Поэтому ожидается, что линии поглощения звука, связанные с коллективными модами в сверхтекучем $^3\text{He } B$, будут очень узкими. Следовательно, аналогия между колебаниями пар и возбужденными состояниями в атомах лучше

всего иллюстрируется коллективными модами в сверхтекучем ^3He В.

В наших последующих ультразвуковых экспериментах для охлаждения жидкого ^3He до перехода в сверхтекучее состояние мы использовали методы ядерного адиабатического размагничивания. Современные эксперименты со сверхтекучим ^3He используют именно эту технику. Она была предложена Николасом Курти и его сотрудниками в Оксфордском университете [77], но для охлаждения жидкого ^3He впервые использовалась Джоном Гудкайндом и его аспирантами в Калифорнийском университете в Сан-Диего [78]. Ядерное адиабатическое размагничивание связки медных проводов или пластин для охлаждения жидкого ^3He глубоко в сверхтекучий режим было доведено до уровня стандартной технологии Олли Лоунасмья и его группой в Хельсинкском технологическом университете [79]. Как и в случае адиабатического размагничивания парамагнитных солей, при этой технике доступны давления ниже давления плавления жидкого ^3He , но ее преимущество в том, что она позволяет получать гораздо более низкие температуры (намного ниже 1 мК). Чтобы преодолеть большое тепловое сопротивление границы между образцом ^3He и медной связкой, в ячейку с ^3He помещался серебряный теплообменник с очень большой площадью поверхности, который жестко термически связывался со стенкой ячейки.

Две коллективные моды, которые мы изучали в сверхтекучей В фазе, называются мнимой и действительной сквошинг модами. Они соответствуют двум различным типам периодических возмущений энергетической щели. Эти моды теоретически впервые изучали Вёльфле [80], Серен [81] и Маки [82]. Обе эти моды имеют полный угловой момент $J = 2$, в отличие от основного состояния с $J = 0$, соответствующего параметру порядка в В-фазе. Мы пренебрегаем эффектом поворота спиновых координат в основном состоянии на 104° относительно орбитальных, который несуществен для наших исследований затухания ультразвука. Действительная сквошинг мода гораздо слабее связана со звуком, чем мнимая. Эти моды возбуждаются ультразвуком на частотах, которые определяются следующими выражениями:

$$\hbar\omega_{\text{sound}} = \begin{cases} \sqrt{\frac{12}{5}} \Delta(T), & \text{мнимая сквошинг мода,} \\ \sqrt{\frac{8}{5}} \Delta(T), & \text{действительная сквошинг мода.} \end{cases}$$

В этих экспериментах использовались кварцевые пьезоэлектрические звуковые генераторы с фиксированной частотой, работающие на частотах гармоник от 40 до 120 МГц. Поэтому профиль линии поглощения звука должен был определяться сканированием не частоты, а щели $\Delta(T)$ через изменение температуры. Эксперименты по затуханию звука были выполнены в Корнелле Джиа-неттой и др. [83]. Результаты сканирования температуры показаны на рис. 17, где затухание звука представлено в зависимости от температуры. Ясно выражены три хорошо разрешенных пика. Широкий пик при самой высокой температуре связан с разрывом пар. Промежуточный пик — это мнимая сквошинг мода. Для этих высокотемпературных пиков затухание так велико, что оно не могло быть измерено в нашем эксперименте. Маленький, очень узкий низкотемпературный пик —

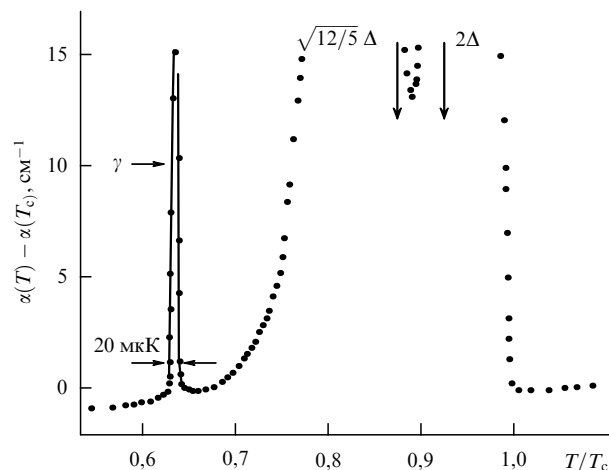


Рис. 17. Затухание ультразвука в сверхтекучем ^3He В. Показаны пики из-за разрыва пар, из-за мнимой сквошинг моды и узкий пик, связанный с действительной модой [83]. Очень сильное затухание, связанное с распадом пар и с мнимой модой, не позволяет наблюдать максимумы соответствующих пиков. Данные были получены при постоянной частоте звука в результате сканирования температуры.

это действительная сквошинг мода. Малая величина этого пика происходит от слабой связи этой моды со звуком. Наблюдения действительной сквошинг моды были проведены Масто и др. [84] одновременно с экспериментами Джиа-нетты и др.

Действительная и мнимая сквошинг моды демонстрируют эффективное поведение в присутствии магнитных полей. Эти эффекты были впервые обнаружены в экспериментах Авенеля, Вароко и Эбисавы [85] для действительной моды, которая испытывает пятикратное зеемановское расщепление, соответствующее возбужденному состоянию с $J = 2$ и линейное по полю для слабых полей, как показано на рис. 18. Подобное

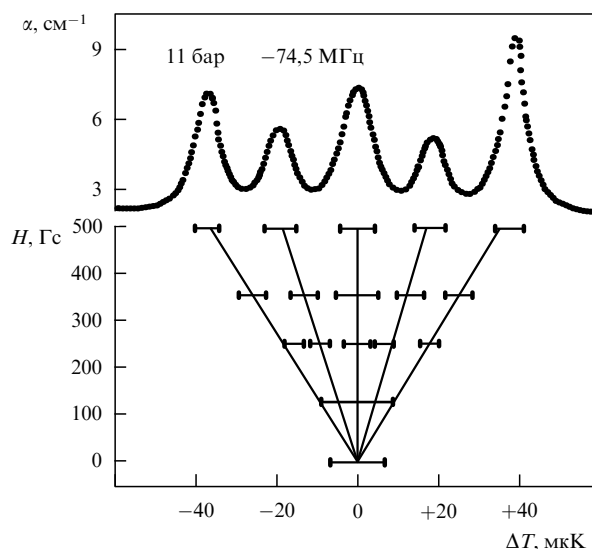


Рис. 18. Расщепление действительной сквошинг моды в магнитном поле по наблюдениям Авенеля, Вароко и Эбисавы [83]. Также показаны пики затухания при распространении звука перпендикулярно магнитному полю.

пятикратное расщепление для мнимой моды наблюдалось в Корнелле Мовшовичем и др. [86] с использованием специальной техники. Это расщепление действительной и мнимой сквошинг мод было впервые предсказано Тевордом и Шополом [87]. На рисунке 19 схематически показан спектр этих мод. В левой части рисунка показан спектр объемного образца сверхтекучего ^3He *B* без магнитного поля, а в правой части — пятикратное расщепление в магнитном поле возбужденных мод с $J = 2$. Эти спектры являются яркими примерами роли магнитных и орбитальных степеней свободы в волновой функции возбужденного состояния пары. Это еще одно проявление идеи Лондона о квантовой механике на макроскопическом масштабе — на этот раз в возбужденных модах, включающих одновременно спинные и орбитальные степени свободы.



Рис. 19. Схематическая диаграмма, показывающая обсуждаемые в тексте коллективные моды в сверхтекучем ^3He *B*. Левая часть диаграммы показывает спектр без магнитного поля. Пятикратно вырожденные действительная и мнимая сквошинг моды с $J = 2$ показаны вместе с порогом разрыва пар, который до некоторой степени аналогичен энергии ионизации атома. Правая часть диаграммы показывает пятикратное зеемановское расщепление этих коллективных мод. У мнимой сквошинг моды g фактор меньше, чем у действительной. В магнитном поле порог разрыва пар соответствует меньшей энергии, частично в результате деформации щели.

5. Некоторые важные направления дальнейшего развития

Сверхтекучий ^3He — сложная и красивая система, где внутренние степени свободы играют заметную роль и приводят к целому ряду явлений, не наблюдаемых в обычных сверхпроводниках с s -спариванием или в сверхтекучем ^4He . В отличие от обычных сверхпроводников, спаривание определяется непосредственно взаимодействием между квазичастицами и не опосредовано обменом фононами в решетке ионов. Сложная фазовая диаграмма демонстрирует существование трех различных фаз жидкого ^3He каждая со своим уникальным набором свойств. Мы уже обсуждали, каким образом идея Лондона о квантовой механике на макроскопическом масштабе может быть применена к экспериментам по ядерному магнитному резонансу и к исследованиям коллективных мод, возбуждаемых звуком. Интересные эффекты из других областей физики конденсированного состояния также наблюдались в сверхтекучем ^3He . Мы только кратко упомянули об анизотропных свойствах потока, связанных с анизотропией энергетической щели и нулями щели в A - и A_1 -фазах. Кроме этого, линии-спутники ЯМР в ^3He *A*, впервые наблюдавшиеся для продольного резонанса Авенелем и др. [88], а для поперечного резонанса Гоулдом и Ли [89], были интерпретированы [90] как проявление солитонов, которые напоминают тонкие доменные стенки, где резко меняются направления векторов $\hat{\mathbf{i}}$ и $\hat{\mathbf{d}}$.

Второй звук, до этого наблюдавшийся в сверхтекучем ^4He , был наконец обнаружен Корручини и Ошеровым [91] в A_1 -фазе сверхтекучего ^3He , где он представляет собой волнообразное распространение тепла и одновременное распространение волны спиновой плотности. Это связано с тем, что сверхтекучая плотность в двухжидкостной модели содержит только пары со спинами вверх. Поскольку пары со спинами вниз не присутствуют в параметре порядка A_1 -фазы, плотность квазичастиц со спинами вниз, составляющих нормальную жидкость, остается большой при самых низких температурах. Это условие не выполняется для A - и B -фаз, где второй звук сильно затухает из-за относительного дефицита нормальной жидкости. Согласно двухжидкостной модели распространение тепла связано с нормальной компонентой. Поэтому волнообразное распространение тепла будет связано с чередованием областей, где преобладает либо нормальная, либо сверхтекучая плотность, что приводит к распространению волн спиновой плотности.

В последние годы исследования сверхтекучего ^3He во вращающихся криостатах проводят в Корнелле, в Хельсинкском технологическом университете, в Калифорнийском университете в Беркли и, в самое последнее время, в университете Манчестера. Изучение постоянных токов в сверхтекучем ^3He *A* и *B* Джоном Реппи и его сотрудниками в Корнелле дало окончательное доказательство, что обе фазы действительно являются настоящими сверхтекучими жидкостями [92, 93]. Сама сложность сверхтекучего ^3He ведет к большому многообразию вихревого поведения, которому в последнее время уделяется огромное внимание в Хельсинки. Были приложены значительные экспериментальные и теоретические усилия, чтобы понять и классифицировать это необычное вихревое поведение [94, 95]. Наконец, Ричард Пакард и его сотрудники исследовали вихри в ^3He *B*, используя

технику колеблющейся струны, разработанную Виненом [96] для сверхтекучего ^4He , и выявили роль куперовских пар в вихрях [97]. Значительный прогресс был достигнут также физиками Института физических проблем им. П.Л. Капицы в Москве. Им удалось стабилизировать большие области сверхтекучего ^3He со спинами, однородно прецессирующими с одной частотой, несмотря на присутствие значительного градиента магнитного поля. Спиновые супертоки играли важную роль при создании этих однородно прецессирующих областей. Одним из наиболее важных результатов, проистекающих из этой работы, было наблюдение эффекта Джозефсона со спиновыми токами [98].

Исследование сверхтекучего ^3He может иметь некоторое отношение к изучению экзотических сверхпроводников [99]. В частности, сложные (не s-волновые) параметры порядка были предложены для систем с тяжелыми фермионами и для высокотемпературных сверхпроводников. В последнем случае, некоторые совсем недавние эксперименты по туннелированию [100] и магнитометрические измерения [101] дают убедительное свидетельство, что в высокотемпературных сверхпроводящих купратах может реализовываться d-спаривание. В разных лабораториях всего мира ведутся работы по проверке этого результата. Что касается систем с тяжелыми фермионами, то UPt_3 оказался очень вероятным кандидатом на спаривание с $l > 0$ [99, 102]. Эта система имеет сложную фазовую диаграмму с несколькими сверхпроводящими фазами, а также проявляет термические свойства, согласующиеся с нулями щели.

Методы охлаждения и измерения температуры, развитые в лабораториях всего мира для изучения сверхтекучего ^3He , уже оказались полезными. Например, фазовые переходы в сверхтекучем ^3He вдоль кривой плавления могут служить термометрическими фиксированными точками. А метод ядерного адиабатического размагничивания использовался в Хельсинкском технологическом университете для изучения ядерного магнитного упорядочения в твердых телах в субмикрокельвиновском диапазоне температур [103].

В области астрофизики теоретические исследования внутренности нейтронных звезд указали на возможность нейтронного сверхтекучего основного состояния с $^3\text{P}_2$ параметром порядка [104]. Кроме этого, сверхтекучий ^3He может служить модельной системой для процессов в ранней Вселенной. Проведением аналогий между фазами жидкого ^3He и фазами вакуума в ранней Вселенной особенно много занимался Григорий Воловик [105]. По мере охлаждения Вселенная переходит от горячей бесструктурной фазы к той, которую мы знаем сегодня — через фазовые переходы с нарушением симметрии. Были даже выполнены некоторые эксперименты со сверхтекучим ^3He , развивающие эту аналогию [106–108].

6. Заключение

Сверхтекучий ^3He оказался необычайно занимательным для тех, кто работал в этой области. Роль внутренних степеней свободы куперовских пар придала новое значение предположению Лондона, что квантовая механика на макроскопическом уровне может описать сверхтекучесть.

Кроме этого, изучение экзотических сверхтекучих жидкостей стимулировало исследователей во многих

других областях. Мы уже говорили о том, как в физике конденсированного состояния исследование сверхтекучего ^3He может быть связано с высокотемпературной сверхпроводимостью, сверхпроводимостью тяжелых фермионов и с жидкими кристаллами. Методы ЯМР, которые мы использовали в наших экспериментах, были одной из самых ранних попыток создавать изображения с помощью магнитного резонанса, что широко применяется сейчас в качестве диагностического метода в медицине и в биологии.

Явления в жидком ^3He могут быть также связаны с астрофизикой. Состояния с р-спариванием в сверхтекучем ^3He могут иметь аналоги в нейтронных звездах. Фазовые переходы в ^3He могут также служить моделью для переходов в ранней Вселенной.

Важность той или иной области исследований можно оценить по ее влиянию на другие области науки. Несмотря на то, что сверхтекучий ^3He существует в труднодоступном интервале температур, куда можно попасть только с помощью весьма специализированной техники, как методы, так и результаты исследований сверхтекучего ^3He действительно имели значительное влияние на самые разнообразные области исследований.

Мы признательны Национальному фонду поддержки науки за помощь нашей научной программе на протяжении более чем 36 лет. Мы также получили поддержку Агентства углубленных исследовательских проектов. Хотя эта помощь продолжалась более короткое время, это был очень важный период, когда были получены наиболее интересные из обсуждавшихся здесь результатов.

Список литературы

1. Kamerlingh Onnes H *Proc. Acad. Sci. Amsterdam* **11** 168 (1908)
2. Kamerlingh Onnes H *Leiden Comm.* **1226** 124c (1911); Suppl. **35** (1913)
3. Simon F *Nature (London)* **133** 529 (1934)
4. Atkins K R *Liquid Helium* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1959) p. 2
5. Keesom W H, Clusius K *Proc. Royal Acad. Amsterdam* **35** 307 (1932); Keesom W H, Keesom A P *Proc. Royal Acad. Amsterdam* **35** 736 (1932)
6. Daunt J G, Mendelssohn K *Proc. Royal Society A* **170** 423, 439 (1939)
7. Kapitza P L *Nature (London)* **141** 74 (1938); *J. Phys. (Moscow)* **4** 181 (1941)
8. Allen J F, Jones H *Nature (London)* **141** 75 (1938); *Proc. Camb. Phil. Soc.* **34** 299 (1938)
9. Landau L D *J. Phys. (USSR)* **5** 71 (1941)
10. Tisza L *J. Phys. Radium* **1** 165, 350 (1940)
11. Andronikashvili E L *J. Phys. (USSR)* **10** 201 (1946)
12. Peshkov V J *J. Phys. (USSR)* **8** 381 (1944)
13. London Fritz *Superfluids* Vol. II (New York: John Wiley and Sons Inc., 1954)
14. Гинзбург В Л, Ландау Л Д *ЖЭТФ* **20** 1064 (1950)
15. Maxwell E *Phys. Rev.* **78** 477 (1950)
16. Reynolds C A, Serin B, Wright W H, Nesbitt L B *Phys. Rev.* **78** 487 (1950)
17. Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R *Phys. Rev.* **108** 1175 (1957)
18. Cooper L N *Phys. Rev.* **104** 1189 (1956)
19. London F, London H *Proc. Roy. Soc. London Ser. A* **149** 71 (1935)
20. London F *Superfluids* Vol. I (New York: John Wiley and Sons Inc., 1950)
21. Deaver B S, Fairbank W M *Phys. Rev. Lett.* **7** 43 (1961)
22. Doll R, Näbauer M *Phys. Rev. Lett.* **7** 51 (1961)
23. Josephson B D *Phys. Lett.* **1** 251 (1962)

24. Ландау Л Д *ЖЭТФ* **30** 1058 (1956); *Sov. Phys. JETP* **3** 920 (1957); Ландау Л Д *ЖЭТФ* **32** 59 (1957); *Sov. Phys. JETP* **5** 101 (1957)
25. Wheatley J C, in *Prog. Low Temp. Phys.* Vol. VI (Ed. C J Gorter) (Amsterdam: North-Holland Publ., 1966) p. 183
26. Keen B E, Mathews P W, Wilks J *Phys. Lett.* **5** 5 (1963)
27. Abel W R, Anderson A C, Wheatley J C *Phys. Rev. Lett.* **17** 74 (1966)
28. Питаевский Л П *ЖЭТФ* **37** 1794 (1959); *Sov. Phys. JETP* **10** 1267 (1960)
29. Emery V J, Sessler A M *Phys. Rev.* **119** 43 (1960)
30. Anderson P W, Morel P *Phys. Rev.* **123** 1911 (1961)
31. Balian R, Werthamer N R *Phys. Rev.* **131** 1553 (1963)
32. Layzer A, Fay D *Int. J. Mag.* **1** 135 (1971)
33. Grilly E R, Hammel E F, Sydoriak S G *Phys. Rev.* **75** 1103 (1949)
34. Lee D M, Fairbank H A *Phys. Rev.* **115** 1359 (1959)
35. Lee D M, Fairbank H A, Walker E J *Phys. Rev.* **121** 1258 (1961)
36. Halperin W P, Archie C N, Rasmussen F B, Buhrman R A, Richardson R C *Phys. Rev. Lett.* **32** 927 (1974)
37. Померанчук И *ЖЭТФ* **20** 919 (1950)
38. Straty G E, Adams E D *Rev. Sci. Instrum.* **40** 1393 (1969)
39. Tedrow P M, Lee D M *Phys. Lett.* **9** 193 (1964)
40. Lipschultz E P, Lee D M *Phys. Rev. Lett.* **14** 1017 (1965)
41. Grilly E R, Sydoriak S G, Mills R L, in *Helium Three* (Ed. J G Daunt) (Columbus, Ohio: Ohio State Univ. Press, 1960) p. 120
42. Hall H E, Ford P J, Thompson K *Cryogenics* **6** 80 (1966)
43. Wheatley J C, Rapp R E, Johnson R T J *Low Temp. Phys.* **4** 1 (1971)
44. Sites J R, Osheroff D D, Richardson R C, Lee D M *Phys. Rev. Lett.* **23** 836 (1969)
45. Ануфриев Ю Д *Письма в ЖЭТФ* **1** 155 (1965)
46. Johnson R T, Rosenbaum R, Symko O G, Wheatley J C *Phys. Rev. Lett.* **22** 449 (1969)
47. Wheatley J C, private communication
48. Osheroff D D, Richardson R C, Lee D M *Phys. Rev. Lett.* **28** 885 (1972)
49. Lauterbur P C *Nature* (London) **242** 190 (1973)
50. Osheroff D D, Gully W J, Richardson R C, Lee D M *Phys. Rev. Lett.* **29** 920 (1972)
51. Leggett A J *Phys. Rev. Lett.* **29** 1227 (1972)
52. Leggett A J *Rev. Mod. Phys.* **47** 331 (1975)
53. Leggett A J J. *Phys. C* **6** 3187 (1973)
54. Leggett A J *Ann. Phys. (N.Y.)* **85** 11 (1974)
55. Lee D M, in *Proc. 13th Int. Conf. Low Temp. Phys., Boulder, Colorado* (Plenum Press, 1972) Vol. 2, p. 25
56. Osheroff D D, Gully W J, Richardson R C, Lee D M, in *Proc. 13th Int. Conf. Low Temp. Phys., Boulder, Colorado* (Plenum Press, 1972) Vol. 2, p. 134
57. Alvesalo T A, Anufriyev Yu D, Collan H K, Lounasmaa O V, Wennerström P *Phys. Rev. Lett.* **30** 962 (1973)
58. Yanof A, Reppy J D *Phys. Rev. Lett.* **33** 631 (1974); *erratum* 1030
59. Kojima H, Paulson D N, Wheatley J C *Phys. Rev. Lett.* **32** 141 (1974)
60. Lawson D T, Gully W J, Goldstein S, Richardson R C, Lee D M *Phys. Rev. Lett.* **30** 541 (1973)
61. Webb R A, Greytak T J, Jonson R J, Wheatley J C *Phys. Rev. Lett.* **30** 210 (1973)
62. Osheroff D D, Ph.D. Thesis (Cornell University, 1973); see also Gully W J, Osheroff D D, Lawson D J, Richardson R C, Lee D M *Phys. Rev. A* **8** 1633 (1973)
63. Ambegaokar V, Mermin N D *Phys. Rev. Lett.* **30** 81 (1973)
64. Lawson D T, Bozler H M, Lee D M, in *Quantum Statistics and the Many Body Problem* (Eds S B Trickey, Kirk W P, Duffy J W) (New York: Plenum Press, 1975) p. 19
65. Paulson D N, Kojima H, Wheatley J C *Phys. Rev. Lett.* **32** 1098 (1974)
66. Ambegaokar V, de Gennes P G, Rainer D *Phys. Rev. A* **9** 2676 (1974); *erratum A* **12** 345 (1975)
67. Anderson P W, Brinkman W F *Phys. Rev. Lett.* **30** 1108 (1973)
68. Rainer D, Serene J W *Phys. Rev. B* **13** 4745 (1976)
69. Lee D M, Richardson R C, in *The Physics of Liquid and Solid Helium* (Eds K H Bennemann, J B Ketterson) (New York: John H and Sons, 1978) p. 287
70. Osheroff D D, Brinkman W F *Phys. Rev. Lett.* **32** 584 (1974)
71. Bozler H M, Bernier M E R, Gully W J, Richardson R C, Lee D M *Phys. Rev. Lett.* **32** 875 (1974)
72. Webb R A, Kleinberg R L, Wheatley J C *Phys. Rev. Lett.* **33** 145 (1974)
73. Mermin N D, Ho T L *Phys. Rev. Lett.* **36** 594 (1976); *erratum* **36** 832 (1976)
74. Berthold J E, Giannetta R W, Smith E N, Reppy J D *Phys. Rev. Lett.* **37** 1138 (1976)
75. Lawson D T, Bozler H M, Lee D M *Phys. Rev. Lett.* **34** 121 (1975)
76. Roach P R, Abraham B M, Roach P D, Ketterson J B *Phys. Rev. Lett.* **34** 715 (1975)
77. Kurti N, Robinson F N, Simon F, Spohr D A *Nature* (London) **178** 450 (1956)
78. Dundon J M, Stofa D L, Goodkind J *Phys. Rev. Lett.* **30** 843 (1973)
79. Ahonen A I, Haikala M T, Krusius M, Lounasmaa O V *Phys. Rev. Lett.* **33** 628 (1974); **33** 1595 (1974)
80. Wölfl P *Phys. Rev. Lett.* **30** 1169 (1973); **31** 1437 (1973)
81. Serene J W, Ph.D. Thesis (Cornell University, 1974)
82. Maki K J *Low Temp. Phys.* **16** 465 (1974)
83. Giannetta R W, Ahonen A, Polturak E, Saunders J, Zeise E K, Richardson R C, Lee D M *Phys. Rev. Lett.* **45** 262 (1980)
84. Mast D B, Sarma B K, Owers-Bradley J R, Calder I D, Ketterson J B, Halperin W P *Phys. Rev. Lett.* **45** 266 (1980)
85. Avenel O, Varoquaux E, Ebisawa H *Phys. Rev. Lett.* **45** 1952 (1980)
86. Movshovich R, Varoquaux E, Kim N, Lee D M *Phys. Rev. Lett.* **61** 1732 (1988)
87. Tewordt L, Schopohl N J. *Low. Temp. Phys.* **37** 421 (1979); Schopohl N, Tewordt L J. *Low. Temp. Phys.* **45** 67 (1981)
88. Avenel O, Bernier M E, Varoquaux E J, Vibet C, in *Proc. 14th Inter. Conf. Low Temp. Phys.* (Eds M Krusius, M Vuorio) (Amsterdam: North-Holland, 1975) p. 429
89. Gould C M, Lee D M *Phys. Rev. Lett.* **37** 1223 (1976)
90. Maki K, Kumar P *Phys. Rev. B* **16** 182 (1977)
91. Corruccini L R, Osheroff D D *Phys. Rev. Lett.* **45** 2029 (1980)
92. Gammel P L, Hall H E, Reppy John D *Phys. Rev. Lett.* **52** 121 (1984)
93. Gammel P L, Ho T L, Reppy John D *Phys. Rev. Lett.* **55** 2708 (1985)
94. Salomaa M M, Volovik G E *Rev. Mod. Phys.* **59** 533 (1987)
95. Hakonen P J, Krusius M, Salomaa M M, Simola J T, Bunkov Yu M, Mineev V P, Volovik G E *Phys. Rev. Lett.* **51** 1362 (1983); Hakonen P J, Krusius M, Seppälä H K J. *Low Temp. Phys.* **60** 187 (1985)
96. Vinen W F *Proc. Roy. Soc. London Ser. A* **260** 218 (1961)
97. Davis J C, Close J D, Ziev R, Packard R E *Phys. Rev. Lett.* **66** 329 (1991)
98. Borovik-Romanov A S, Bunkov Yu M, Dmitriev V V, Mukharsky Yu M, Sergatskov D A *Phys. Rev. Lett.* **62** 1631 (1989); Borovik-Romanov A S, Bunkov Yu M, de Vaard A, Dmitriev V V, Makrotsieva V, Mukharskii Yu M, Sergatskov D A *JETP Lett.* **47** 478 (1988)
99. Sigrist M, Ueda K *Rev. Mod. Phys.* **63** 239 (1991)
100. Wollman D A, Van Harlingen D J, Lee W C, Ginsberg D M, Leggett A J *Phys. Rev. Lett.* **71** 2134 (1993)
101. Tsuei C C, Kirtley J R, Chi C C, Yu-Jahnes L S, Gupta A, Shaw T, Sun T Z, Ketchen M B *Phys. Rev. Lett.* **73** 593 (1994)
102. Lin S-W, Jin C, Zhang H, Ketterson J B, Lee D M, Hinks D J, Levy M, Sarma B K *Phys. Rev. B* **49** 10001 (1994)
103. Oja A, Lounasmaa O V *Rev. Mod. Phys.* **69** 1 (1997)
104. Sauls J A, Stein D, Serene J W *Phys. Rev. D* **25** 967 (1982)
105. Volovik G *Exotic Properties of Superfluid ³He* (Singapore: World Scientific, 1992)
106. Ruutu V M H, Eltsov V B, Gill A J, Kibble T W B, Krusius M, Makhlin Yu G, Placais B, Volovik G E, Xu W *Nature* (London) **382** 334 (1996)
107. Bauerle G, Bunkov Yu M, Fisher S N, Godfrin H, Pickett G R, *Nature* (London) **382** 332 (1996)
108. Bevan T D C, Manninen A J, Cook J B, Hook J R, Hall H E, Vachaspati T, Volovik G E, Preprint, submitted to *Nature*