

О кривой дисперсии энергетических возбуждений в жидком ${}^4\text{He}$

И.В. Богоявленский, А.В. Пучков, А.Н. Скоморохов

*Государственный научный центр Российской Федерации «Физико-энергетический институт»
пл. Бондаренко, 1, г. Обнинск, 249033, Россия
E-mail: puchkov@ippe.ru*

Л.В. Карнацевич

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина*

Статья поступила в редакцию 10 февраля 2004 г.

Изучена дисперсия возбуждений в квантовой жидкости, сверхтекучем ${}^4\text{He}$. Сделана попытка систематизации имеющихся в литературе экспериментальных данных, указывающих на существенно различную природу возбуждений с волновыми векторами, соответствующими различным участкам дисперсионной кривой жидкого ${}^4\text{He}$. Проанализированы данные нейтронной спектроскопии с точки зрения определенной физической гипотезы формирования такого спектра, в рамках которой можно качественно объяснить большинство имеющихся экспериментальных фактов. Особое внимание уделено сравнению экспериментальных данных, полученных на времяпролетном спектрометре ДИН-2ПИ (реактор ИБР-2, Дубна), с результатами зарубежных нейтронных центров.

Вивчено дисперсію збуджень в квантовій рідині, надплинному ${}^4\text{He}$. Зроблено спробу систематизації експериментальних даних, що є в літературі, які вказують на істотно різну природу збуджень з хвильовими векторами, що відповідають різним ділянцям дисперсійної кривої рідкого ${}^4\text{He}$. Проаналізовано дані нейтронної спектроскопії з точки зору визначеної фізичної гіпотези формування такого спектра, в рамках якої можна якісно пояснити більшість експериментальних фактів, що маютьсся. Особлива увага приділяється порівнянню експериментальних даних, одержаних на часпролітному спектрометрі ДІН-2ПІ (реактор ІБР-2, Дубна), з результатами закордонних нейтронних центрів.

PACS: 67.40.Db, 05.30.Jp

1. Введение

В 2001 г. исполнилось 60 лет с момента опубликования работы Ландау [1], в которой был предложен вид спектра возбуждений в жидком сверхтекучем ${}^4\text{He}$, и на этой основе построена теория гелия II. Однако природа спектра энергетических возбуждений в жидком гелии, и бозе-системах вообще, привлекает к себе пристальное внимание до сих пор. В своей первой работе по теории сверхтекучести Ландау [1], опираясь на развитую им квантовую гидродинамику, предположил существование двух типов коллективных возбуждений. Один из них связан с потенциальным движением жидкости и представ-

ляет собой просто звуковые кванты — фононы, энергия которых ε является линейной функцией волнового вектора \mathbf{Q} . Другой тип возбуждений Ландау связал с вихревым движением жидкости, что позволило Тамму назвать такие возбуждения «ротонами». Предполагалось, что энергия ротонів квадратично зависит от их волнового вектора и имеет щель Δ : $\varepsilon(\mathbf{Q}) = \Delta + \frac{\hbar^2 Q^2}{2\mu}$, где μ — эффективная масса ротона. Таким образом, предполагалось, что существуют две независимые ветви возбуждений. Попытка вычислить на основе предложенной картины скорость второго звука, измеренную с большой точ-

ностью Пешковым [2], заставила Ландау в 1947 г. отказаться от этих представлений и предположить наличие единой кривой дисперсии для энергетических возбуждений в жидком гелии [3] в хорошо известном виде с линейным начальным участком (фононы) и характерным ротонным минимумом. В том же 1947 г. появилась работа Боголюбова [4], который в модели слабонеидеального бозе-газа при наличии бозе-конденсата в системе получил кривую дисперсии надконденсатных возбуждений в таком же виде — с линейным начальным участком. Несколько позже экспериментальные работы по рассеянию нейтронов на сверхтекучем ^4He подтвердили вид кривой дисперсии Ландау. Однако вопрос о физической природе возбуждений на разных участках этой кривой оставался открытым. Достаточно распространенной является точка зрения, что сверхтекучий ^4He полностью может быть описан с помощью представления о газе одночастичных возбуждений (квазичастиц), обладающих единым законом дисперсии. В такой интерпретации бозе-системы оказываются существенно отличными от ферми-систем (например, от жидкого ^3He), где рассматриваются различные типы возбуждений (одночастичные, однопарные, многопарные, коллективные) [5]. Заметим, что с общетеоретической точки зрения такое различие между изотопами гелия представляется не совсем понятным.

С конца 50-х годов прошлого века стали возможны эксперименты по неупругому рассеянию нейтронов в жидком гелии. Первые эксперименты такого рода были выполнены в Чок-Риверской национальной лаборатории в Канаде [6,7], а несколько позже в других лабораториях, в том числе и в СССР в ОИЯИ (Дубна) [8,9]. Кривая дисперсии возбуждений для жидкого ^4He , извлекаемая из таких экспериментов, действительно представляет собой единую кривую, качественно близкую к виду, постулированному Ландау (рис. 1). В экспериментах по рассеянию нейтронов определялись значения переданной энергии ε , соответствующие максимуму пика рассеяния при данной передаче волнового вектора Q , и по этим точкам строили кривую дисперсии. Чтобы судить о природе исследуемых возбуждений, этих данных недостаточно, поскольку в зависимости от вида возбуждений пик рассеяния может иметь различную ширину, интенсивность, форму, и эти его параметры могут по-разному зависеть от внешних условий. Дальнейшие более детальные исследования пиков рассеяния нейтронов в жидком ^4He показали, что характеристики пиков в зависимости от температуры и давления существенно различаются для длинноволнового и коротковолнового участков кривой дисперсии. К настоящему

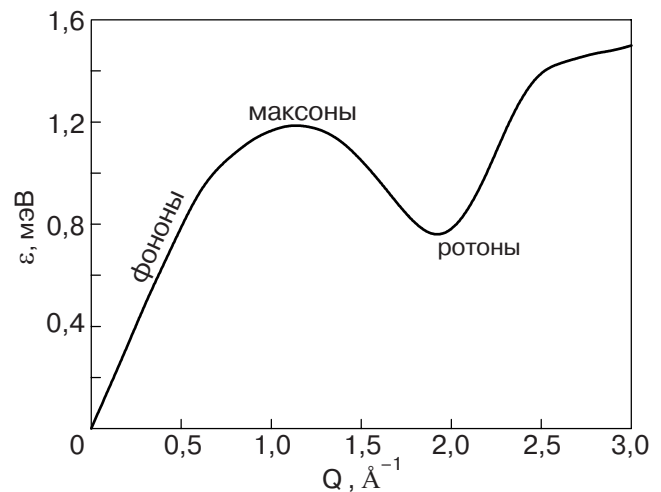


Рис. 1. Кривая дисперсии возбуждений в сверхтекучем ^4He при давлении насыщенных паров и $T < 1,5$ К.

времени в экспериментах по исследованию спектра возбуждений в гелии с помощью неупругого рассеяния нейтронов разными группами авторов получено значительное количество данных, указывающих на различную природу возбуждений, относящихся к фононному (начальному) и максон-ротонному участкам дисперсионной кривой. Тем самым, представляется, что необходимо на новом уровне вернуться к первоначальной гипотезе Ландау [1] о двух различных типах возбуждений, хотя, как будет обсуждаться ниже, сейчас ротонный участок уже не должен ассоциироваться с вихревым движением.

На этом новом уровне в работах Глайда и Гриффина (см., например, [10,11]) было выдвинуто предположение о различной физической природе фононного и максон-ротонного участков кривой дисперсии. По их мнению, длинноволновый (фононный) участок спектра определяется коллективными возбуждениями нуль-звукового типа, существование которых предположил ранее Пайнс [12], а максон-ротонный участок определяется одночастичными возбуждениями. Единая кривая формируется в результате «гибридизации» этих двух ветвей возбуждений. В [13] предложена похожая, но несколько уточненная концепция формирования единого спектра в результате взаимодействия дисперсионных кривых коллективных и одночастичных возбуждений. В настоящей работе систематизированы имеющиеся в литературе экспериментальные результаты, указывающие на существенно различную природу возбуждений на разных участках кривой дисперсии в жидком ^4He , которые проанализированы на основе качественной модели формирования внешне единой дисперсионной кривой, предложенной в [13,14].

2. Возбуждения в фононной области дисперсионной кривой

Об этих возбуждениях в статье Ландау [1] сказано так: «Что касается возбужденных уровней потенциального спектра, то потенциальное внутреннее движение жидкости представляет собой не что иное, как продольные, т.е. звуковые, волны. Поэтому соответствующие «элементарные возбуждения» представляют собой просто звуковые кванты, т.е. фононы». Звук в квантовых жидкостях, в частности в ${}^4\text{He}$, может быть возбужден внешним источником. Такие малые неравновесные колебания на равновесном фоне в квантовых жидкостях хорошо исследованы экспериментально [15]. Звуковые коллективные возбуждения возникают также за счет энергии термостата, находящегося при некоторой конечной температуре в равновесии с жидкостью, внося вклад в термодинамические величины, характеризующие многочастичную систему. Природа неравновесных и тепловых фононов совершенно одинакова, и различие состоит только в способе их возбуждения и, как следствие этого, в их энергии. При низких частотах, таких что $\omega\tau \ll 1$, где τ — время между столкновениями, звуковые коллективные возбуждения описываются гидродинамическими уравнениями. В промежуточной области ($\omega\tau \approx 1$) существенно возрастает затухание коллективных возбуждений. В высокочастотной области $\omega\tau \gg 1$ вновь существуют слабозатухающие волны нуль-звукового типа, для описания которых необходимо использовать кинетические уравнения. Такая картина наблюдается в жидком ${}^3\text{He}$ [16], она же характерна для многих других жидкостей, в том числе классических [17]. Анализ экспериментов в ${}^4\text{He}$, в частности, и тех, о которых речь пойдет ниже, показывает, что в этом отношении жидкий ${}^4\text{He}$ не имеет существенных качественных отличий от других жидкостей.

Под фононной областью дисперсионной кривой будем понимать участок дисперсионной кривой от $Q = 0$ до $Q \approx 0,7 \text{ \AA}^{-1}$. Верхняя граница этой области не является строго определенной, поэтому интервал от $Q \approx 0,35 \text{ \AA}^{-1}$ до $Q \approx 0,7 \text{ \AA}^{-1}$ можно рассматривать как переходную область от фононного к максон-ротонному участку. Минимальное значение переданного волнового вектора, которое удастся реализовать в нейтронных экспериментах, $Q_{\min} \approx 0,1 \text{ \AA}^{-1}$.

Как известно, в эксперименте измеряется не динамический структурный фактор $S(Q, \omega)$, а дважды дифференциальное сечение рассеяния нейтронов $d^2\sigma/(d\Omega dE)$, которое связано с $S(Q, \omega)$ известным соотношением:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = N \frac{\sigma}{4\pi\hbar} \frac{k}{k_0} S_{\text{exp}}(Q, \omega),$$

где $d\Omega$ — интервал телесного угла рассеяния, dE — энергетический интервал рассеяния, N — число атомов в системе, σ — сечение рассеяния нейтрона на связанном атоме.

Нейтрон с волновым вектором \mathbf{k}_0 и энергией E_0 в акте рассеяния приобретает волновой вектор \mathbf{k} и энергию E . Изменяя направление движения и приобретая (или теряя) энергию в процессе рассеяния, нейтрон передает образцу импульс $\hbar\mathbf{Q}$ и энергию $\varepsilon = \hbar\omega$:

$$\begin{aligned} \hbar\mathbf{Q} &= \hbar\mathbf{k}_0 - \hbar\mathbf{k}, \\ \hbar\omega &= E_0 - E = \varepsilon. \end{aligned}$$

После предварительной обработки, учитывающей различные методические поправки, можно получить экспериментальный динамический структурный фактор $S_{\text{exp}}(Q, \omega)$, представляющий собой суперпозицию однофононного, многофононного и многократного рассеяния нейтронов:

$$S_{\text{exp}}(Q, \omega) = S_1(Q, \omega) + S_{\text{mph}}(Q, \omega) + S_{\text{mpl}}(Q, \omega).$$

Нас интересует однофононная составляющая, отвечающая рождению одного возбуждения в акте рассеяния нейтрона и несущая информацию о свойствах этого возбуждения. Именно $S_1(Q, \omega)$ является предметом подгонки с помощью различных моделей и последующим детальным анализом их параметров. В дальнейшем, говоря, например, о положении или ширине «пика рассеяния», имеем в виду соответствующие подгоночные параметры модели описания $S_1(Q, \omega)$.

Обратимся к анализу экспериментальных результатов нейтронных экспериментов в этой области. Рассмотрим данные по положению максимума пика рассеяния $\varepsilon(Q)$, его ширины 2Γ , измеренной на половине высоты, относительной интенсивности пика Z и поведению этих величин с изменением температуры, давления и величины переданного волнового вектора. Прежде, чем переходить к такому анализу, рассмотрим форму динамического структурного фактора $S(Q, \omega)$ или пиков рассеяния нейтронов.

Форма пиков рассеяния

Для сильно взаимодействующей многочастичной системы динамический структурный фактор $S(Q, \omega)$ точно рассчитать, разумеется, невозможно. Чтобы описать форму пика рассеяния, выражение для динамического структурного фактора аппроксимируют какой-либо достаточно простой функцией, содержащей набор подгоночных параметров. С этой целью использованы гауссиан и лоренциан [18], а также функция «затухающего гармонического осциллятора» (ЗГО) (см., например [19,20]). Следу-

ет подчеркнуть, что использование любой из этих функций является только способом описания экспериментально наблюдаемого пика, и речь может идти лишь о том, насколько та или иная аппроксимация удовлетворяет общим, следующим из требований симметрии и других фундаментальных принципов, свойствам динамического структурного фактора. В этом отношении функция ЗГО имеет то преимущество, что учитывает процессы рассеяния как с потерей, так и приобретением энергии, что становится существенным при энергиях $\epsilon < kT$ [11,21,22]. Согласно [19,20,23], в фоновой части кривой дисперсии экспериментальные пики достаточно хорошо описываются одной подгоночной функцией ЗГО. Однако по мере роста Q , в переходной области к максонам при $Q > 0,37 \text{ \AA}^{-1}$, описание одной функцией оказывается недостаточным. Для адекватного описания формы пика возникает необходимость во введении суперпозиции двух аппроксимирующих функций [24,25]. Следует отметить, что ранее [26,27] нами предпринимались попытки описать экспериментальные пики рассеяния с использованием простейшей модели в виде суперпозиции гауссовских функций. При этом не учитывался целый ряд методических эффектов. Развитие методики эксперимента и обработки данных показало, что указанные эффекты могут существенно исказить конечный результат. Это заставило авторов провести новый анализ спектров на основании описания пиков рассеяния нейтронов в виде функции ЗГО и пересмотреть полученные результаты. Они опубликованы в [19] вместе с подробным изложением процедуры обработки спектров. Кроме того, проведены дополнительные прецизионные измерения спектров в переходной фоновой-максонной области, результаты которых подробно изложены в [20].

Отметим еще одно обстоятельство: если в пике рассеяния можно выделить две или более компоненты (например, типа ЗГО), то, строго говоря, необходимо анализировать каждую из этих компонент по указанным выше параметрам. Однако в рассматриваемой области вторая компонента, выделяемая при $Q > 0,37 \text{ \AA}^{-1}$, настолько слаба, что фактически не сказывается на величинах параметров $\epsilon(Q)$, 2Γ и Z основной компоненты по сравнению с соответствующими величинами для общего пика рассеяния. Поэтому точность определения параметров слабой компоненты не позволяет анализировать их зависимости от внешних условий. Подробнее о поведении этой компоненты будет сказано при рассмотрении максон-ротонной области кривой дисперсии.

Положение кривой дисперсии $\epsilon(Q)$

Положение максимума пика рассеяния определяет форму дисперсионной кривой в координатах $\epsilon - Q$, где ϵ — энергия возбуждения, Q — переданный волновой вектор. Достаточно точные нейтронные данные о форме кривой дисперсии в ее начальном участке были получены многими авторами в широкой области температур от 0,5 до 4,5 К и при давлениях до 2,5 МПа (см. [7,18–20, 23–30] и др.). Среди последних по времени результатов наиболее полные и прецизионные данные, полученные авторами в фоновой области, приведены в работах [20,31].

Прежде всего, следует отметить, что пики неупругого рассеяния при передачах импульса, соответствующих фоновому участку кривой дисперсии, как в сверхтекучей, так и в нормальной фазах, являются острыми и хорошо определенными. Наиболее характерная черта фоновой области кривой — независимость его параметров от температуры и, что важно, нечувствительность к переходу из сверхтекучего в нормальное состояние (см. рис. 2). (Небольшой «провал» значений ϵ в узкой области температур вблизи T_λ , наблюдавшийся в [7] и некоторой степени в [20], находится на грани точности эксперимента.) Только с ростом Q (по данным [20] при $Q > 0,35 \text{ \AA}^{-1}$) сдвиг кривой дисперсии вверх по энергии при переходе в нормальное состояние становится заметным. Сразу же отметим, что таким поведением фоновая область кривой дисперсии резко отличается от максон-ротонной области, положение которой зависит от температуры и существенно меняется при переходе из сверхтекучего состояния в нормальное. С ростом давления наклон фоновой области кривой дисперсии увеличивается, однако

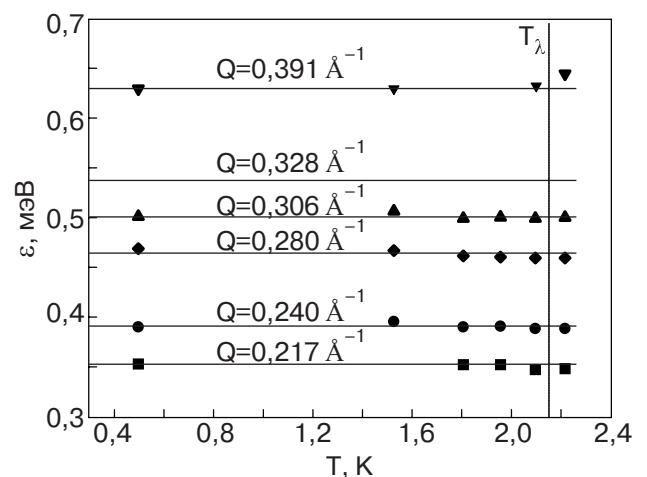


Рис. 2. Зависимости энергии возбуждений в жидком ${}^4\text{Ne}$ от температуры при различных значениях переданного волнового вектора в фоновой области кривой дисперсии при давлении насыщенных паров [20].

по-прежнему остается не зависящим от температуры и фазового состояния жидкости. Таким образом, положение фононного участка определяется исключительно плотностью жидкого гелия, которая, как известно, слабо меняется с температурой.

Аномальная дисперсия

Скорость звуковых колебаний $C_0 = \varepsilon/Q$, полученную из экспериментов по неупругому рассеянию нейтронов, принято сравнивать со скоростью гидродинамического первого звука C_1 , хорошо известной из других экспериментов [15]. Ясно, что при $Q = 0$ $C_0 = C_1$. Сравнение скоростей при отличных от нуля, но малых значениях Q , показывает, что $C_0 > C_1$ при одинаковых термодинамических условиях. Об этом явлении говорят как об аномальной дисперсии.

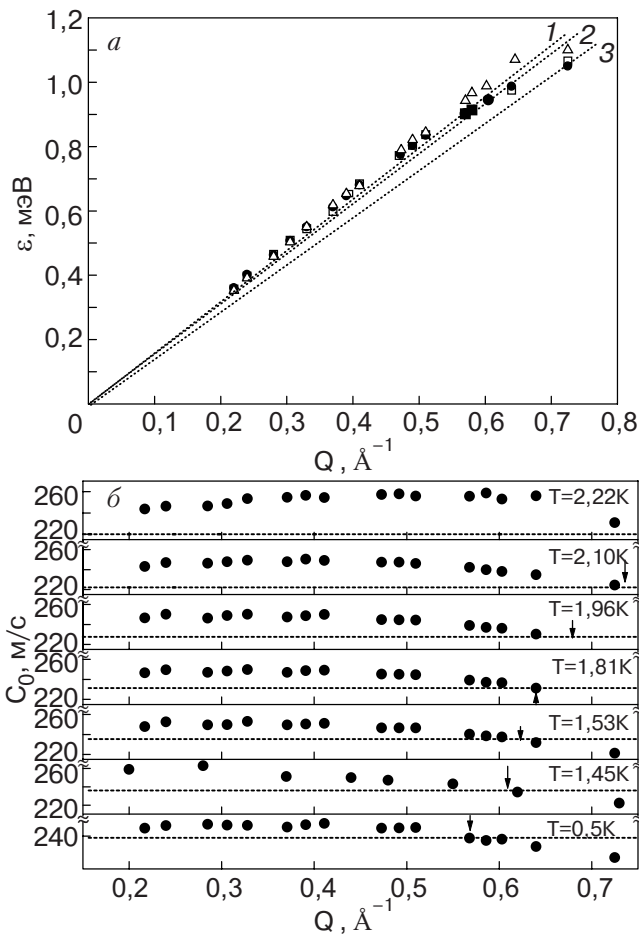


Рис. 3. Аномалия кривой дисперсии возбуждений в фононной области в жидком ^4He при давлении насыщенных паров [20] при различных T , К: 0,5 (\square); 1,53 (\bullet); 2,22 (\triangle); точечные прямые отвечают значениям скорости первого звука при T , К: 2,22 (1); 1,53 (2); 0,5 (3) (а). Начальные участки кривой дисперсии в координатах $C_0(Q)$ для ряда температур [20]. Горизонтальные линии соответствуют скорости первого звука. Стрелками отмечено значение Q_c для соответствующей температуры (б).

Как видно на рис. 3, значения энергии возбуждений, получаемые из нейтронных экспериментов при заданном Q , лежат заметно выше, чем те, которые соответствуют линейному закону дисперсии $\varepsilon(Q) = C_1 Q$. С увеличением Q отклонение от линейного закона дисперсии вначале растет, достигая некоторого максимального значения, а затем начинает убывать. В некоторой точке Q_c экспериментальная кривая дисперсии пересекает прямую $\varepsilon(Q) = C_1 Q$. Волновой вектор Q_c , соответствующий точке пересечения, зависит от температуры и растет от $Q_c = 0,5 \text{ \AA}^{-1}$ при $T = 0,5 \text{ K}$ до $Q_c = 0,8 \text{ \AA}^{-1}$ при $T = 2,3 \text{ K}$ и даже до $1,1 \text{ \AA}^{-1}$ при $T = 4 \text{ K}$. (Это хорошо видно на рис. 3,б, где данные представлены в координатах C_0 от Q .) На рис. 3 еще раз показано, что положение фононного участка кривой дисперсии не зависит от температуры.

Объяснение наблюдаемой «аномалии» представляется вполне очевидным в силу различия в скоростях нулевого и первого звуков. Скорость нуля-звука не зависит от температуры и больше скорости первого звука, а скорость первого звука является функцией температуры, и в силу этого аномалия дисперсионной кривой также должна зависеть от температуры, что наблюдается. Подобная «аномалия» характерна не только для ^4He , но и для многих других жидкостей, в частности ^3He [16], а также для жидких Rb, Ne, H_2 (ссылки в [17]). Это свидетельствует о единой физической природе возбуждений, наблюдаемых при малых Q в этих жидкостях, и о единой природе «аномалии» в звуковом законе

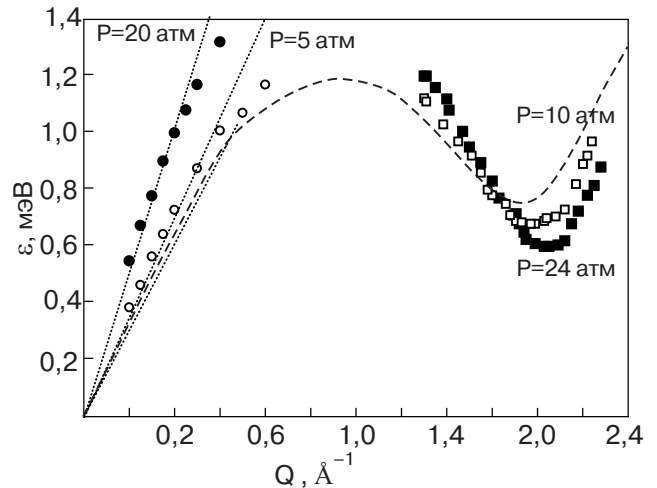


Рис. 4. Кривые дисперсии в жидком ^4He при различных давлениях: данные работы [30] при $T = 1 \text{ K}$ (\bullet) и (\circ), данные [21] при $T = 1,3 \text{ K}$ (\square) и (\blacksquare). Точечные прямые соответствуют скоростям первого звука для соответствующих внешних условий по давлению и температуре. Пунктирная кривая — усредненная по многим экспериментальным данным кривая дисперсии при температурах $T < 1,5 \text{ K}$ при давлении насыщенных паров.

дисперсии. Теоретические оценки величины аномалии в ^4He , сделанные в [13], близки к экспериментальным значениям. Замечательно, что переход из сверхтекучего в нормальное состояние качественно никак не сказывается на данной картине. При возрастании давления (т.е. плотности системы) описанные закономерности аномальной дисперсии также полностью сохраняются, изменяясь только количественно, поскольку возрастает скорость и первого и нулевого звука в жидком ^4He , а значит увеличивается наклон кривой $\epsilon(Q)$. Экспериментально поведение $\epsilon(Q)$ под давлением впервые подробно изучено в работе [30] (рис. 4). По данным более поздних работ (например, [32]) качественная картина подтвердилась.

Ширина пиков рассеяния

Экспериментальное определение собственной ширины пиков рассеяния нейтронов достаточно сложно, поскольку связано с адекватным учетом функции разрешения спектрометра [33,34]. В связи с этим следует иметь в виду, что между результатами различных работ могут быть систематические отклонения. Зависимости полной ширины пика рассеяния на половине его высоты от температуры $2\Gamma(T)$ по данным [20] для нескольких значений Q приведены на рис. 5. Эти зависимости являются плавными, хорошо описываются экспонентой, и до $Q \approx 0,35 \text{ \AA}^{-1}$ их характер не зависит от перехода жидкого ^4He из нормального состояния в сверхтекучее. Зависимости 2Γ от Q при разных температурах

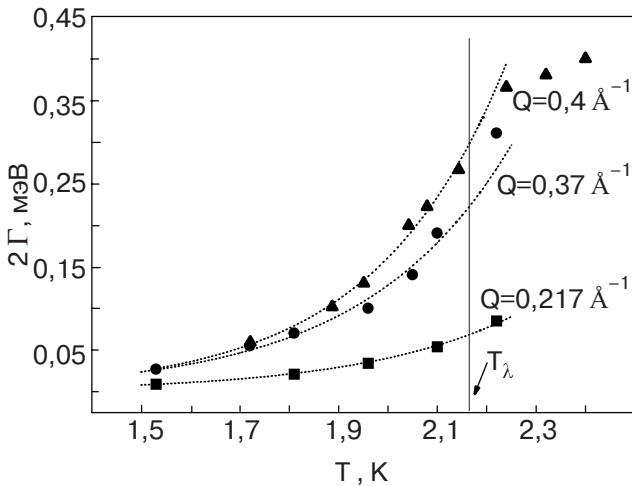


Рис. 5. Зависимости ширины пика однофононного рассеяния нейтронов (2Γ — полная ширина на половине высоты пика) от температуры при передачах импульса, соответствующих фоновой области кривой дисперсии. — данные [20] (●) и (■); данные [29] (▲). Пунктирные кривые — аппроксимации экспоненциальными зависимостями, полученными по экспериментальным данным ниже $T = 2 \text{ K}$.

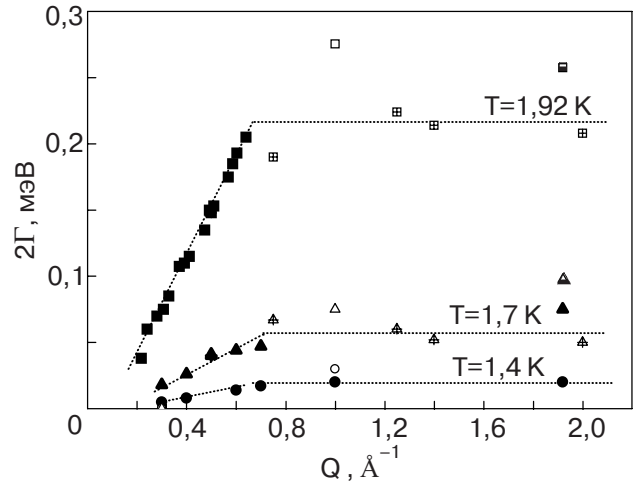


Рис. 6. Ширина пиков однофононного рассеяния нейтронов 2Γ как функция переданного волнового вектора Q по данным работ для разных температур. $T = 1,92 \text{ K}$: [20] (■), [29] (▣), [32] (□), [35] (▤). $T = 1,7 \text{ K}$: [36] (▲), [29] (▲), [32] (△), [35] (⦿). $T = 1,4 \text{ K}$: [36] (●), [32] (○). Пунктирные прямые — линейные аппроксимации характерных участков экспериментальных зависимостей.

в фоновой части кривой дисперсии изучались, например, в [20,36] (рис. 6). В пределах точности эксперимента они близки к линейным. Однако при передачах импульса в области перехода от фоновой к максон-ротонному участку кривой дисперсии наблюдается ярко выраженное изменение характера этих зависимостей (см. рис. 6).

Относительная интенсивность пиков рассеяния

Температурная зависимость интенсивности Z в фоновой части кривой дисперсии для нескольких значений Q по данным [20] представлена на рис. 7. Как видно на рисунке, интенсивность практически не зависит от температуры и состояния (нормальное или сверхтекучее) жидкого гелия. Как и для ширины пика, λ -переход начинает проявлять себя только при передачах импульса $Q > 0,35 \text{ \AA}^{-1}$. В фоновой области зависимости $Z(Q)$ [20] близки к линейным (рис. 8), но в переходной от фононов к максонам области характер зависимостей меняется. Характерно, что в нормальном гелии область линейной зависимости $Z(Q)$ распространяется до больших значений Q (см. рис. 8).

В заключение данного раздела отметим, что экспериментальное исследование фоновой части спектра в жидком ^4He имеет принципиальное значение для теории сверхтекучих многочастичных бозе-систем, поскольку, как уже говорилось, имеются различные объяснения природы линейного участка спектра. Результат Боголюбова [4] зачастую трак-

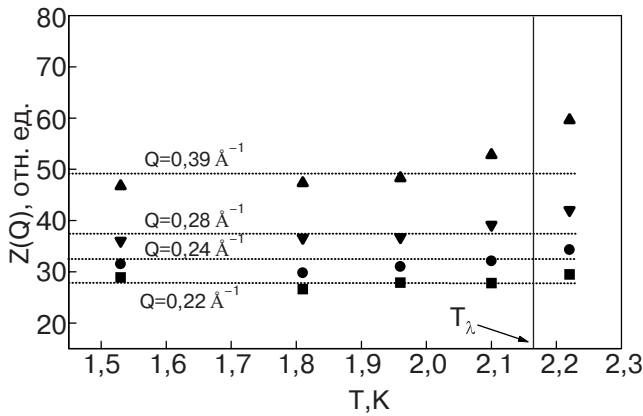


Рис. 7. Относительная интенсивность однофононного рассеяния нейтронов $Z(Q)$ жидким ${}^4\text{He}$ как функция температуры для различных значений переданного волнового вектора Q в фононной области кривой дисперсии [20]. Горизонтальные прямые отражают независимость относительной интенсивности пиков от температуры.

туется как обоснование на микроскопическом уровне феноменологического закона дисперсии Ландау. Такая точка зрения представляется нам необоснованной. Под фононами, как это видно из приведенной в начале раздела цитаты, Ландау понимал кванты продольных звуковых колебаний жидкости, и в наличии таких коллективных возбуждений нет сомнений. Подобные возбуждения существуют в жидкости совершенно независимо от того, сверхтекучая она или нормальная, имеется ли в системе бозе-конденсат или нет, состоит ли жидкость из бозе- или ферми-частиц. Боголюбовские квазичастицы имеют совершенно иную природу, представляя собой одночастичные (атомоподобные) возбуждения, закон дисперсии которых при больших импульсах асим-

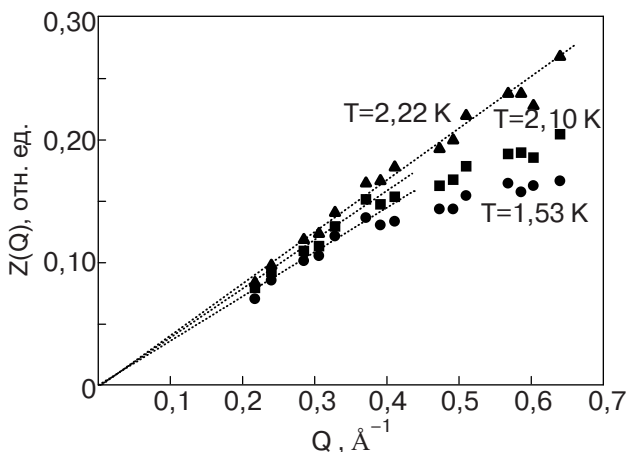


Рис. 8. Относительная интенсивность однофононного рассеяния нейтронов $Z(Q)$ как функция переданного волнового вектора Q при разных температурах в фононной области кривой дисперсии [20]. Точечные прямые — линейная аппроксимация.

птотически стремится к закону дисперсии свободных частиц, аналогичных тем, что на феноменологическом уровне были введены Ландау в его теории нормальной ферми-жидкости [37]. Фактически эти квазичастицы представляют собой истинные частицы, закон дисперсии которых модифицировался вследствие их взаимодействия. Число боголюбовских квазичастиц, в отличие от числа квазичастиц Ландау в теории нормальной ферми-жидкости, не совпадает с полным числом частиц жидкости из-за нарушения фазовой симметрии и наличия одночастичного и парного конденсатов в бозе-системе.

В связи с этим возникает вопрос: возбуждения какого типа формируют фононный участок кривой дисперсии в ${}^4\text{He}$? Являются ли эти возбуждения квантами коллективных когерентных колебаний среды или это одночастичные возбуждения, подобные тем, что рассмотрены Боголюбовым [4]? А возможно, имеет место сосуществование двух ветвей возбуждений, каждая со своей интенсивностью. Совокупность приведенных выше экспериментальных данных (во всяком случае, для основной компоненты), в частности независимость формы начального участка кривой от температуры и его нечувствительность к точке фазового перехода, сходство фононного участка с картиной, присущей многим другим жидкостям, определенно указывает на то, что линейный участок в спектре ${}^4\text{He}$, как и предполагалось Ландау [1], формируется коллективными звуковыми возбуждениями, квантами первого звука в гидродинамической области с переходом в кванты нуля-звука при повышении энергии. Возможную роль одночастичных возбуждений, аналогичных боголюбовским, обсудим ниже, при рассмотрении максон-ротонного участка дисперсионной кривой.

3. Возбуждения в максон-ротонной области дисперсионной кривой

Обратимся к рассмотрению максон-ротонного участка кривой дисперсии, к которому отнесем возбуждения с $Q > 0,7 \text{ \AA}^{-1}$. Свойства возбуждений в этой части спектра существенно отличаются от таковых в его фононной части.

Форма пиков рассеяния

Возможность существования здесь дополнительной широкой компоненты в структуре пика рассеяния обсуждалась в целом ряде работ, начиная с работы Вудса и Свенссона [38]. В настоящее время установлено, что, начиная с переходной области от фононов к максонам, одной аппроксимирующей функции оказывается недостаточно для адекватного

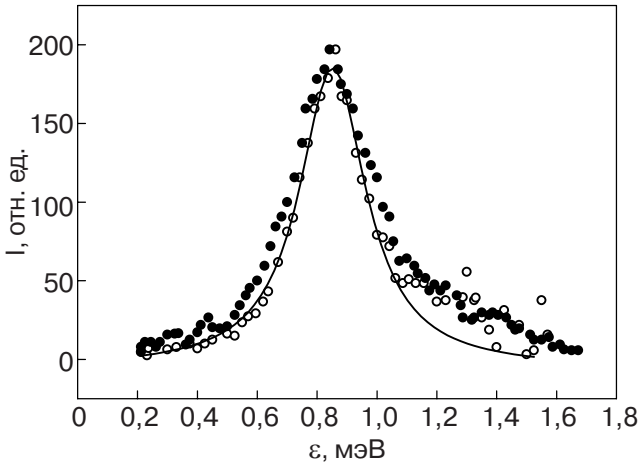


Рис. 9. Динамический структурный фактор сверхтекучего ^4He вблизи T_λ при $Q = 0,55 \text{ \AA}^{-1}$: данные [26] (○), [23] (●). Сплошная линия — аппроксимация с помощью функции «затухающего гармонического осциллятора».

описания формы пика рассеяния. Экспериментально это было обнаружено в результате прецизионных измерений фонон-максонного участка дисперсионной кривой на спектрометрах IN6 в Гренобле [23] и ДИН-2ПИ [19,20] в Дубне. Согласно этим работам, при $Q > 0,37 \text{ \AA}^{-1}$ на высокоэнергетическом крыле пика рассеяния нейтронов появляется дополнительная интенсивность (см., например, рис. 9), которую можно интерпретировать как появление компоненты, связанной с возбуждениями иного типа. Интенсивность этой компоненты тем больше, чем ближе температура к T_λ .

Положение кривой дисперсии $\epsilon(Q)$

В качестве иллюстрации положения пиков рассеяния нейтронов для двух выделяемых компонент приведем данные из работы [20] (рис. 10). Кривая дисперсии основной компоненты отмечена сплошной линией. Кривая дисперсии для дополнительной, существенно более слабой компоненты, лежит выше по энергии. Отметим, что незначительная интенсивность дополнительной компоненты приводит к тому, что параметры основной компоненты по ширине, положению и интенсивности в пределах точности измерений сколько-нибудь существенно не отличаются от параметров общего пика. Поэтому далее при анализе основной компоненты будем анализировать параметры именно этого общего пика. На рис. 11 представлена зависимость энергий возбуждений от температуры для характерных значений Q в максон-ротонной области. В отличие от фононного участка, форма и положение максон-ротонного участка кривой весьма заметно изменяются с температурой. С повышением температуры энергия возбуждений максонного участка растет, а ротонного

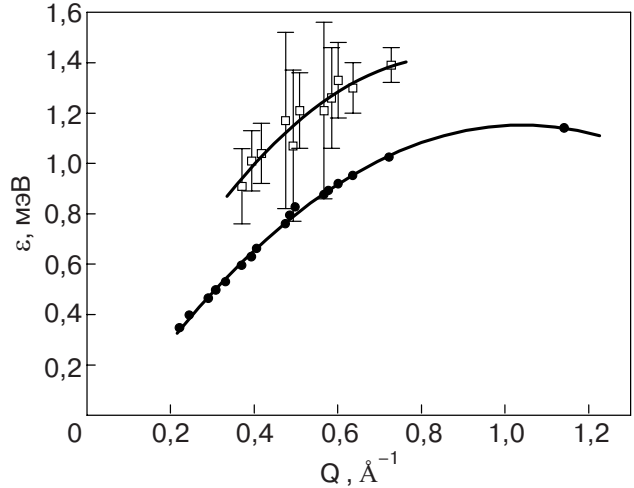


Рис. 10. Положение кривых дисперсии основной (●) и дополнительной (□) компонент динамического структурного фактора жидкого ^4He при давлении насыщенных паров и передачах импульса, соответствующих переходной области дисперсионной кривой от фононов к максонам при температуре 2,10 К по данным [20]. «Усы» на точках, относящихся к дополнительной компоненте, соответствуют ширине пиков 2Г.

убывает, так что максон-ротонный участок становится более «изогнутым». Рисунок 4 иллюстрирует тот факт, что изменение кривой дисперсии с повышением давления происходит в максон-ротонной области совсем не так, как в фононной части.

Ширина пиков рассеяния

Возможность сосуществования двух или более компонент в максон-ротонной области затрудняет введение единой собственной ширины пика. Если

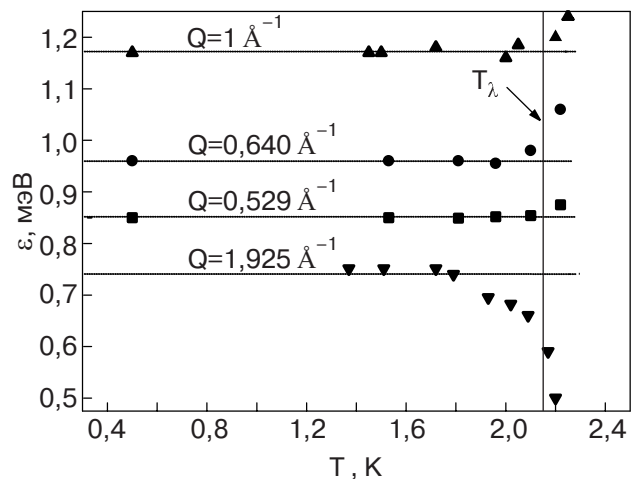


Рис. 11. Зависимости энергии возбуждений в жидком ^4He от температуры при различных значениях переданного волнового вектора в максон-ротонной области кривой дисперсии при давлении насыщенных паров.

все же рассматривать пик рассеяния интегрально и формально определить его ширину на половине высоты, то можно получить зависимости ширины пиков от температуры, представленные на рис. 12. С большой точностью это будет ширина основной, более узкой и более интенсивной компоненты. На рисунке видно, что при приближении к температуре перехода из сверхтекучей в нормальную фазу жидкого ^4He характер температурной зависимости ширины пика в фонон-максонной области изменяется и уже не соответствует экспоненциальной зависимости при низкой температуре.

Весьма наглядную иллюстрацию различной природы фононных и максон-ротонных возбуждений дает зависимость ширины интегральных пиков рассеяния нейтронов как функции переданного волнового вектора (рис. 6). Эта зависимость резко различается для $Q < 0,7 \text{ \AA}^{-1}$, где 2Γ линейно возрастает с ростом Q , и для $Q > 0,7 \text{ \AA}^{-1}$, где 2Γ фактически не зависит от Q .

Ширины пиков более слабой компоненты на рис. 10 отмечены вертикальными линиями, и они значительно больше, чем ширины пиков основной компоненты.

Относительная интенсивность пиков рассеяния

Сошлемся на приведенное выше замечание о том, что интенсивность основной компоненты практиче-

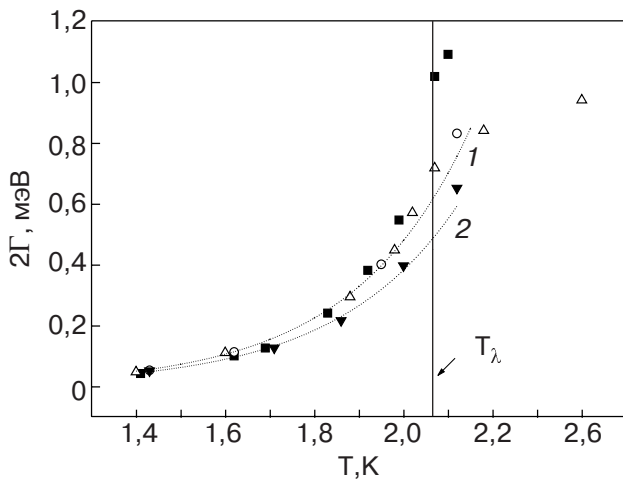


Рис. 12. Зависимости ширины пика однофононного рассеяния нейтронов (2Γ — полная ширина на половине высоты пика) от температуры в жидком ^4He в максон-ротонной области кривой дисперсии при давлении насыщенных паров при различных значениях переданного импульса $Q, \text{ \AA}^{-1}$: 1,925 [29] (■); 1 [20] (○); 0,6 [20] (▼); 1 [23] (△). Точечные кривые — аппроксимации экспоненциальными зависимостями, полученными по экспериментальным данным ниже $T = 2 \text{ K}$: $Q = 1 \text{ \AA}^{-1}$ и $1,925 \text{ \AA}^{-1}$ (1); $Q = 0,6 \text{ \AA}^{-1}$ (2).

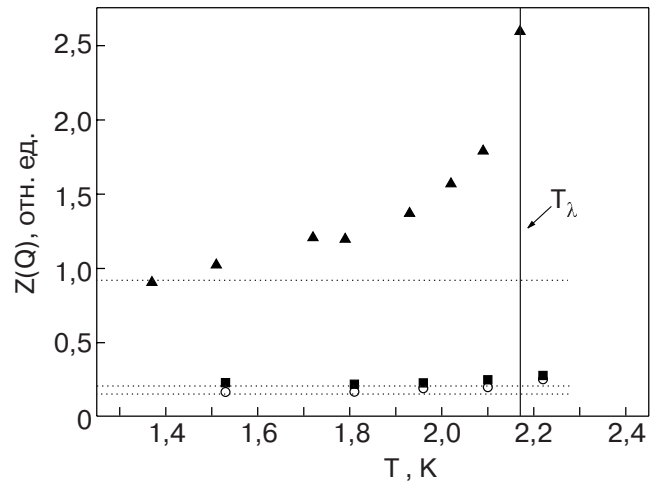


Рис. 13. Относительная интенсивность однофононного рассеяния нейтронов $Z(Q)$ жидким ^4He при давлении насыщенных паров как функция температуры в максон-ротонной области кривой дисперсии для различных значений переданного импульса $Q, \text{ \AA}^{-1}$: 0,59 [20] (○); 1,15 [20] (■); 1,925 [29] (▲).

ски совпадает с интенсивностью интегрального пика. Относительная интенсивность $Z(T)$ для максон-и ротонов, слабо меняясь при более низких температурах, резко возрастает при $T > 2 \text{ K}$, и это возрастание продолжается еще быстрее в нормальной фазе (рис. 13). Зависимость $Z(Q)$, как видим, отличается от таковой на фононном участке спектра (рис. 7). Зависимости интенсивности пика от переданного волнового вектора $Z(Q)$, приведенные на рис. 14, содержат характерный максимум в области ротонов и также отличаются от $Z(Q)$ для фононного участка. Интенсивность дополнительной широкой

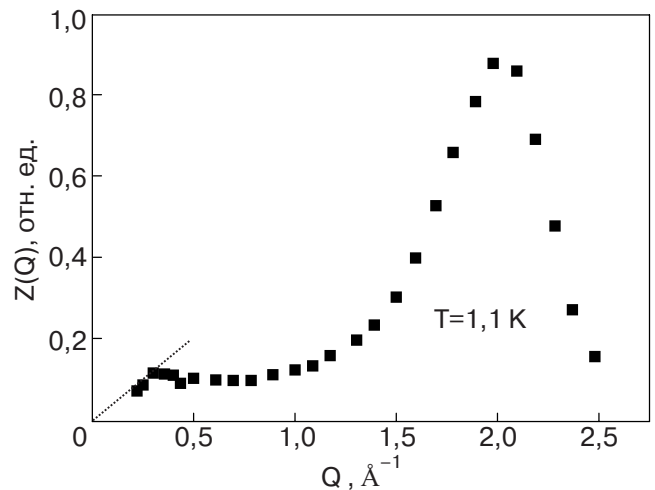


Рис. 14. Зависимость относительной интенсивности интегральных пиков рассеяния нейтронов $Z(Q)$ в сверхтекучем ^4He при давлении насыщенных паров, как функции переданного волнового вектора Q (по данным [5]). Точечная прямая — линейная интерполяция начального участка зависимости.

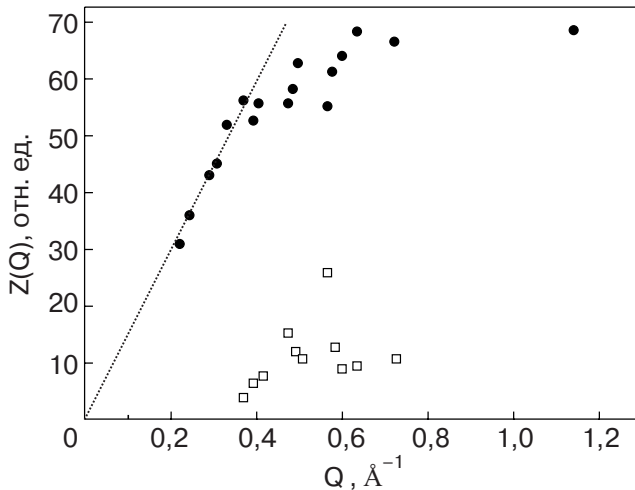


Рис. 15. Интенсивности $Z(Q)$ основной (●) и дополнительной (□) компонент пиков однофононного рассеяния нейтронов жидким ${}^4\text{He}$ при давлении насыщенных паров в переходной области от фононов к максонам при температуре 2,1 К по данным [20]. Точечная прямая соответствует линейной зависимости $Z(Q)$ в фононной части кривой дисперсии.

компоненты значительно уступает интенсивности основной компоненты (рис. 15).

Следует еще отметить, что приведенные выше данные по параметрам дополнительной компоненты в максон-ротонной области взяты из работы [20], в которой измерения проводились до $Q = 1 \text{ \AA}^{-1}$. При больших значениях переданного волнового вектора качественная картина существования второй компоненты отмечалась во многих исследованиях (см., например, [38]), но аналитически она надежно не выделялась.

4. Обсуждение и анализ результатов

Подводя итоги обзора экспериментальных результатов, можно сделать следующие основные выводы.

1. Вся совокупность данных указывает на существенно различную физическую природу основной компоненты возбуждений на фононном и максон-ротонном участках кривой дисперсии жидкого сверхтекучего ${}^4\text{He}$.

2. Возбуждения, формирующие фононный участок при Q от 0 до $0,37 \text{ \AA}^{-1}$, характеризуются следующими особенностями. Положение кривой дисперсии $\varepsilon(Q)$ соответствует групповым скоростям возбуждений, большим, чем скорость первого звука (рис. 3). Положение кривой дисперсии не зависит от температуры, и на него не влияет переход из сверхтекучего в нормальное состояние жидкого ${}^4\text{He}$ (рис. 2). При возрастании давления (плотности

${}^4\text{He}$) кривая дисперсии смещается вверх по энергии возбуждений (рис. 4). Зависимость ширины пиков рассеяния 2Γ от величины переданного волнового вектора Q является линейной функцией (рис. 6), а зависимость ширины пиков от температуры — экспоненциальной функцией, характер которой не меняется при переходе гелия из нормальной фазы в сверхтекучую (рис. 5). Интенсивность пиков рассеяния нейтронов Z линейно зависит от величины Q и почти не зависит от температуры (рис. 7,8). Форма пиков рассеяния нейтронов в пределах точности экспериментов хорошо описывается одной функцией ЗГО. Хорошо определенный фононный участок характерен не только для сверхтекучей фазы, но существует при $T > T_\lambda$, а также наблюдается во многих, в том числе неквантовых, жидкостях.

3. Основная компонента динамического структурного фактора $S(Q, \omega)$ при передачах импульса Q от $0,37$ до $2,5 \text{ \AA}^{-1}$, относящихся к максон-ротонному участку кривой дисперсии, характеризуется следующими свойствами. Положение кривой дисперсии при низких температурах вплоть до 2 К не зависит от температуры, лишь в области выше 2 К начинается заметное изменение положения пиков по энергии (рис. 11). В нормальной фазе положение кривой дисперсии существенно отличается от классической низкотемпературной кривой (см. рис. 1). При возрастании давления положение кривой дисперсии изменяется достаточно сложно: на максонном участке она поднимается по энергии, а на ротонном — опускается (рис. 4). Ширина пиков рассеяния нейтронов 2Γ , по-видимому, не зависит от величины переданного волнового вектора Q (рис. 6). Зависимость ширины пиков рассеяния от температуры до 2 К хорошо описывается экспоненциальной функцией, при более высоких температурах, при подходе к точке λ -перехода, возрастание ширины с ростом температуры становится более сильным, а при переходе в нормальную фазу эта зависимость резко ослабевает (рис. 12). Зависимость интенсивности пиков рассеяния Z от Q характеризуется широким и плоским минимумом в области максонов и большим максимумом в области ротонов (рис. 14). Зависимость интенсивности от температуры до 2 К достаточно слаба, но выше этой температуры заметно возрастает при переходе в нормальную фазу (рис. 13). Динамический структурный фактор $S(Q, \omega)$ не описывается одной функцией типа ЗГО (рис. 9). В области Q от $0,37$ до $0,8 \text{ \AA}^{-1}$ авторы [20] смогли количественно выделить вторую более слабую компоненту (рис. 10,15); по-видимому, вторая компонента существует и при более высоких значениях Q , в частности в области ротона [38]. Важно отметить, что вторая компонента надежно выделяется только

при достаточно высоких температурах (выше 2 К). Острые, хорошо определенные пики рассеяния нейтронов при передачах импульса, соответствующих максон-ротонному участку, характерны только для сверхтекучей фазы ^4He и не наблюдаются ни выше λ -точки, ни в других жидкостях.

Проанализируем приведенные экспериментальные факты. Очевидно, что природа основной компоненты максон-ротонных возбуждений существенно связана с нарушенной фазовой симметрией состояния и наличием бозе-конденсата. В работе [10] выдвинуто предположение, что в отличие от коллективной фононной ветви возбуждения максон-ротонного участка имеют одночастичную (атомоподобную) природу, т.е. представляют собой, по существу, отдельные атомы, закон дисперсии которых претерпел модификацию в результате взаимодействия с окружающими частицами. Отметим, что одночастичные возбуждения также имеют коллективную природу, но эта «коллективность» существенно отлична от коллективного характера фононных возбуждений, являющихся квантами когерентных колебаний многочастичной системы как целого. Именно одночастичные возбуждения, как это обсуждается в [14], были рассмотрены Боголюбовым в его известной работе по теории слабонеидеального бозе-газа [4]. Закон дисперсии боголюбовских квазичастиц существенно определяется наличием в системе бозе-конденсата, и потому естественно отождествить максон-ротонные возбуждения именно с этими квазичастицами, аналог которых должен существовать и в сильновзаимодействующей системе. Переменность числа одночастичных возбуждений в сверхтекучей бозе-жидкости, в отличие от одночастичных возбуждений в нормальной ферми-жидкости, где их число равно числу частиц, обусловлено наличием в системе одночастичного и парного бозе-конденсатов.

Если отождествить одночастичные возбуждения в реальном жидком гелии с квазичастицами, рассмотренными Боголюбовым [4] в приближении слабонеидеального бозе-газа, то возникает несколько странная ситуация наложения линейных участков спектров возбуждений различной природы: квантов когерентных звуковых колебаний и одночастичных возбуждений. Заметим, что в экспериментах нет каких-либо указаний на наличие подобного наложения. Следует отметить, что нет достаточно веских теоретических оснований требовать, чтобы закон дисперсии одночастичных возбуждений имел линейный звуковой характер при малых волновых векторах. Действительно, линейный закон дисперсии в [4] был получен в рамках определенного приближения, являющегося некоторым упрощенным вариантом приближения самосогласованного поля.

В этом приближении учтено среднее поле, создаваемое частицами бозе-конденсата, но не учтено среднее поле, создаваемое парным конденсатом, определяемое как аномальное квазисреднее $\langle a_k a_{-k} \rangle$ (a_k — оператор уничтожения частицы с импульсом k), на том основании, что при слабом взаимодействии оно мало. В [14] показано, что именно учет в гамильтониане этого среднего поля, которое не обращается в нуль при как угодно слабом, но не равном тождественно нулю, взаимодействии, приводит к появлению качественно нового эффекта — наличия щели в спектре одночастичных возбуждений. Этот эффект имеет ясный физический смысл — щель определяет минимальную энергию, которую необходимо затратить, чтобы вырвать частицу из бозе-конденсата взаимодействующих частиц и тем самым создать надконденсатное одночастичное возбуждение. Величина щели определяется аномальным квазисредним $\langle a_k a_{-k} \rangle$, плотностью числа частиц одночастичного бозе-конденсата n_0 и постоянной межатомного взаимодействия U_0 .

Отметим, что дискуссия о возможности возбуждений щелевого характера в сверхтекучем гелии имеет давнюю историю. Еще в одной из ранних работ по теории энергетического спектра жидкости Байль [39] пришел к выводу о наличии «энергетической щели» между нормальными и всеми возбужденными состояниями, за что подвергся критике со стороны Ландау [1] на том основании, что этот результат означал невозможность распространения в жидкости звуковых колебаний малых частот. Отметим, что возражение Ландау снимается, если предположить, что возбуждения с энергетической щелью существуют наряду со звуковой ветвью возбуждений, что фактически и было постулировано Ландау в работе [1]. В ряде публикаций, развивающих подход Боголюбова [4], показано, что вместо спектра, линейно идущего к нулю, возникает энергетическая щель [40–42]. Решения с энергетической щелью в модели самосогласованного поля обсуждены Гриффином [43], а также получены в работе [14]. Тем не менее, может быть, в связи с кажущимся совпадением кривой дисперсии Боголюбова с экспериментальной кривой дисперсии в жидком сверхтекучем гелии определилось отношение к «звуковому» характеру одночастичных возбуждений с малыми импульсами в бозе-системах, как к установленному факту [44].

Таким образом, указанные соображения и проанализированные выше экспериментальные данные позволяют предположить следующую картину структуры спектра энергетических возбуждений в жидком ^4He .

В сверхтекучем ^4He имеются два типа (моды) элементарных возбуждений, которым отвечают хорошо выраженные пики в динамическом структурном факторе рассеяния нейтронов в различных частях кривой дисперсии: коллективная мода (нулевой звук, переходящий в первый звук при очень низких частотах) и одночастичная мода. Коллективная (нуль-звуковая) мода, как и для всех жидкостей, затухает с ростом волнового вектора и, очевидно, практически не выделяется при $Q > 1 \text{ \AA}^{-1}$. Кривая дисперсии одночастичной моды имеет щелевой характер и «пересекает» кривую дисперсии коллективной моды. При таком «пересечении» кривые дисперсии расщепляются (рис. 16). Надо отметить, что похожая структура кривой дисперсии энергетических возбуждений в сверхтекучем ^4He обсуждалась еще в работе [45] (рис. 17). Кроме того, должны существовать моды парных возбуждений: частично-дырочных, двухчастичных и двухдырочных, и моды различных многопарных возбуждений. Эти моды в сверхтекучем гелии должны быть значительно слабее основных мод и могут не наблюдаться в эксперименте. Надо отметить, что уровень современной точности измерений не позволяет анализировать внутреннюю структуру дополнительных компонент рассеяния нейтронов. Из такой картины спектра возбуждений следует, в частности, что при малых значениях волнового вектора, т.е. в фоновой части кривой дисперсии, должны существовать две ветви возбуждений. Одна с меньшей энергией – коллективная и вторая с большей энергией – одночастичная. В экспериментах по рассеянию нейтронов, как отмечалось, при $Q < 0,37 \text{ \AA}^{-1}$ хорошо определяется только коллективная, нуль-звуковая мода. Как можно объяснить, что одночастичный пик не наблюдается вплоть до $Q = 0$? Заметим, что если при фиксированном Q имеется несколько пиков, соответствующих некоторым типам возбуждений, то их интенсивность не может быть произвольной. В частности, интенсивность какого-либо пика не может возрастать и при этом интенсивность остальных пиков оставаться прежней. Это вытекает из правила сумм для динамического структурного фактора [5]:

$$\int_0^\infty d\omega \omega S(Q, \omega) = \frac{NQ^2}{2m}, \quad (1)$$

следующего из фундаментального закона сохранения числа частиц. Формула (1) показывает, что при фиксированных Q и N площадь под кривой $f(\omega) = \omega S(Q, \omega)$ постоянна для любых многочастичных систем, независимо от вида функции $S(Q, \omega)$. Можно предположить, что поскольку при $Q < 0,37 \text{ \AA}^{-1}$ фоновый пик хорошо определен, то

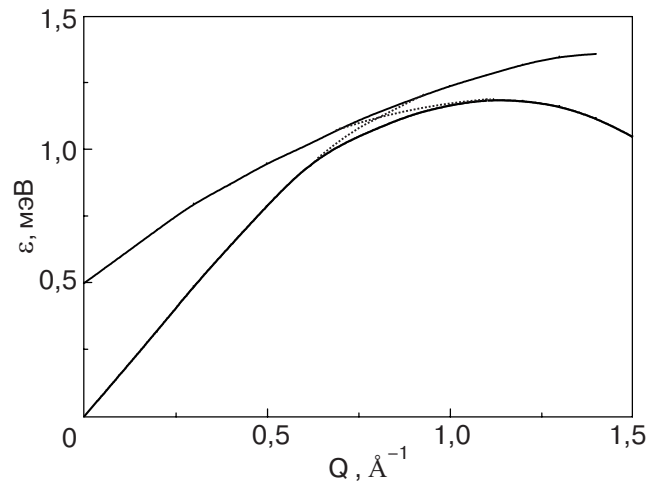


Рис. 16. Возможная картина расщепления кривых дисперсии двух мод возбуждений в сверхтекучем ^4He .

основная интенсивность сосредоточена именно в нем, а пик, связанный с одночастичными возбуждениями, выражен слабо, и поэтому может быть просто не замечен в эксперименте. Тем не менее попытка выделения высокоэнергетических одночастичных возбуждений в этой области спектра представляет принципиальный интерес. В некоторой части кривой дисперсии при $0,37 \text{ \AA}^{-1} < Q < 0,8 \text{ \AA}^{-1}$ в эксперименте наблюдается проявление одновременно двух типов возбуждений [20]. По-видимому, как сказано выше, дополнительная компонента возбуждений проявляется в эксперименте и в ротонной части кривой дисперсии сверхтекучего ^4He (см., например, [10,29,38]). Следует отметить, что дополнительные компоненты рассеяния надежно выявляются при относительно высоких температурах эксперимента (выше 2 К). Это характерно для парных возбуждений, рождающихся при рассеянии

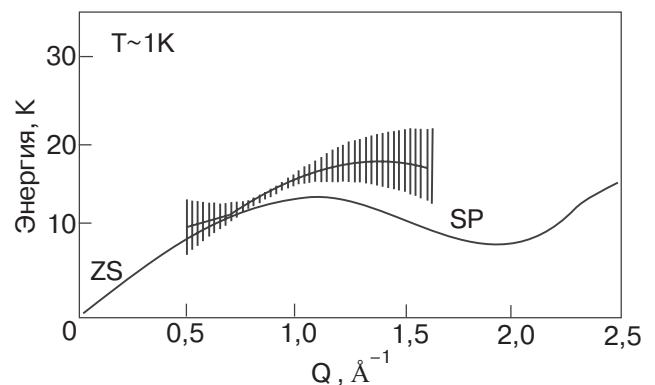


Рис. 17. Возможная картина хода кривых дисперсии двух ветвей возбуждений в сверхтекучем ^4He [45]. Мода возбуждений ZS (мода нулевого звука) сильно затухает при $Q > 1 \text{ \AA}^{-1}$. Мода возбуждений SP (мода одночастичных возбуждений) сильно затухает при $Q < 0,7 \text{ \AA}^{-1}$.

нейтронов на уже существующих в системе тепловых возбуждениях в ее надконденсатной части. В связи с этим рискнем высказать еще одно предположение: характерные изменения в температурных зависимостях $\varepsilon(T)$, $2\Gamma(T)$ и $Z(T)$ при температурах выше 2К вблизи T_λ (рис. 11–13) для максон-ротонного участка кривой дисперсии могут быть связаны и с не совсем адекватным при анализе параметров основной компоненты вычитанием вклада дополнительной компоненты рассеяния. Эта дополнительная компонента искажает параметры основной, а в нормальной фазе остается только она одна.

В нормальной фазе жидкого ^4He (в отсутствие бозе-конденсата) могут проявляться только возбуждения, связанные с флуктуациями плотности жидкости. Здесь вклад дают, по-видимому, коллективная нуль-звуковая мода (пик $Q \leq 0,6 \text{ \AA}^{-1}$) на фонном участке кривой дисперсии и парные возбуждения (широкий пик при $Q \geq 0,6 \text{ \AA}^{-1}$) на максон-ротонном участке. Одночастичные возбуждения в нормальной фазе в экспериментах по рассеянию нейтронов непосредственно не видны, поскольку в силу сохранения числа частиц рождение или уничтожение отдельного одночастичного возбуждения в нормальной фазе невозможно [13,14].

Выше уже говорилось, что хорошо определенная мода одночастичных возбуждений в жидком сверхтекучем ^4He в широкой области передач волнового вектора Q может наблюдаться в нейтронном эксперименте только при наличии в системе макроскопического количества бозе-конденсата. Существование такого конденсата можно считать надежно экспериментально установленным. Подробный анализ всех работ в этой области, в том числе и работ авторов, проведен в обзоре [46]. Эксперименты показали, что бозе-конденсат появляется в жидком гелии непосредственно при переходе его в сверхтекучее состояние. С понижением температуры относительная плотность бозе-конденсата возрастает и при 0 К достигает величины $\sim 10\%$.

В этой статье рассмотрены имеющиеся экспериментальные данные с точки зрения определенной физической гипотезы формирования спектра элементарных энергетических возбуждений. В рамках этой гипотезы можно качественно объяснить большинство имеющихся экспериментальных фактов.

Авторы выражают искреннюю благодарность Ю.М. Полуэктову за полезные обсуждения результатов работы.

Работа выполнена при поддержке государственной научно-технической программы «Актуальные направления в физике конденсированных сред», направление «Нейтронные исследования».

1. Л.Д. Ландау, *ЖЭТФ* **11**, 592 (1941).
2. V. Peshkov, *J. Phys.* **20**, 389 (1946).
3. Л.Д. Ландау, *J. Phys. (USSR)* **11**, 91 (1947).
4. Н.Н. Боголюбов, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **11**, 77 (1947).
5. Д. Пайнс, Ф. Нозьер. *Теория квантовых жидкостей*, Мир, Москва (1967).
6. H. Palevsky, K. Othos, and K.E. Larsson, *Phys. Rev.* **112**, 11 (1959).
7. R.A. Cowley and A.D.B. Woods, *Can. J. Phys.* **49**, 177 (1971).
8. V.G. Liforov, M.N. Nikolaev, A.G. Novikov, V.Z. Nozik, V.V. Orlov, V.A. Parfenov, V.A. Semenov, V.I. Smirnov, and V.F. Turchin, *Res. Appl. Nucl. Syst.*, Vienna (1966), p. 196.
9. Ж.А. Козлов, В.А. Парфенов, Б. Сиджимов, *Препринт ОИЯИ РЗ-7519* (1973).
10. H.R. Glyde and A. Griffin, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1454 (1990).
11. H.R. Glyde, *Phys. Rev.* **B45**, 7321 (1992).
12. D. Pines, in: *Quantum Fluids*, D.F. Brewer (ed). American Elsevier, N.Y. (1966).
13. Ю.М. Полуэктов, Л.В. Карнацевич, *Препринт ХФТИ 2001-1* (2001).
14. Ю.М. Полуэктов, *ФНТ* **28**, 604 (2002)
15. Б.Н. Есельсон, М.И. Каганов, Э.Я. Рудаковский, И.А. Сербин, *УФН* **112**, 591 (1974).
16. R. Scherm, K. Gückelsberger, B. Fak, K. Skold, A.J. Dianoux, H. Godfrin, and W.G. Stirling, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 217 (1987).
17. Chr. Morkel, T. Bondensteiner, and H. Gemperlein, *Phys. Rev.* **E47**, 2575 (1993).
18. Ж.А. Козлов, *Физика ЭЧАЯ* **27**, 1705 (1996).
19. Н.М. Благовещенский, И.В. Богоявленский, Л.В. Карнацевич, А.В. Пучков, А.Н. Скоморохов, *ФНТ* **23**, 509 (1997).
20. И.В. Богоявленский, А.В. Пучков, А.Н. Скоморохов, *Препринт ФЭИ-2886* (2001).
21. O.W. Dietrich, E.H. Graf, C.H. Huang, and L. Passell, *Phys. Rev.* **A5**, 1377 (1972).
22. R.J. Donnelly, J.A. Donnelly, and R.N. Hills, *J. Low Temp. Phys.* **44**, 471 (1981).
23. K. Andersen, W.G. Stirling, R. Sherm, and A. Stunault, *J. Phys.: Condens. Matter.* **6**, 821 (1994).
24. I.V. Bogoyavlenskii, A.V. Puchkov, and A. Skomorokhov, *Physica* **B284-288**, 25 (2000).
25. N.M. Blagoveshchenskii, I.V. Bogoyavlenskii, L.V. Karnatsevich, V.G. Kolobrodov, A.V. Puchkov, and A.N. Skomorokhov, *Czech. J. Phys.* **46**, 253 (1996).
26. И.В. Богоявленский, Л.В. Карнацевич, Ж.А. Козлов, В.Г. Колобродов, В.Б. Приезжев, А.В. Пучков, А.Н. Скоморохов, *ФНТ* **20**, 626 (1994).
27. N.M. Blagoveschenskii, I.V. Bogoyavlenskii, L.V. Karnatsevich, Zh.A. Kozlov, V.G. Kolobrodov, V.B. Priezhev, A.N. Skomorochov, and V.S. Yarunin, *Phys. Rev.* **B50**, 16550 (1994).
28. W.G. Stirling, *75th Jubilee Conf. on Helium-4*, J.G.M. Armitage (ed.). World Scientific, Singapore (1983), p. 109.

29. W.G. Stirling and H.R. Glyde, *Phys. Rev.* **B41**, 4224 (1990).
30. E.C. Svensson, P. Martel, and A.D.B. Woods, *Phys. Lett.* **A55**, 151 (1975).
31. I.V. Bogoyavlenskii, A.V. Puchkov, and A. Skomorokhov, *Physica* **B276–278**, 465 (2000).
32. M.R. Gibbs, K.H. Andersen, W.G. Stirling, H. Schober, *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 603 (1999).
33. N.M. Blagoveshchenskii, I.V. Bogoyavlenskii, A.V. Puchkov, and A.N. Skomorokhov, *Czech. J. Phys.* **46**, 255 (1996).
34. I.V. Bogoyavlenskii, A.V. Puchkov, A.N. Skomorokhov, and S.V. Poupko, *Physica* **B234–236**, 324 (1997).
35. J.A. Tarvin and L. Passel, *Phys. Rev.* **B19**, 1458 (1979).
36. F. Mezei and W.G. Stirling, *75th Jubilee Conf. Helium-4*, J.G.M. Armitage (ed.), World Scientific, Singapore (1983), p. 111.
37. Л.Д. Ландау, *ЖЭТФ* **30**, 1056 (1956).
38. A.D.B. Woods and E.C. Svensson, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 974 (1978).
39. A. Bijl, *Physica* **7**, 869 (1940).
40. M. Girardeau and R. Arnowitt, *Phys. Rev.* **B113**, 755 (1959).
41. G. Wentzel, *Phys. Rev.* **120**, 1572 (1960).
42. M. Luban, *Phys. Rev.* **128**, 965 (1962).
43. A. Griffin, *Phys. Rev.* **B53**, 9341 (1996).
44. Д. Таулес, *Квантовая механика систем многих частиц*, Мир, Москва (1975).
45. E.C. Svensson, and A. Griffin, *Physica* **B241–243**, 501 (1990).
46. И.В. Богоявленский, Л.В. Карнацевич, Ш.А. Козлов, А.В. Пучков, *ФНТ* **16**, 139 (1990).

On the curve of energy excitation dispersion in liquid ^4He

I.V. Bogoyavlenskii, A.V. Puchkov,
A.N. Skomorokhov, and L.V. Karnatsevich

The excitation dispersion in quantum liquid, namely superfluid ^4He , has been investigated. An attempt was made to systemize literature experimental data, pointing to different origins of excitations with wave vectors, corresponding to different intervals of the dispersion curve for liquid ^4He . The neutron spectroscopy data are analyzed from the point of view of a certain physical hypothesis of the formation of this spectrum. The hypothesis permits us to explain most of the available experimental data. Special attention is concentrated on comparing the experimental data obtained with a DIN-2PI time-of-flight spectrometer (IBR-2 reactor, Dubna) and the results of foreign centers.