

Спектры коллективных возбуждений частиц в нормальной и сверхтекучей жидкости

В.В. Бражкин

Рассматривается специфика коллективных возбуждений в неупорядоченных средах, главным образом в жидкостях. Обсуждается отличие собственных возбуждений в неупорядоченных средах от плоских гармонических волн и связанная с этим проблема эффективного затухания возбуждений. Проводится детальный сравнительный анализ спектров коллективных возбуждений в обычных жидкостях и сверхтекучем гелии. Рассматриваются такие аспекты, как фоновая и ротонная части спектра, явление "быстрого звука", сдвиговые волны и "замешивание" продольных и поперечных возбуждений в жидкостях. Показано, что возбуждения в жидкостях определяют их термодинамические свойства как в нормальном, так и в сверхтекучем состоянии. Несмотря на качественное сходство спектров сверхтекучего гелия и обычных жидкостей, имеются существенные различия, которые, на наш взгляд, пока не получили адекватного теоретического описания. Подчеркиваются большие отличия сверхтекучего гелия от сверхтекучих бозе-конденсатов ансамблей ультрахолодных атомов. Делается предположение о возможной большой роли высокой нулевой энергии атомов гелия при сверхнизких температурах как для понимания особенностей спектров возбуждений, так и для самого явления сверхтекучести.

Ключевые слова: коллективные возбуждения, жидкости, сверхтекучий гелий, теплоёмкость

PACS numbers: 47.37. + q, 62.60. + v, 63.50. – x, 65.40. Ba, 67.25. – k

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.01.039852>

Содержание

1. Введение (519).
 2. Колебательные возбуждения в неупорядоченных средах (520).
 3. Сверхтекучий гелий: открытие коллективных возбуждений (522).
 4. Спектры возбуждений в обычных жидкостях I: псевдозоны Бриллюэна и псевдоротоны (523).
 5. Спектры возбуждений в обычных жидкостях II: "быстрый звук", сдвиговые возбуждения, аномальные жидкости и "замешивание" продольных и поперечных ветвей (525).
 6. Спектры возбуждений сверхтекучей и нормальной жидкости: найдите пять отличий (529).
 7. Коллективные возбуждения и теплоёмкость нормальных и сверхтекучих жидкостей (532).
 8. Спектр возбуждений гелия как ключ к микроскопическому описанию сверхтекучести (537).
 9. Заключение (540).
- Список литературы (541).

1. Введение

Коллективные возбуждения атомов и молекул в кристаллах успешно описываются в терминах фононных спектров. Для периодической решётки атомов или молекул с гармоническим потенциалом межатомного взаимодействия фононные возбуждения, т.е. плоские гармонические волны, являются собственными. Спектры возбуждений в кристаллах, т.е. зависимости частоты фононов ω от волнового вектора $\mathbf{k}$ внутри первой зоны Бриллюэна, успешно изучаются как теоретически, так и экспериментально. Теоретическое рассмотрение, как правило, сводится к нахождению собственных значений динамической матрицы (фактически квадратов частот), которая, в свою очередь, строится на основе информации о потенциалах эффективного межатомного взаимодействия в кристаллах [1]. Экспериментально фононные спектры исследуются с помощью неупругого рассеяния нейтронов, а в последние годы — также с помощью неупругого рассеяния рентгеновских лучей. Низкочастотные области спектра также изучаются ультразвуковым методом и с помощью бриллюэновского рассеяния света. Рамановское рассеяние света даёт информацию о частотах оптических фононов при малых волновых векторах вблизи центра зоны Бриллюэна. Заметим также, что кинематическое ограничение при исследовании спектров методом неупругого рассеяния нейтронов приводит к тому, что скорость нейтронов должна быть больше скорости звука в исследуемом образце. Для ряда кристаллов это условие не выполняется и закон сохранения

В.В. Бражкин

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН,
Калужское шоссе 14, 108840 Троицк, Москва, Российская Федерация
E-mail: brazhkin@hppi.troitsk.ru

Статья поступила 25 ноября 2024 г.,
после доработки 10 января 2025 г.

импульса соблюдается лишь с учётом процессов переброса на один или несколько волновых векторов обратной решётки. Таким образом, фононные ветви фактически исследуются во второй или третьей зонах Бриллюэна.

В жидкостях и стёклах трансляционный порядок в расположении атомов и молекул отсутствует, поэтому возбуждения в этих средах, очевидно, не являются обычными фононами. Не очень ясно, как теоретически описывать возбуждения в неупорядоченных средах, и ещё в недалёком прошлом было мало надежды зафиксировать отчётливые спектры коллективных возбуждений экспериментально. В то же время обычные звуковые волны в жидкостях и стёклах достаточно хорошо распространяются, следовательно, в низкочастотном пределе возбуждения должны быть похожи на обычные длинноволновые фононы с линейным бесщелевым спектром¹ $\omega(k)$.

Удивительно, что исследования спектров коллективных возбуждений в жидкостях, причём как теоретические, так и экспериментальные, начались не с обычных жидкостей, а со сверхтекучего гелия 4. Вдвойне удивительно то, что теория значительно опередила по времени экспериментальные исследования. Явление сверхтекучести было открыто П.Л. Капицей в 1938 г. Теоретически спектр возбуждений в сверхтекучем гелии был предсказан Л.Д. Ландау в 1941 г. [2]. В 1947 г. Л.Д. Ландау уточнил и поправил свои предсказания спектра [4]. Первые экспериментальные спектры возбуждений в сверхтекучем гелии получены в 1958 г. [5, 6]. В то же время вплоть до 1980-х гг. исследований спектров возбуждения в обычных жидкостях и стёклах практически не проводилось. Такой большой временной разрыв, причины которого мы обсудим ниже, привёл к тому, что до сих пор исследования спектров возбуждений в нормальных и сверхтекучих жидкостях ведутся различными, почти не контактирующими между собой научными группами с различной научной идеологией. Это резко контрастирует, например, с историей исследования металлов в нормальном и сверхпроводящем состоянии. Исследования транспортных и магнитных свойств металлов в нормальном состоянии активно ведутся с середины XIX века, явление сверхпроводимости было открыто в 1911 г., теория нормальных металлов разработана в 1920–1930-х гг., теория сверхпроводимости (неокончательная) — в 1950-х гг. То есть последовательность изучения нормального и сверхпроводящего состояния в металлах вполне естественная, в отличие от ситуации с нормальным и сверхтекучим состояниями в жидкости. Теоретическое и экспериментальное изучение сверхпроводимости и свойств металлов в нормальном состоянии ведутся одними и теми же научными коллективами в рамках единой научной парадигмы. Заметим, что сверхпроводимость наблюдается в десятках элементарных веществ и в тысячах соединений, тогда как сверхтекучесть в жидкостях наблюдается лишь в гелии 4 и гелии 3. Имеются также косвенные свидетельства возможной

сверхтекучести водорода (в смеси с гелием). Гипотетическая сверхтекучесть (как и сверхпроводимость) материи нейтронных звезд [7] и сверхтекучесть бозе-эйнштейновских конденсатов ультрахолодного газа атомов — явления иного рода, и прямого отношения к физике конденсированного состояния они не имеют. Кроме того, сверхтекучесть в гелии 3 наблюдается при температурах ниже 2 мК, что сильно затрудняет или делает невозможным применение многих экспериментальных методик. Таким образом, сверхтекучий гелий 4 остаётся фактически единственным и уникальным объектом для исследования сверхтекучести.

В результате на настоящий момент имеется довольно много обзоров, посвящённых спектру коллективных возбуждений в жидком гелии [8], и ряд монографий и обзоров, рассматривающих коллективные возбуждения в нормальных жидкостях [9–11]. При этом, за исключением считанного числа работ, до сих пор в литературе фактически не проводился сравнительный анализ спектров нормальных и сверхтекучих жидкостей. Цель настоящего мини-обзора — такой анализ провести. Как мы увидим, детальное сравнение спектров приводит ко многим нетривиальным выводам о самой природе сверхтекучести. Кроме того, будет рассмотрен ряд интересных ещё не до конца решённых вопросов физики неупорядоченных сред.

2. Колебательные возбуждения в неупорядоченных средах

Коллективные возбуждения в конденсированных средах с сильным межчастичным взаимодействием представляют собой связанные нелинейные колебания [12]. При больших амплитудах колебаний часть частиц меняет своё квазиравновесное положение, что приводит к диффузионной составляющей движения частиц [12]. В твёрдых телах (кристаллах и стёклах) такие диффузионные прыжки достаточно редкие, а в жидкостях вклад диффузионного типа движения частиц сравним с колебательным [13]. Необходимо заметить, что в любой замкнутой консервативной системе, в том числе в жидкостях и стёклах, энергия сохраняется и собственные коллективные возбуждения всегда по определению являются незатухающими [14, 15]. Но проблема состоит в том, что все эти возбуждения в неупорядоченных средах представляют собой очень сложные связанные нелинейные колебания, которые не распадаются на отдельные моды. Поэтому, когда говорится о затухании коллективных возбуждений в жидкостях или стёклах, имеется в виду затухание плоских гармонических волн с фиксированной частотой и волновым вектором (как фононы в кристаллах), а не собственных возбуждений.

При экспериментальном исследовании спектров фиксируется отклик системы именно на плоские гармонические волны: акустические при ультразвуковых исследованиях, световые при исследовании методом бриллюэновского или рамановского рассеяния, рентгеновские лучи при исследовании методом неупругого рентгеновского рассеяния, волны де Бройля нейтронов при исследовании методом неупругого рассеяния нейтронов. Все перечисленные волны имеют фиксированные значения частоты и волнового вектора как до рассеяния, так и после него. Поэтому экспериментальный отклик всегда осуществляется фактически в базисе плоских гармониче-

¹ Интересно, что на этот достаточно тривиальный факт обратил внимание Л.Д. Ландау в своей первой работе, посвящённой теории сверхтекучести гелия 4 [2], в которой он, в частности, обсуждал ошибочность работы А. Бийля [3]. А. Бийль в своей работе предполагал, что в спектре возбуждений жидкого гелия должна быть щель, а бесщелевые возбуждения вообще отсутствуют.

ских коллективных возбуждений, которые для неупорядоченной системы не являются собственными и за конечное время затухают. Это время затухания как время "сходства" собственного возбуждения с плоской гармонической волной как раз и фиксируется в эксперименте. Например, при исследовании методами неупругого рассеяния нейтронов и рентгеновских лучей затухание определяется из ширины соответствующих пиков динамического структурного фактора. При теоретическом анализе спектров возбуждений также чаще всего используется базис плоских гармонических волн и анализируется их затухание в неупорядоченных средах.

Кристаллы обладают трансляционным порядком, поэтому волновой вектор $\mathbf{k}$ является "хорошим" квантовым числом для квантов возбуждений — фононов, т.е. плоские волны являются собственными возбуждениями. При низких температурах и малой амплитуде колебаний атомов эти колебания являются почти гармоническими, т.е. частота ω тоже является "хорошим" квантовым числом для фононов. В результате плоские гармонические возбуждения в кристаллах фактически являются собственными и слабо затухают. Соответствующий фононный спектр (зависимость $\omega(k)$) также почти не имеет затухания. С ростом температуры амплитуда колебаний возрастает и начинает сказываться ангармонизм потенциала. Частота фонона ω перестаёт быть "хорошим" числом, у фононов появляется затухание, которое описывается в терминах многофононных процессов [16] (рис. 1а).

В неупорядоченных средах трансляционный порядок отсутствует, волновой вектор $\mathbf{k}$ — "плохое" число, и плоские волны не являются собственными возбуждениями при любых температурах. Вместе с тем при низких температурах колебания являются почти гармоническими, и фактически мы имеем обычную задачу из теоретической механики, где для гармонической системы N частиц возникает $3N$ собственных частот колебаний. В отличие от кристаллов, собственные возбуждения в таких стёклах представляют собой сложные комбинации колебаний с разными частотами, не распадающиеся на отдельные моды. Однако на длинах волн, больших, чем масштаб структурной неоднородности в стекле (фактически, масштаб промежуточного порядка — 3–5 межатомных расстояний), волны "не чувствуют" беспорядок. Плоские волны на малых волновых векторах являются, следовательно, собственными возбуждениями сплошной среды. У таких волн имеется очень слабое затухание рэлеевского типа ($\sim \omega^4$). Это справедливо при волновых векторах $k < (0,2-0,3)k_D$, где k_D — максимально возможный волновой вектор порядка π/a , где a — среднее межатомное расстояние (граница псевдозоны Бриллюэна). В частности, это выполняется для обычных звуковых волн. При меньших длинах волн векторы k становятся "плохими" волновыми числами, что приводит к сильному эффективному затуханию фононов (рис. 1б). С ростом температуры в стёклах, как и в кристаллах, "включаются" эффекты ангармонизма, частота ω тоже становится "плохим" числом, что приводит к дополнительному эффективному затуханию фононов (рис. 1б).

В жидкостях из-за большой амплитуды колебаний эффекты ангармонизма всегда велики. Вместе с тем, как и в стёклах, при малых волновых векторах собственные возбуждения являются почти плоскими волнами и звуковые колебания распространяются с небольшим за-

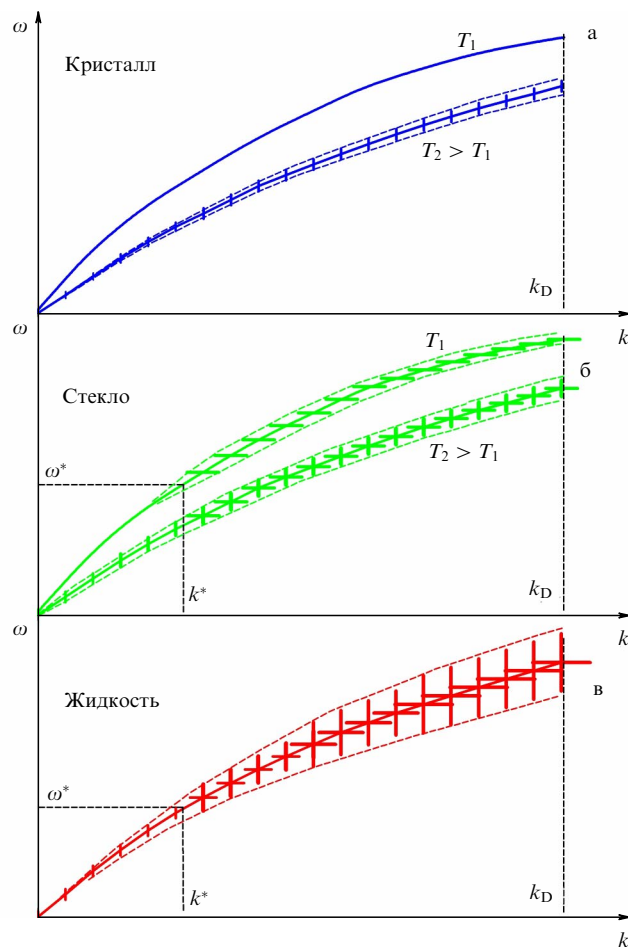


Рис. 1. Качественное поведение спектров коллективных возбуждений (фононов) $\omega(k)$ для кристаллов (а), стёкол (б) и жидкостей (в). Вертикальными и горизонтальными отрезками показано эффективное затухание возбуждений, связанное соответственно с ангармонизмом и отсутствием трансляционного порядка. k_D — максимальный волновой вектор, соответствующий границе зоны или псевдозоны Бриллюэна; k^* — волновой вектор, соответствующий длине волны, сравнимой с масштабом промежуточного порядка в стекле или жидкости; ω^* — частота возбуждения, соответствующая волновому вектору k^* .

туханием (рис. 1в). На малых длинах волн эффективное затухание фононов в нормальных жидкостях всегда очень большое. Кроме того, в жидкостях помимо колебательного движения заметная часть частиц совершает и диффузионные прыжки, что также приводит к росту эффективного затухания возбуждений. То, что на малых длинах волн в неупорядоченных системах плоские волны не являются собственными, приводит ещё к одному важному последствию — замешиванию продольных и поперечных возбуждений. Данный важный момент мы обсудим в разделе 5.

Поскольку волновое число $\mathbf{k}$ для неупорядоченных сред "плохое" для большей части возбуждений, а затухание из-за ангармонизма может быть не столь велико, то во многих случаях более целесообразно рассматривать не дисперсионные кривые $\omega(k)$, а плотность состояний коллективных возбуждений $g(\omega)$, которая показывает, какое число возбуждений находится в соответствующем диапазоне частот или, в более общем случае, — в диапазоне энергий (рис. 2). В стёклах при низких частотах (соответствующих большим длинам волн), как говорилось выше, собственные возбуждения — это почти

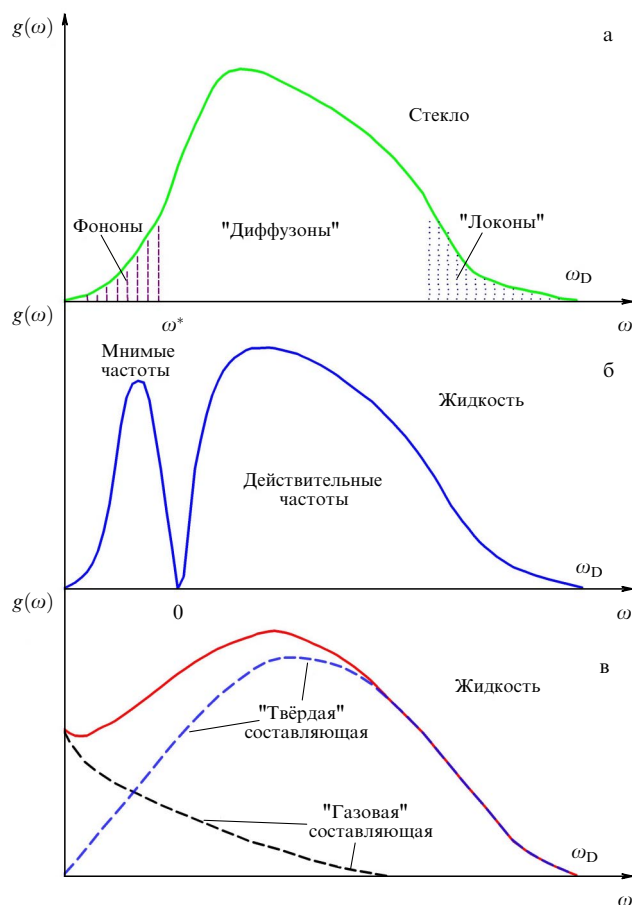


Рис. 2. Качественное поведение плотности состояний коллективных возбуждений $g(\omega)$ в стёклах [18] (а); в жидкостях в рамках подхода "мгновенных мод" [19] (б); в жидкостях с разделением на "газовую" и "твёрдую" составляющие согласно [20] (в).

"нормальные" фононы. Также в стёклах на малых частотах имеется дополнительное увеличение плотности фоновых состояний по сравнению с кристаллами, называемое бозонным пиком [17]. Обсуждение бозонного пика выходит за рамки настоящего обзора. При более высоких частотах, соответствующих меньшим длинам волн, собственные возбуждения сильно отличаются от плоских волн, и их иногда называют "диффузонами" [18] (рис. 2а). В частности, именно диффузоны являются источниками низкой теплопроводности в стёклах по сравнению с кристаллами. Напомним, что кристаллы без ангармонизма фононов имели бы вообще бесконечную теплопроводность. Ситуация полностью аналогична картине электронных блоховских волн в металлах, где кристалл без дефектов при нулевой температуре должен иметь бесконечную электропроводность (нулевое сопротивление). В металлических же стёклах электроны — уже не плоские блоховские волны, и проводимость остаётся конечной при любых температурах. В области высоких частот часть возбуждений в стёклах может быть локализована в малых пространственных областях, и для них иногда используется термин "локоны" (рис. 2а).

При анализе плотности состояний возбуждений в жидкости возникает дополнительное осложняющее обстоятельство, связанное с большим весом неколебательных диффузионных процессов. В теоретических расчётах используются, главным образом, два альтернативных

подхода. В первом для мгновенной конфигурации частиц жидкости в компьютерной симуляции считаются силовая и динамическая матрицы и квадраты собственных частот колебаний в гармоническом приближении (подход "мгновенных мод" [19]. При этом, в отличие от кристаллов и стёкол, заметное число собственных значений динамической матрицы (квадратов собственных частот) оказываются отрицательными, а частоты, соответственно, мнимыми. Мнимые частоты соответствуют неустойчивым конфигурациям частиц, которые как раз и порождают диффузионные прыжки. Часть плотности состояний с мнимыми частотами принято представлять на отрицательной оси (рис. 2б). Заметим, что при сильном ангармонизме колебаний в твёрдых телах в рамках данного подхода также будут иметь место мнимые моды, что во многом данную концепцию обесценивает. Кроме того, как заметил ещё Л.Д. Ландау, мнимые частоты формально соответствуют экспоненциально затухающим и экспоненциально нарастающим решениям, что приводит к нарушению закона сохранения энергии.

В другом подходе, не предполагающем гармонических возбуждений, плотность состояний вычисляется как интеграл Фурье от автокорреляционной функции скоростей частиц [20]. Этот подход может быть в равной степени применён как к твёрдому телу, так и к газу, а полученная плотность состояний просто отражает долю возбуждений с определённой энергией. Поскольку возбуждения в таком подходе могут быть негармоническими, плотность состояний на нулевой частоте остаётся конечной, в отличие от модели "мгновенных мод". Полученную в таком подходе плотность состояний возбуждений для жидкости можно условно разделить на почти гармоническую "твёрдоподобную" часть и полностью ангармоническую — "газоподобную" (рис. 2в).

Заметим, что плотность состояний коллективных возбуждений в диэлектрических жидкостях и стёклах однозначно определяет термодинамические свойства, в том числе теплоёмкость (см. раздел 7).

Суммируя, можно сделать вывод о том, что возбуждения в нормальной жидкости из-за отсутствия трансляционного порядка сильно отличаются от плоских гармонических волн, и в спектрах возбуждений должно наблюдаться сильное эффективное затухание, причём такое затухание должно кардинально нарастать для больших волновых векторов при $k > (0,2 - 0,3)k_D$. Такое поведение не должно сильно зависеть от температуры и обязано наблюдаться вплоть до нулевых температур как в стёклах, так и в жидкостях. Вместе с тем заметим, что жидкости в стабильном состоянии, в отличие от стёкол, являются термодинамически равновесными состояниями вещества, и при низких температурах их энтропия должна стремиться к нулю. На первый взгляд, это должно свидетельствовать о проявлении какой-то упорядоченности в жидкостях. В разделе 7 мы рассмотрим данный вопрос более подробно.

3. Сверхтекучий гелий: открытие коллективных возбуждений

Поскольку истории изучения сверхтекучести гелия посвящено много обзоров и монографий [21–23], мы кратко напомним лишь основные моменты. Сверхтекучесть жидкого гелия, т.е. способность течь без трения по узким щелям и "подниматься" по стенкам сосудов при

температурах ниже температуры λ -точки (2,17 К), была открыта и стала интенсивно изучаться в лаборатории П.Л. Капицы в 1938 г., когда ни о каких спектрах возбуждений в жидкостях не было ни малейшего представления. Даже для кристаллов понятие фонона как кванта коллективных возбуждений, предложенное И.Е. Таммом и Я.И. Френкелем в начале 1930-х гг., ещё не стало общепринятым. Поэтому сверхтекучий гелий, в определённой степени случайно, стал первой жидкостью, спектр возбуждений которой стал обсуждаться и исследоваться. Л.Д. Ландау в 1941 г. [2] предположил наличие линейного бесщелевого участка в спектре $\omega(k)$ для объяснения сверхтекучести гелия, что согласуется с наличием звуковых волн в длинноволновом пределе. В том случае, если движение атомов гелия как-то скоррелировано, такой спектр может привести к сверхтекучести при скоростях движения жидкости, меньших, чем наклон линии спектра $\omega(k)$ (фактически меньших скорости звука) [2]. Была предложена двухжидкостная феноменологическая модель гелия, как бы состоящего из "нормальной" и сверхтекучей компонент. Последняя возникает при температурах ниже точки фазового перехода в сверхтекучее состояние (2,17 К), её доля нарастает при дальнейшем понижении температуры, и при $T < 1$ К доля нормальной компоненты становится пренебрежимо малой. Помимо линейной бесщелевой ветви спектра Л.Д. Ландау предположил также наличие квадратичного участка спектра со щелью при нулевом волновом векторе. Данный участок спектра, по мнению Л.Д. Ландау, отвечал за возбуждения вихрей атомного масштаба — ротон. Впоследствии Л.Д. Ландау пересмотрел свои взгляды и в статье 1947 г. [4] предложил новую версию спектра коллективных возбуждений в сверхтекучем жидком гелии (рис. 3а). Ротонные вихревые возбуждения с щелью при нулевом волновом векторе в этом спектре отсутствуют, и последующие максимум и минимум в зависимости $\omega(k)$ при больших k являются просто естественным продолжением "фононного" линейного участка. Возбуждения в окрестности минимума при конечном волновом векторе также были названы ротонами, что вносит определённую путаницу, поскольку никакого отношения к вихревым возбуждениям данный участок спектра не имеет. Поэтому термин "ротон" закрепился за обозначением этого участка спектра в определённой степени случайно. Также данный ротонный минимум не имеет никакого отношения к природе сверхтекучести, Л.Д. Ландау счёл необходимым наличие такого участка спектра лишь для объяснения температурной зависимости теплоёмкости гелия [4].

Первые эксперименты по неупругому рассеянию нейтронов в сверхтекучем гелии были проведены лишь спустя 10 лет, в конце 1950-х гг. [5, 6, 24]. Согласие полученных спектров коллективных возбуждений с предсказаниями Л.Д. Ландау было очень хорошим (рис. 3б), что во многом послужило основанием для присуждения в 1962 г. Л.Д. Ландау Нобелевской премии. В те же 1950-е гг. начали проводиться экспериментальные исследования спектров возбуждений для обычных жидкостей и стёкол. При этом из-за кинематических ограничений, о которых говорилось выше, для большинства жидкостей и стёкол спектры могли быть исследованы лишь при больших волновых векторах, где ожидалось очень сильное затухание. Действительно, никаких ветвей возбуждений в нормальных жидкостях обнаружено не было, и

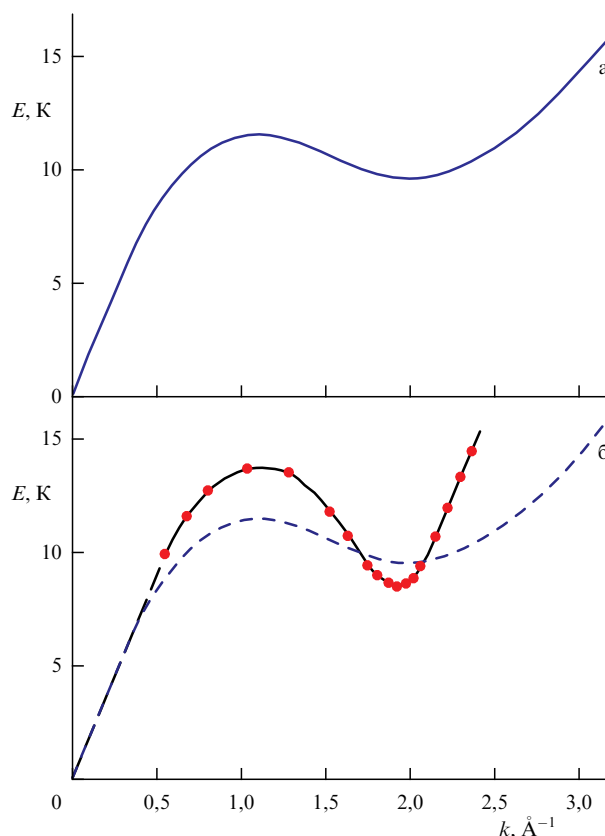


Рис. 3. (а) Спектр возбуждений в сверхтекучем гелии, предложенный Л.Д. Ландау в работе [4]; (б) экспериментальный спектр возбуждений в гелии, полученный методом неупругого рассеяния нейтронов [24]. Экспериментальные точки показаны красными кружками. Линия нарисована "на глаз" для удобства. Для сравнения приведён спектр, предложенный Л.Д. Ландау (штриховая линия).

лишь спустя ещё 10 лет для ряда жидких металлов в определённом интервале волновых векторов удалось зафиксировать сильно затухающие коллективные возбуждения [25] (рис. 4а). Для других простых жидкостей типа аргона снять спектры в те годы не удавалось [26], в связи с чем в конце 1960-х гг. стали говорить о том, что жидкости бывают почти гармонические, в которых коллективные возбуждения, хотя и сильно затухающие, имеются, и "ангармонические", где квазифононные ветви вообще не наблюдаются. С развитием техники нейтронных экспериментов чувствительность измерений росла, и ещё через 20 лет удалось снять сильно затухающие спектры такой важной жидкости, как вода (рис. 4б) [27]. Таким образом, 30 лет нейтронных исследований показали, на первый взгляд, полное отсутствие сходства между спектрами сверхтекучего гелия и нормальных жидкостей: вместо хорошо определённой зависимости $\omega(k)$ в широкой области волновых векторов, которая имела место для гелия, для нормальных жидкостей наблюдались лишь очень сильно размытые участки спектров в ограниченном интервале волновых векторов.

4. Спектры возбуждений в обычных жидкостях I: псевдозоны Бриллюэна и псевдоротоны

Ситуация кардинально изменилась к началу XXI века. Благодаря появлению мощных синхротронных источни-

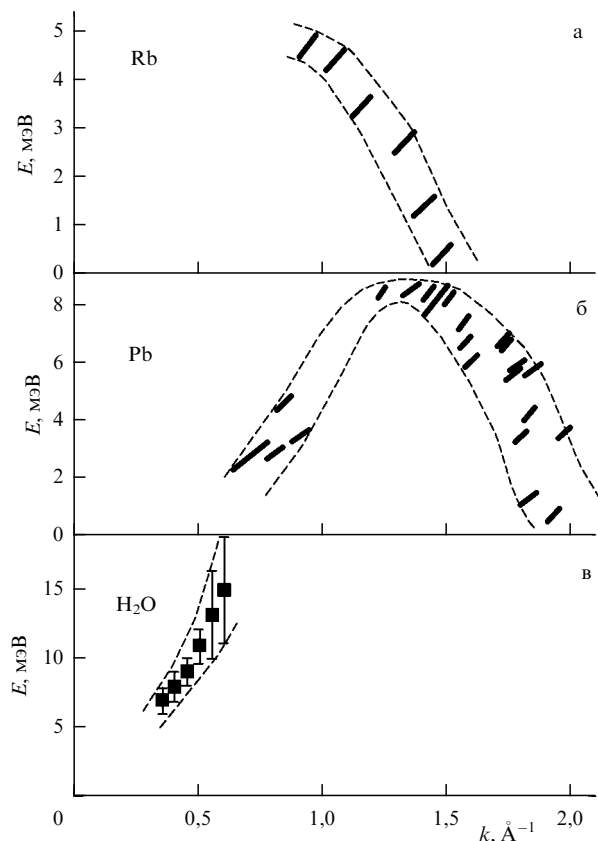


Рис. 4. Экспериментальные спектры коллективных возбуждений, полученные методом неупругого рассеяния нейтронов, для расплавов рубидия (а) и свинца (б) по данным работы [25]; экспериментальный спектр возбуждений, полученный методом неупругого рассеяния нейтронов, для воды [27] (в). Представлены экспериментальные точки с учётом размытия (затухания) спектров. Линии нарисованы на глаз для удобства.

ков 3-го поколения был развит метод исследования коллективных возбуждений в конденсированных средах с помощью неупругого рассеяния рентгеновских лучей. Для этого метода отсутствует "кинематическое ограничение", и спектры могут быть изучены практически во всём диапазоне волновых векторов. Техника нейтронных исследований тоже быстро прогрессировала как с точки зрения мощности нейтронных источников, так и с точки зрения чувствительности и разрешения детекторов. В результате исследование спектров коллективных возбуждений в жидкостях и стёклах превратилось из маргинальной во вполне себе респектабельную область физики. По данной теме написан ряд обзоров, например, [10, 28], поэтому в разделах 4 и 5 мы приведём лишь основные результаты. Оказалось, что спектры для различных классов жидкостей качественно очень похожи между собой. Такие разные жидкости, как флюиды инертных газов (рис. 5), расплавы щелочных металлов (рис. 6) и жидкие полупроводники и полуметаллы (рис. 7), имеют одни и те же характерные особенности спектров. После квазилинейного фононного участка спектра наблюдается выполаживание зависимости $\omega(k)$ с последующими максимумом и минимумом, т.е. качественно все спектры похожи на спектр сверхтекучего гелия, если не говорить о величине затухания. Следовательно, на первый взгляд, для всех жидкостей (и стёкол!) имеются фононные и ротонные моды возбуждений. Более того,

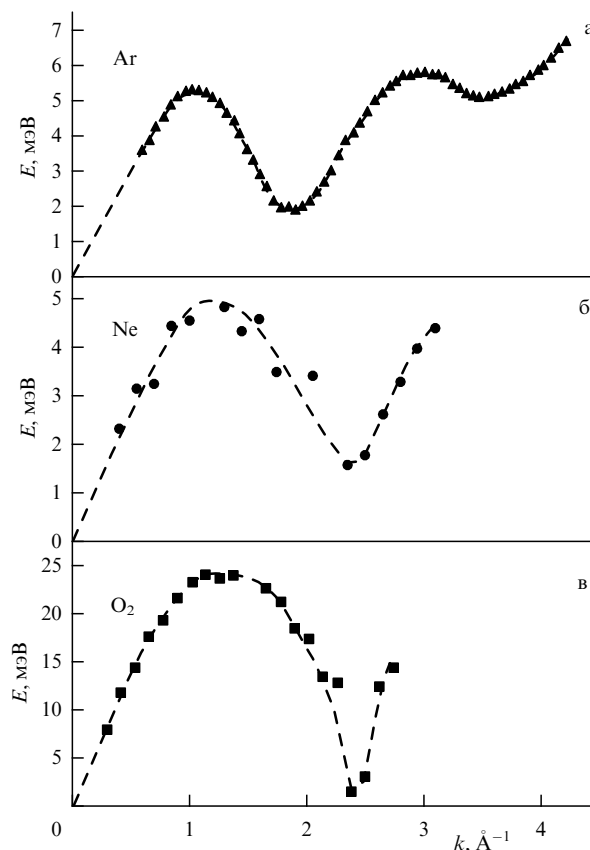


Рис. 5. Экспериментальные спектры коллективных возбуждений в сжиженных газах, полученные методом неупругого рассеяния рентгеновских лучей. Представлены экспериментальные точки для аргона [29] (а), неона [30] (б) и кислорода [31] (в). Высокие значения энергии возбуждений для кислорода связаны с тем, что спектры получены для флюида при сверхвысоких давлениях. Линии нарисованы на глаз для удобства. Затухание не показано. Для всех флюидов оно велико и сравнимо по величине с частотой для больших волновых векторов, начиная со второй псевдозоны Бриллюэна.

исследования спектров при больших волновых векторах показали наличие последующих максимумов и минимумов, примерно равноотстоящих друг от друга (рис. 5а, 6б, 7а–в). Максимумы и минимумы с ростом волнового вектора становятся всё менее выраженными, и спектры коллективных возбуждений плавно переходят при высоких энергиях в почти линейные спектры одночастичных возбуждений [10]. Заметим, что проблема большого эффективного затухания спектров, о которой говорилось в предыдущих разделах, конечно, никуда не делась. Относительно небольшое затухание экспериментально наблюдается, действительно, лишь при малых волновых векторах $k < (0,2-0,3)k_D$, при больших значениях волнового вектора затухание нарастает и становится сравнимым по абсолютной величине с частотой. Любопытно, что бросающееся в глаза сходство спектров коллективных возбуждений нормальных жидкостей и сверхтекучего гелия почти не обсуждается — как говорилось выше, за последние 70 лет интересы учёных в указанных двух областях исследований сильно разошлись.

Во всех случаях последующие максимумы и минимумы в спектрах отстояли от предыдущих на волновой вектор, близкий к волновому вектору для главного пика статического структурного фактора, что сразу позволяет

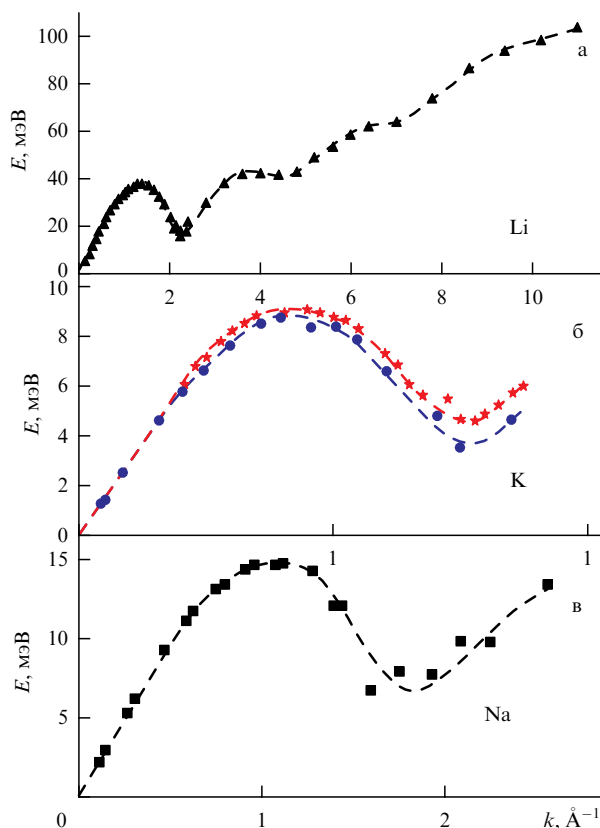


Рис. 6. Экспериментальные спектры коллективных возбуждений для расплавов металлов, полученные методом неупругого рассеяния рентгеновских лучей. Представлены экспериментальные точки для лития [10] (а), калия [10] (б) и натрия [32] (в). Показаны экспериментальные точки. Для калия представлены также данные, полученные методом неупругого рассеяния нейтронов (звёздочки). Линии нарисованы на глаз для удобства. Затухание не показано. Для всех флюидов оно велико и сравнимо по величине с частотой для больших волновых векторов, начиная со второй псевдозоны Бриллюэна.

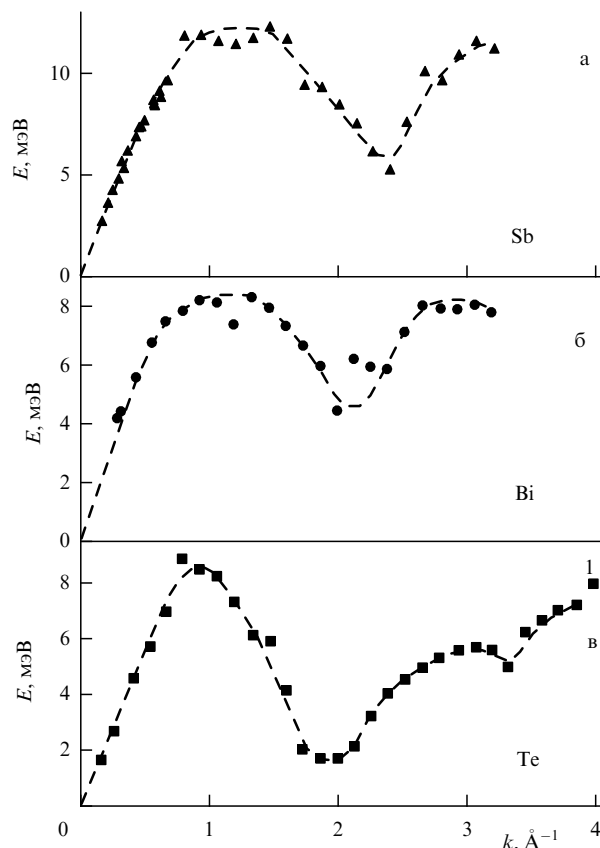


Рис. 7. Экспериментальные спектры коллективных возбуждений для расплавов полупроводников и полуметаллов, полученные методом неупругого рассеяния рентгеновских лучей. Представлены экспериментальные точки для сурьмы [33] (а), висмута [33] (б) и теллура [34] (в). Показаны экспериментальные точки. Линии нарисованы на глаз для удобства. Затухание не показано. Для всех флюидов оно велико и сравнимо по величине с частотой для больших волновых векторов, начиная со второй псевдозоны Бриллюэна.

провести аналогию с кристаллами, как это было сделано в работе [35]. В кристаллах фоновые спектры возбуждений в схеме повторяющихся зон Бриллюэна будут представлять собой повторяющийся набор куполообразных участков (рис. 8а). В жидкостях имеется аналогичная картина повторяющихся псевдозон Бриллюэна, но из-за наличия беспорядка границы псевдозон размыты, волновой вектор обратной решётки также определён с точностью до некоторой ошибки (рис. 8б) [35]. Начиная со 2-й псевдозоны зависимость $\omega(k)$ уже не касается нуля, а проходит через все менее глубокие минимумы и после 4–5 осцилляций выходит на линию, соответствующую баллистическому движению отдельных частиц (рис. 5а) [10].

Таким образом, участки спектров возбуждений в жидкостях в окрестности(ях) минимумов — это не какие-то специфические ротонные возбуждения, а размытые "дубли" реальных возбуждений вблизи нулевого волнового вектора. Заметим, что в поликристаллах из-за несовпадения величин волновых векторов на границах зоны Бриллюэна для разных кристаллографических направлений имеется как бы эффективное размытие границ зон, и спектры также получаются размытыми. Зависимость $\omega(k)$ при этом также не касается нуля частот на границе второй зоны и проходит через псевдоротонный минимум (рис. 9а) [32]. Впервые вывод о сходстве спектров возбуждений в поликристаллах и неупорядо-

ченных системах, по-видимому, был сделан в работе [36], где методом компьютерного моделирования был получен спектр возбуждений стекла одинаковых частиц с потенциалом Леннарда-Джонса (рис. 9б). Таким образом, псевдоротоны в жидкостях и стёклах при волновых векторах вблизи границы второй псевдозоны Бриллюэна не являются реальными возбуждениями. Для вычисления термодинамических свойств, в том числе теплоёмкости, следует учитывать только реальный участок спектров внутри первой псевдозоны Бриллюэна с учётом её размытия. Все вышесказанное, на первый взгляд, заставляет усомниться в реальности ротонного участка спектра в сверхтекучем гелии. Получается, что Л.Д. Ландау ничего интересного и нового не предсказал? К данному вопросу мы вернёмся в разделе 6.

5. Спектры возбуждений в обычных жидкостях II: "быстрый звук", сдвиговые возбуждения, аномальные жидкости и "замешивание" продольных и поперечных ветвей

При изучении спектров возбуждений в жидкостях методом неупругого рассеяния рентгеновских лучей была обнаружена ещё одна яркая особенность — наличие положительной дисперсии звука (отклонение от линей-

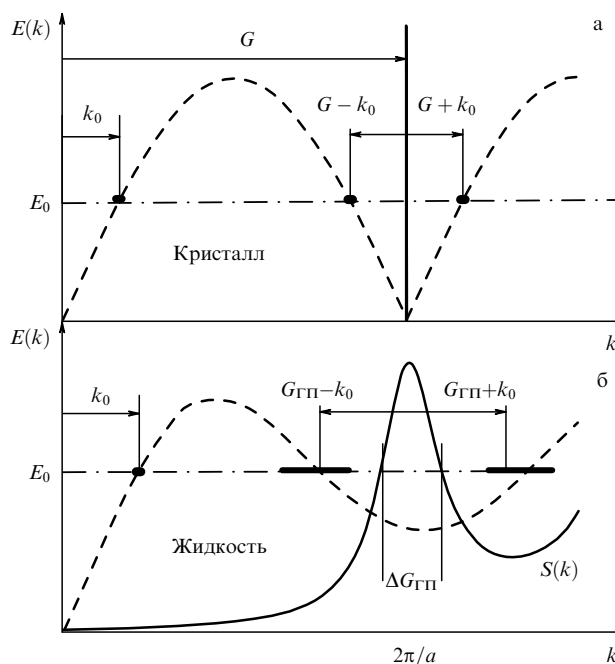


Рис. 8. Качественная картина спектров коллективных возбуждений в кристаллах (а) и жидкостях (б) согласно [35] в схеме повторяющихся зон Бриллюэна для кристаллов и псевдозон — для жидкостей. G — волновой вектор обратной решётки для кристалла $G = 2\pi/a$, где a — межатомное расстояние. $G_{ГП}$ — волновой вектор, соответствующий положению главного пика статического структурного фактора $S(k)$ (вектор обратной псевдорешётки). $G_{ГП} \approx 2\pi/a$, где a — среднее межатомное расстояние в жидкости. Фононы для кристалла при энергии E_0 и волновых векторах k_0 , $G - k_0$ и $G + k_0$ эквивалентны. Аналогичные возбуждения в жидкости совпадают с точностью до размытия границы псевдозоны Бриллюэна $\Delta G_{ГП}$.

ной зависимости $\omega(k)$ начиная с конечного по величине волнового вектора) [10, 37]. В дальнейшем за этим явлением закрепился термин "быстрый звук" (несмотря на то что ранее тот же термин использовался для описания звуковых волн в газовых смесях). Одним из первых и наиболее ярких примеров "быстрого звука" является спектр коллективных возбуждений в воде [38] (рис. 10). При волновых векторах $k > 0,01 \text{ \AA}^{-1}$ наблюдается существенное отклонение вверх от линейной зависимости, т.е. скорость звука на высоких частотах и больших волновых векторах заметно превышает скорость звука в гидродинамическом длинноволновом пределе. За последние годы явление "быстрого звука" было обнаружено и изучено для десятков различных жидкостей [38].

Также в последнее время сначала для модельных систем, а при увеличении чувствительности измерений — и в реальных жидкостях были обнаружены поперечные звуковые возбуждения на высоких частотах (см. [38] и приведённые там ссылки). Эти сдвиговые возбуждения распространяются в жидкостях лишь начиная с некоторого конечного волнового вектора, т.е. для поперечной ветви возбуждений в спектре имеется щель по волновому вектору (K -gap) [11, 38]. Щель по волновому вектору возрастает с увеличением температуры и может распространиться на всю первую псевдозону Бриллюэна. В таком случае квазигармонические сдвиговые возбуждения в жидкости исчезают на всех собственных частотах и происходит переход от жидкости к квазигазу на так называемой линии Френкеля [13, 39, 40].

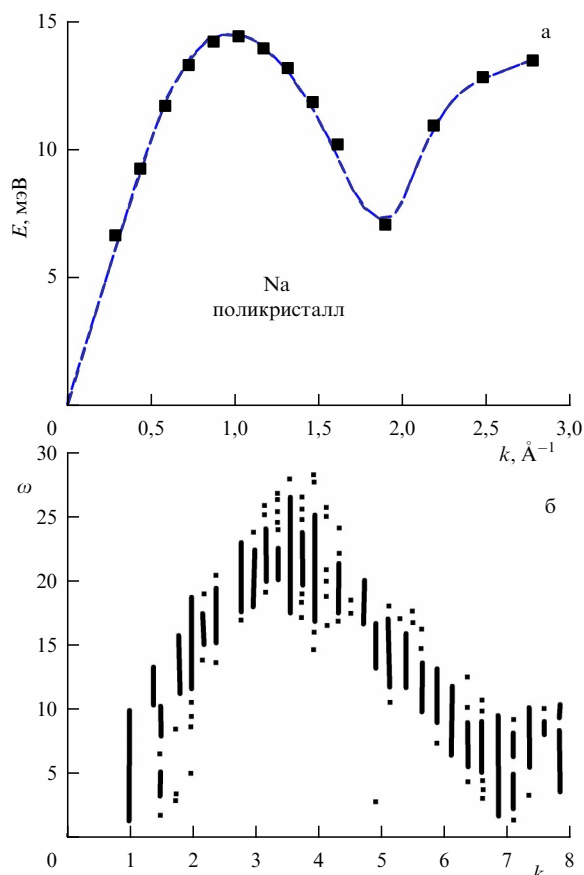


Рис. 9. (а) Экспериментальный спектр коллективных возбуждений для поликристалла натрия, полученный методом неупругого рассеяния рентгеновских лучей [32]. Линия проведена на глаз для удобства. (б) Спектр коллективных возбуждений леннард-джонсовского стекла, полученный методом компьютерного моделирования [36]. Вертикальные отрезки соответствуют затуханию возбуждений. Единицы на шкалах частоты и волнового вектора соответствуют данным компьютерного эксперимента [36].

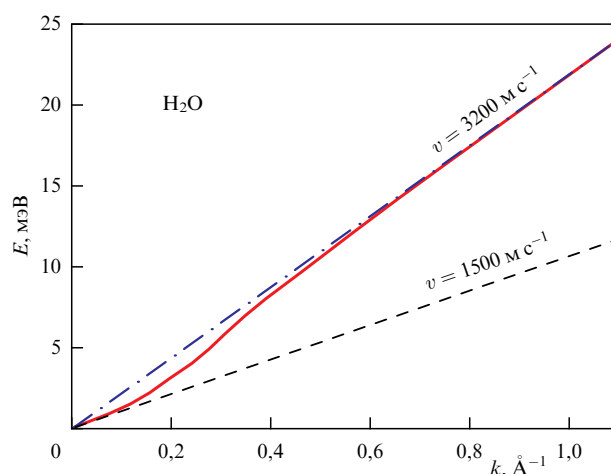


Рис. 10. Спектр коллективных возбуждений в воде (красная линия), демонстрирующий большую положительную дисперсию продольных возбуждений. Штриховая линия соответствует гидродинамической скорости звука в воде в длинноволновом пределе, штрихпунктирная — фазовой скорости продольных волн на высоких частотах — "быстрый звук" [38].

В рамках стандартной вязко-упругой модели появление поперечной ветви возбуждений при больших волно-

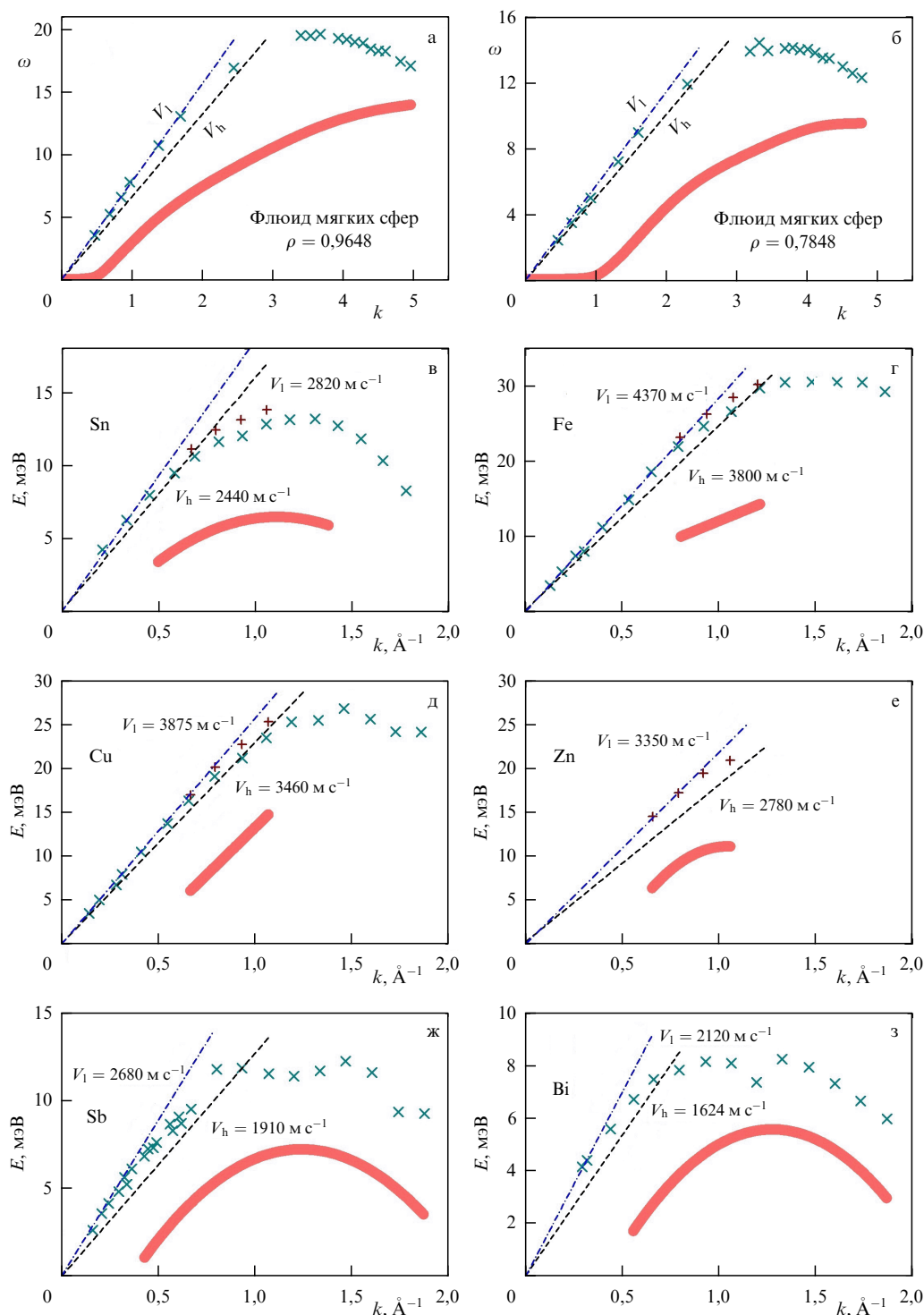


Рис. 11. Спектры продольных и поперечных возбуждений в модельных системах и расплавах элементарных веществ [38]. Флюид "мягких сфер" с разными плотностями (а, б); расплав олова (в); расплав железа (г); расплав меди (д); расплав цинка (е); расплав сурьмы (ж); расплав висмута (з). Толстыми красными линиями показаны сглаженные спектры поперечных возбуждений. Крестиками — экспериментальные точки для спектров продольных возбуждений. Штриховые линии соответствуют гидродинамическим скоростям звука. Штрихпунктирные линии соответствуют скоростям продольных волн на больших частотах ("быстрый звук"), рассчитанным по формуле $V_1^2 = V_h^2 + 4/3 V_t^2$. Для расплавов указаны значения гидродинамической скорости и скорости "быстрого звука".

вых векторах автоматически должно приводить к появлению "быстрого" звука [11, 38]. Действительно, для среды, имеющей ненулевой модуль сдвига, скорость продольного звука V_l определяется выражением $V_l = [(B + (4/3)G)/\rho]^{1/2}$, где B — адиабатический модуль объёмного сжатия, G — модуль сдвига, ρ — плотность вещества. Скорость поперечного звука $V_t = (G/\rho)^{1/2}$. В

то же время на низких частотах гидродинамическая скорость звука $V_h = (B/\rho)^{1/2}$. Фактор увеличения скорости "быстрого" звука по сравнению с "нормальным" должен составить $V_1/V_h = (1 + 4G/3B)^{1/2}$ [38]. Нами было установлено, что учёт поперечных возбуждений действительно правильно описывает масштаб "быстрого" звука для многих жидкостей [38] (рис. 11). Обще-

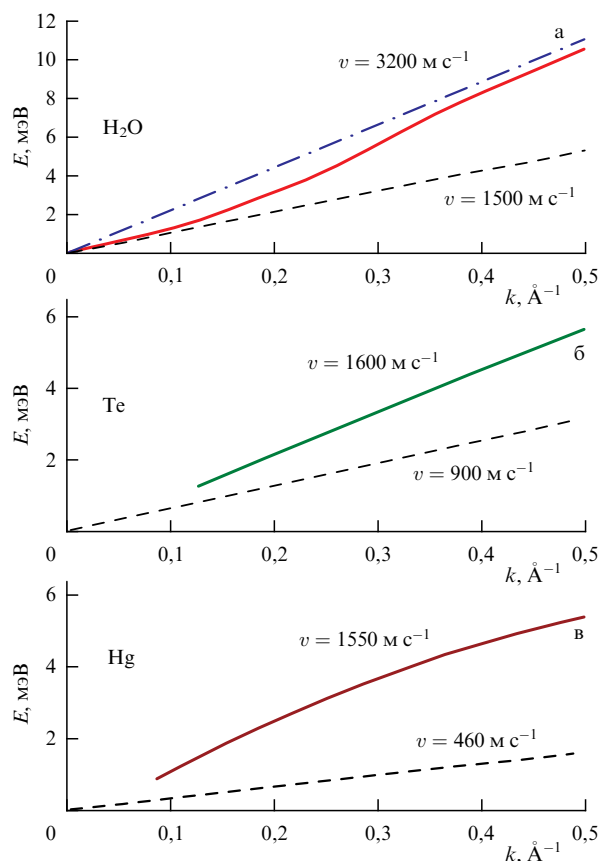


Рис. 12. Аномально большой "быстрый звук" в воде (а), в расплаве теллура (б) и флюиде ртути вблизи критической точки (в) [38]. Показаны начальные участки спектров продольных возбуждений (сплошные линии) и линии, соответствующие гидродинамическим скоростям звука (штриховые линии).

известное из теории упругости выражение достаточно точно предсказывает величину "быстрого" звука как в модельных системах, так и во всех реальных расплавах, где сдвиговые возбуждения на высоких частотах фиксируются относительно надёжно [38]. Положительная дисперсия продольного звука (превышение скорости над гидродинамической) начинается при тех же волновых векторах, где появляются сдвиговые возбуждения. Фактор превышения скорости "быстрого" звука над гидродинамической V_1/V_h составляет 1,15–1,2 для жидких металлов и модельных систем и 1,3–1,4 — для полуметаллических и полупроводниковых расплавов. Соответственно, отношение величин модулей G/B имеет вполне обычные значения в интервале 0,2–0,7.

Вместе с тем для ряда расплавов превышение скорости "быстрого" звука над гидродинамической является аномально большим. Такие жидкости также часто называют аномальными. Например, для воды фактор превышения скорости "быстрого" звука составляет 2,1! Аномально большое увеличение скорости звука на высоких частотах наблюдалось также для расплава теллура и его соединений и расплава ртути вблизи критической точки жидкость–газ (рис. 12) [38].

Как было нами установлено, причиной такого аномального фактора превышения скорости "быстрого звука" является сильная частотная зависимость объёмного модуля сжатия $B(\omega)$ (его аномальное уменьшение на малых частотах) [38]. Корректное выражение для про-

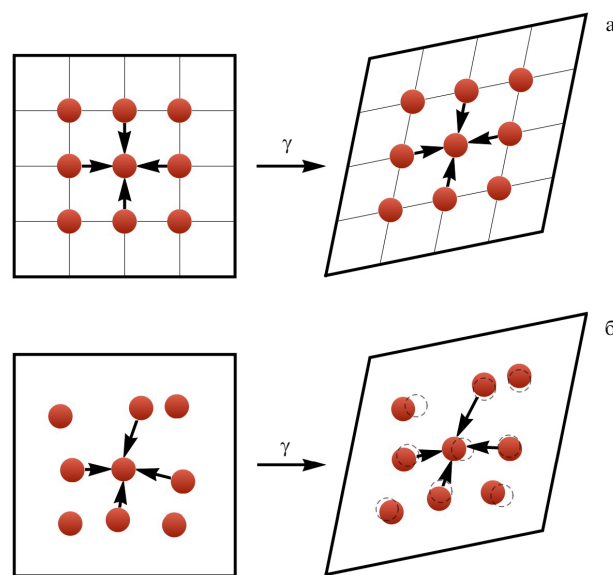


Рис. 13. Иллюстрация "неаффинности" смещений частиц в неупорядоченных системах. Сдвиговые напряжения в кристалле (а) не приводят к нескомпенсированным силам, действующим на частицы внутри области. В то же время в неупорядоченной системе (б) сдвиговые напряжения приводят к нескомпенсированным силам и смещению частиц внутри нанобласти.

дольной скорости звука должно учитывать частотную зависимость модулей: $V_1(\omega) = [(B(\omega) + 4/3G(\omega))/\rho]^{1/2}$. Сильная частотная зависимость модуля сжатия, в свою очередь, связана с релаксационными процессами при размытых фазовых превращениях в случае воды, расплава теллура и многих его соединений и с критическими флуктуациями для флюида ртути в окрестности критической точки. Таким образом, рекордно большая разница между скоростями "быстрого" и "нормального" звука в аномальных жидкостях связана не с аномально большим "быстрым" звуком, а с тем, что "гидродинамический" звук в таких жидкостях является аномально "медленным", а модули сжатия на низких частотах — аномально малыми [38].

Как говорилось выше, при больших волновых векторах возбуждения в жидкостях и стёклах не являются плоскими волнами, поэтому чисто продольных и поперечных возбуждений не существует — они "замешиваются". В последние годы эта проблема была осознана при вычислении упругих модулей стёкол, и даже возник специальный термин "неаффинная динамика неупорядоченной сетки" [41]. В отличие от кристаллов, в стёклах сдвиговые напряжения, приложенные к небольшому участку сетки, неизбежно приведут к нескомпенсированным силам, действующим на частицы внутри данной области, появлению напряжений сжатия и смещению частиц в новые положения равновесия (рис. 13). Аналогично, объёмное сжатие участка неупорядоченной сетки приведёт к появлению локальных сдвиговых напряжений внутри данного участка.

В жидкостях неупорядоченность приводит к тому, что внешняя продольная волна с большим волновым вектором неизбежно "породит" поперечную составляющую и наоборот. Это иллюстрируется на рис. 14, где представлены данные первопринципных расчётов корреляционных функций поперечных и продольных потоков для расплава Sn из работы [42]. Видно, что в каж-

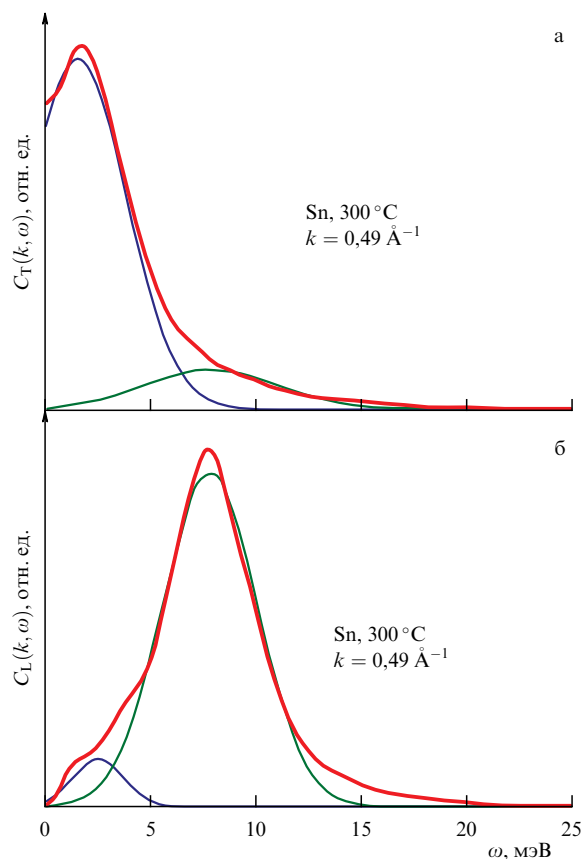


Рис. 14. Корреляционные функции поперечных (а) и продольных (б) потоков для атомов олова по данным расчётов [42]. Потоки представлены жирными красными линиями. Наблюдается "замешивание" продольных и поперечных ветвей: в корреляционной функции поперечного потока присутствует продольная компонента (размытый пик при высоких частотах); в корреляционной функции продольных потоков присутствует поперечная компонента (небольшой пик на низких частотах).

дой корреляционной функции содержатся обе составляющие.

Собственно, именно благодаря "неортогональности" и "замешиванию" продольных и поперечных волн в неупорядоченных средах удаётся экспериментально наблюдать спектр сдвиговых возбуждений (см. рис. 11). В экспериментах по неупругому рассеянию рентгеновских лучей геометрия эксперимента такова, что в динамическом структурном факторе, на первый взгляд, должны присутствовать только "крылья"-спутники, соответствующие продольным возбуждениям [10]. Однако из-за "замешивания" продольных и поперечных волн на больших частотах в эксперименте также удаётся наблюдать слабые пики-спутники от сдвиговых возбуждений. "Замешивание" продольных и поперечных ветвей возбуждений осложняет теоретический анализ спектров, полученных методами компьютерного моделирования (рис. 15).

Построение спектров исходя из положения максимумов корреляционных функций поперечных и продольных потоков, производимое обычно большинством исследователей, приводит к неправильным результатам при больших волновых векторах. Чтобы получить корректные результаты, необходимо корреляционные функции обрабатывать совместно [43]. Помимо ложных пересечений ветвей спектров во второй и последующих псевдозонах Бриллюэна, при неправильном анализе возникают

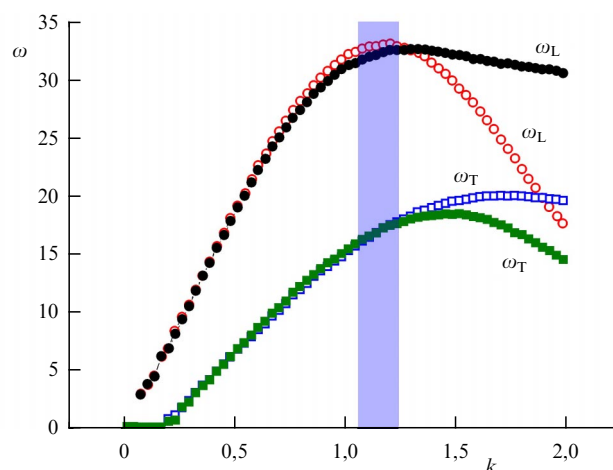


Рис. 15. Спектры продольных ω_L и поперечных ω_T возбуждений во флюиде частиц с потенциалом Леннарда-Джонса по данным компьютерного моделирования [43]. Открытыми символами показаны "неправильные" спектры с ложным пересечением ветвей, полученные стандартным способом раздельного анализа корреляционных функций потоков без учёта их "замешивания". Сплошными символами показаны "правильные" спектры, полученные путём совместной обработки корреляционных функций потоков с учётом их "замешивания".

паразитные ветви начиная со второй псевдозоны [44–46]. В кристаллах с одним атомом в элементарной ячейке имеются три фоновые ветви: одна продольная и две поперечные. В стёклах и жидкостях из-за сферической симметрии две поперечные ветви вырождены, и в спектрах монокристаллических жидкостей должны наблюдаться только две ветви возбуждений: продольная и поперечная. Наблюдаемые в работах [44–46] три или четыре ветви во второй псевдозоне Бриллюэна являются, по-видимому, артефактом из-за некорректного анализа корреляционных функций поперечных и продольных потоков.

6. Спектры возбуждений сверхтекучей и нормальной жидкости: найдите пять отличий

Таким образом, исследования последних лет позволили детально изучить многие особенности спектров коллективных возбуждений в обычных жидкостях и стёклах. Сравнение этих спектров со спектрами сверхтекучего гелия можно теперь провести более внимательно. К тому же и качество экспериментальных данных по сверхтекучему гелию за последние 50 лет также заметно улучшилось. Оказалось, что спектр помимо максимума и минимума также содержит плато в области больших волновых векторов и "точку окончания" спектра примерно при $k = 3,6 \text{ Å}^{-1}$ [8, 47] (рис. 16).

Заметим, что такое плато и "точка окончания" отсутствуют в спектрах обычных жидкостей, где, напомним, частота коллективных возбуждений неограниченно растёт с ростом волнового вектора, переходя к режиму баллистического движения отдельных частиц. Интересно, что плато и "точка окончания" также были предсказаны Л.П. Питаевским до их надёжного экспериментального обнаружения и носят его имя [23, 48]. В связи с этим можно сказать, что вклады Л.П. Питаевского и Л.Д. Ландау в описание спектра сверхтекучего гелия сопоставимы. Таким образом, величина затухания спект-

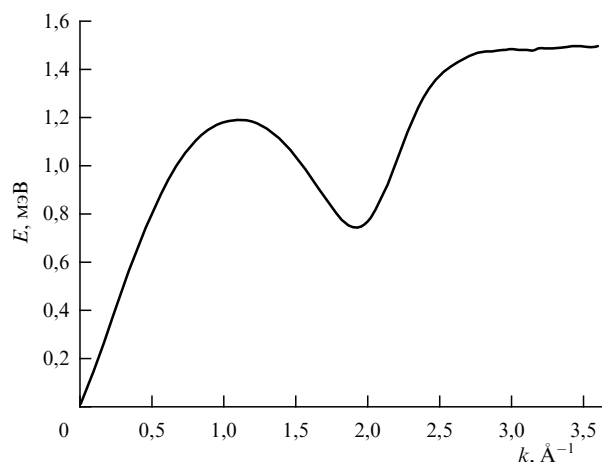


Рис. 16. Спектр коллективных возбуждений в сверхтекучем гелии при сверхнизких температурах $T < 0,1$ К по данным работы [47].

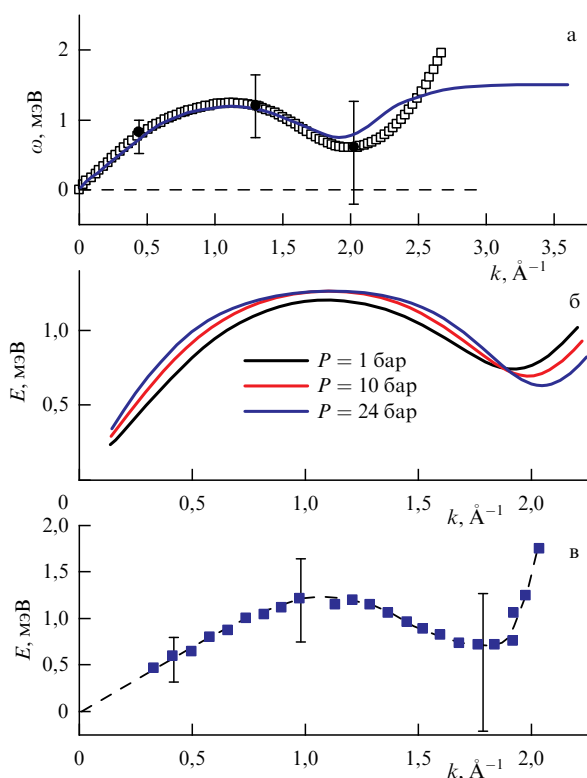


Рис. 17. (а) Спектр коллективных возбуждений в сверхтекучем гелии 4 при $T = 0,5$ К (синяя сплошная линия) в сравнении со спектром возбуждений в гелии в нормальном состоянии при $T = 2,5$ К (квадратики) [8]. Вертикальными отрезками указана величина эффективного затухания спектра возбуждений в нормальном состоянии на соответствующих волновых векторах. Затухание в сверхтекучем состоянии не превышает толщину линии. (б) Спектры возбуждений в сверхтекучем гелии 4 при различных давлениях при $T = 0,1$ К [47]. Затухание не превышает толщину линий. (в) Спектр возбуждений в нормальном состоянии гелия 3 при $T = 0,12$ К [49]. Вертикальными отрезками показана величина эффективного затухания возбуждений на соответствующих волновых векторах.

ра — не единственное, что отличает нормальную и сверхтекучую жидкость. На рисунке 17а представлены для сравнения спектры возбуждения нормального и сверхтекучего гелия [8]. Спектр нормального гелия имеет вид, типичный для всех инертных жидкостей. Пере-

числим основные отличия спектров. Во-первых, как и ожидалось, спектры возбуждения в нормальном состоянии гелия значительно уширены. Тем не менее количественное сравнение впечатляет: затухание возбуждений в сверхтекучем состоянии при температурах $T < 1$ К меньше, чем в нормальном, в несколько тысяч раз! Более того, затухание спектров в сверхтекучем гелии на порядок меньше, чем затухание фононов в кристаллическом гелии при тех же температурах. Кроме того, тогда как в нормальном гелии затухание быстро нарастает при больших волновых векторах, в сверхтекучем гелии, напротив, в области ротонного минимума спектры уширены даже меньше, чем в "фононной" области малых волновых векторов. Такое малое затухание в спектрах сверхтекучего гелия наблюдается в широком диапазоне давлений вплоть до кристаллизации [8, 47] (рис. 17б).

Отсутствие затухания спектра сверхтекучего гелия связано именно с его сверхтекучестью, а не с низкими температурами. Для иллюстрации этого утверждения покажем спектр возбуждения He3 при температуре 0,12 К [49] (рис. 17в). Видно, что затухание спектра практически такое же, как в He4 в нормальном состоянии, хотя спектры получены при температуре в 20 раз ниже.

Заметим, что ширина спектра в сверхтекучем состоянии в определённой степени коррелирует с долей "нормальной" компоненты. Выше речь шла о спектрах при температурах порядка 1 К и ниже, где доля "сверхтекучей" компоненты составляет почти 100 %. При температурах 1,5–2 К в сверхтекучем гелии доля "нормальной" компоненты весьма велика (10–50 %) и спектры возбуждений становятся довольно сильно уширенными [8]. Вместе с тем прямого соответствия между долей "нормальной" компоненты и уширением не наблюдается. Так, при температуре 1,96 К, где доля "нормальной" компоненты составляет примерно 50 %, уширение спектра составляет 1,7 К, что в 12 раз меньше уширения в нормальном состоянии (а не в два раза, как можно было ожидать) (рис. 18). При температуре 1,5 К, где условная доля "нормальной" компоненты составляет примерно 10 %, уширение спектра составляет 0,34 К, что в 60 раз меньше уширения в нормальном состоянии (а не в 10 раз, как можно было ожидать) (см. рис. 18). То есть эффективно "нормальная" компонента в сверхтекучей жидкости при $T < 2,17$ К вносит вклад в уширение спектра в шесть раз слабее, чем в нормальном состоянии при $T > 2,17$ К. Следует отметить, что уширение спектра в диапазоне 1–2,2 К в большинстве работ исследовалось в области волновых векторов вплоть до ротонного минимума. Уширения в области максимума ($k = 1,1 \text{ Å}^{-1}$) и минимума ($k = 1,95 \text{ Å}^{-1}$) оказались близки по величине (см. рис. 18). При более высоких волновых векторах, от 2 до $3,5 \text{ Å}^{-1}$, исследования спектров при температурах 1–2,2 К проводились лишь в одной работе [50]. Сам спектр в данной работе построен лишь при одной температуре 1,35 К, однако из приведённых в работе данных по динамическим структурным факторам можно предположить, что "постротонный" участок спектра при температурах 1,6 К и 1,92 К представляет собой комбинацию уширенного плато с умеренным затуханием с очень уширенной ветвью спектра с энергиями от 2,5 до 4 мэВ, аналогичной этому участку спектра для "нормального" состояния гелия. Очевидно, что для этой области спектра сверхтекучего гелия в данной области температур требуются дополнительные экспериментальные исследования.

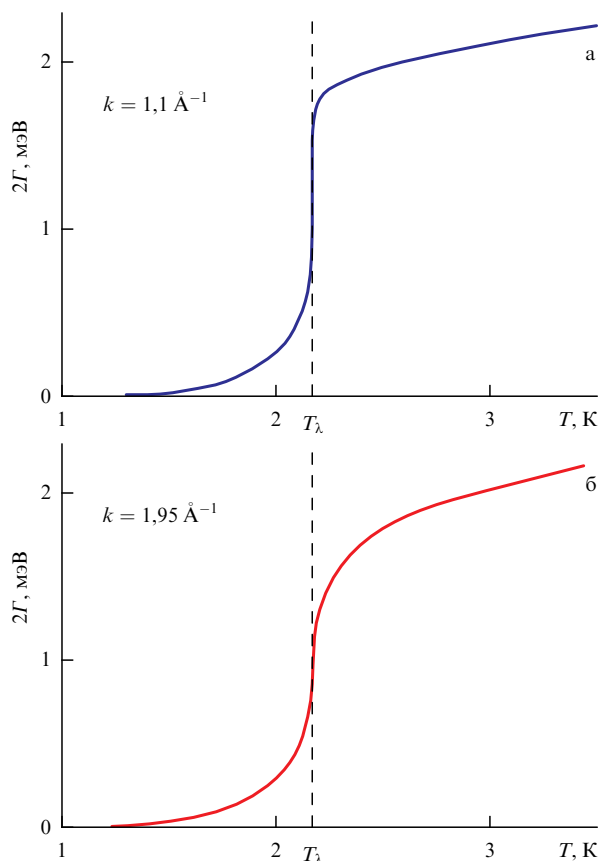


Рис. 18. Температурная зависимость величины эффективного затухания коллективных возбуждений в гелии [8] при различных волновых векторах: вблизи максимума зависимости $\omega(k)$ (а) и вблизи ротонного минимума (б). При $T < 1$ К затухание не превышает 0,01 К.

В сверхтекучем состоянии не удаётся зафиксировать каких-либо следов поперечных возбуждений. Положительная дисперсия звука в сверхтекучем гелии наблюдается, но имеет очень малую величину (порядка 1–2 %) [8] и находит естественное объяснение в рамках современного теоретического описания сверхтекучести в гелии. Вместе с тем недавние измерения спектров при сверхнизких температурах ($< 0,1$ К) [47] показали, что положительная дисперсия может достигать 5 % при низких давлениях и отсутствует при давлениях выше 10 бар. Очевидно, что вопрос о дисперсии продольных звуковых волн требует дополнительного экспериментального и теоретического исследования.

Положения максимума и минимума на зависимостях $\omega(k)$ нормального и сверхтекучего гелия почти совпадают, однако при дальнейшем росте волнового вектора, как уже говорилось, зависимости кардинально отличаются. Вместо дальнейшего размытия спектра и перехода к режиму баллистического возбуждения отдельных частиц, как это имеет место в "нормальном" гелии, в сверхтекучем состоянии наблюдается плато в зависимости $\omega(k)$ почти без затухания и резкое окончание спектра при $k = 3,6 \text{ Å}^{-1}$. Как отмечалось выше, окрестность зависимости $\omega(k)$ в области минимума для "нормального" гелия является не отдельным специфическим возбуждением, а просто размытым "дублем" возбуждений при нулевых волновых векторах со сдвигом на псевдовектор обратной решётки. В то же время ротонный

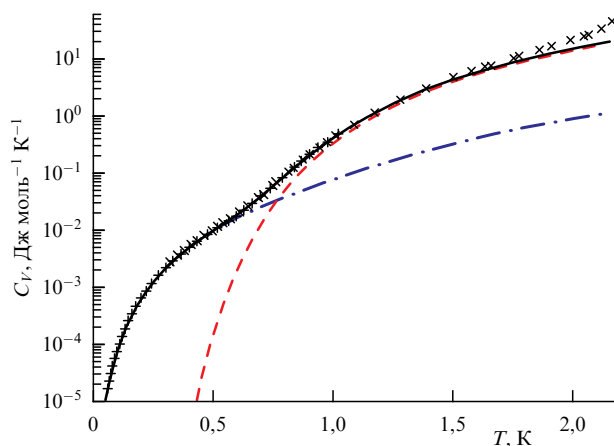


Рис. 19. Изохорическая теплоёмкость гелия 4 в сверхтекучем состоянии в интервале температур от 0,05 до 2,1 К. Крестиками показаны экспериментальные данные. Штрихпунктирная и штриховая линии — теоретически рассчитанные фоновый и ротонный вклады соответственно. Сплошная линия — сумма этих вкладов [47].

участок спектра в сверхтекучем гелии был предложен Л.Д. Ландау для объяснения температурной зависимости теплоёмкости гелия. Точность измерений в 1940-е годы была недостаточна для однозначных выводов, и можно было предположить, что особенности поведения теплоёмкости связаны с другими факторами, например с близостью λ -точки фазового перехода. Однако современные данные прецизионных измерений теплоёмкости гелия в диапазоне от 0,05 до 2 К [47] (рис. 19) свидетельствуют о том, что ротонный вклад в теплоёмкость сверхтекучего гелия, безусловно, присутствует. Более того, при температурах $T > 0,7$ К этот вклад является определяющим и описывает температурную зависимость теплоёмкости вплоть до 1,3 К удивительно точно.

Следовательно, аргументы про псевдозоны Бриллюэна, верные для нормальных жидкостей, к сверхтекучему гелию неприменимы. То есть все участки спектра сверхтекучего гелия при волновых векторах k от 0 до $3,6 \text{ Å}^{-1}$ являются одинаково реальными и должны учитываться при анализе термодинамических свойств. Ротонные возбуждения вблизи минимума в случае сверхтекучего гелия не являются никаким размытым "дублем" фононов при малых волновых векторах. Почему аргументы про размытие спектра и большое затухание, а также концепция псевдозон Бриллюэна не "работают" для сверхтекучего гелия? Ситуация выглядит так, как будто сверхтекучий гелий для всех длин волн и всех возбуждений ведёт себя как бесструктурная однородная сплошная среда, и возбуждения являются собственными и незатухающими. Вместе с тем усреднённая во времени атомная структура гелия существенно не меняется при переходе в сверхтекучее состояние. В отличие от кардинальной модификации динамического структурного фактора при переходе от "нормального" к сверхтекучему состоянию, статический структурный фактор остаётся практически неизменным [51] (рис. 20). К этому вопросу мы вернёмся в разделе 8.

Итак, перечислим ещё раз основные отличия в спектрах коллективных возбуждений гелия в "нормальном" и сверхтекучем состоянии.

1. Спектр сверхтекучего гелия имеет аномально малое затухание при всех волновых векторах вплоть до

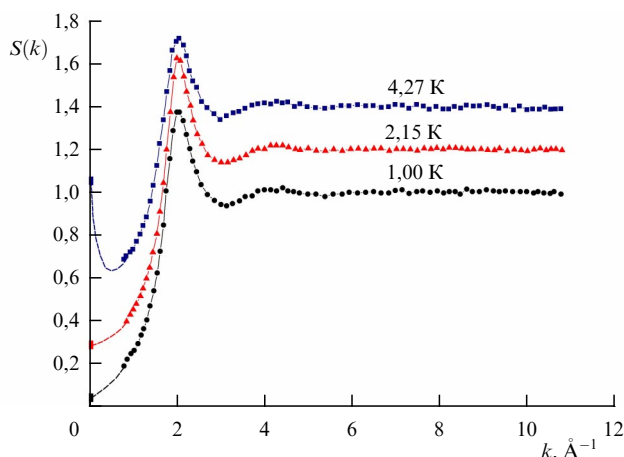


Рис. 20. Статический структурный фактор жидкого гелия 4, полученный методом рассеяния нейтронов [51]. Представлены данные в нормальном состоянии вблизи точки кипения, в сверхтекучем состоянии и вблизи λ -точки перехода.

$k = 3,6 \text{ \AA}^{-1}$ (в тысячи раз меньше, чем в "нормальном" состоянии — при температурах ниже 1 К и на порядок меньше — при температурах вблизи λ -точки).

2. В сверхтекучем состоянии не наблюдаются поперечные возбуждения. Вопрос о "быстром звуке" остаётся открытым: он наблюдается при низких давлениях и отсутствует при давлениях выше 10 бар.

3. В сверхтекучей жидкости нет псевдозон Бриллюэна и псевдовекторов обратной решётки. Все участки спектра одинаково реальны.

4. Возбуждения вблизи "ротонного" минимума должны учитываться при анализе теплоёмкости сверхтекучего гелия, в отличие от нормального состояния гелия и всех других жидкостей (см. более подробно обсуждение в разделе 7).

5. В области больших волновых векторов $k > 2,5 \text{ \AA}^{-1}$ спектры сверхтекучего и нормального гелия кардинально различаются. Вместо плавного кроссовера к спектру баллистического режима одночастичных возбуждений, имеющему место для нормальных жидкостей, в сверхтекучем гелии в спектре наблюдается плоское плато и точка резкого окончания спектра.

Несмотря на существенные различия в спектрах "нормального" и сверхтекучего гелия, очевидно их генетическое родство: спектры плавно трансформируются друг в друга, причём положения максимума и минимума в спектре почти не меняются. Этот факт, как и почти полное сходство статического структурного фактора, должен учитываться при построении теории сверхтекучести.

7. Коллективные возбуждения и теплоёмкость нормальных и сверхтекучих жидкостей

Как говорилось в разделе 2, плотность состояний коллективных возбуждений определяет термодинамические свойства веществ, в том числе такую важную характеристику, как теплоёмкость. Для кристаллов это хорошо известно более 100 лет, начиная с моделей теплоёмкости твёрдых тел Эйнштейна и Дебая. Квазифононные спектры коллективных возбуждений в жидкостях и

стёклах стали рассматриваться лишь в последние десятилетия [9, 11]. Ранее модели, описывающие теплоёмкость жидкостей, фактически отсутствовали, и для вычисления теплоёмкости использовалась информация о парной корреляционной функции распределения частиц и эффективном потенциале межчастичного взаимодействия [52]. Парная корреляционная функция, в свою очередь, обычно берётся из эксперимента или из данных компьютерного моделирования. Нами было показано, что температурная зависимость теплоёмкости жидкостей может быть неплохо описана в рамках квазифононного подхода. Почти для всех веществ температура плавления превосходит температуру Дебая. Исключение составляют гелий 3, гелий 4 и водород, их температуры плавления и кипения существенно ниже дебаевской из-за большого вклада нулевых колебаний частиц. Для таких жидкостей в нормальном состоянии А.Ф. Андреевым был предложен термин "полуквантовые жидкости", в отличие от "чисто квантовых" бозе- и фермижидкостей — гелия 4 и гелия 3 — в сверхтекучем состоянии. К этим веществам мы вернёмся позднее. Для большинства кристаллов изохорическая теплоёмкость вблизи плавления $C = 3k_B$ на частицу (k_B — постоянная Больцмана) или $3R$ на моль (закон Дюлонга–Пти). Оказывается, что теплоёмкость расплавов указанных веществ вблизи температуры плавления также близка к $3k_B$ на частицу, что объясняется наличием почти во всём диапазоне частот как продольных, так и поперечных возбуждений. Как говорилось выше, в спектре сдвиговых волн жидкостей имеется щель по волновому вектору (K -gap), величина которой нарастает с температурой. То есть из спектра жидкостей при нагревании "уходят" сдвиговые возбуждения, что приводит к падению теплоёмкости от $3k_B$ до $2k_B$ на частицу на линии Френкеля [11, 53]. "Уход" возбуждений из спектра соответствует росту концентрации частиц, движущихся баллистически. Изначально в стекле или вязкой жидкости из N частиц имеется $3N$ колебательных мод — N продольных и $2N$ поперечных. В каждой возбуждённой моде запасена энергия $k_B T$ (по $1/2k_B T$ от кинетической и потенциальной части энергии). "Уход" моды из спектра означает исчезновение потенциальной части энергии данной моды. "Уход" трёх мод из спектра эквивалентен появлению одной свободной частицы. Соответственно "уход" $2N$ мод означает, что в жидкости в среднем $2/3$ всех частиц двигаются баллистически, т.е. находятся в "газовой" составляющей плотности состояний (рис. 2в). Дальнейшее падение теплоёмкости флюидов при нагревании при сверхкритических давлениях от $2k_B$ до $1,5k_B$ в рамках квазифононного подхода связано с "уходом" из спектра продольных возбуждений, начиная с коротковолновых [9, 11]. Щели в спектре сдвиговых возбуждений можно сопоставить пороговую частоту ω_F (частота Френкеля) [9, 11, 53]. Тогда в рамках дебаевской модели (с квадратичной плотностью состояний в зависимости от энергии и предельной дебаевской частотой ω_D) энергия жидкости в расчёте на частицу даётся выражением

$$E = k_B T \left[3 - \left(\frac{\omega_F}{\omega_D} \right)^3 \right].$$

Такая простая формула даёт неплохое предсказание температурной зависимости теплоёмкости (рис. 21).

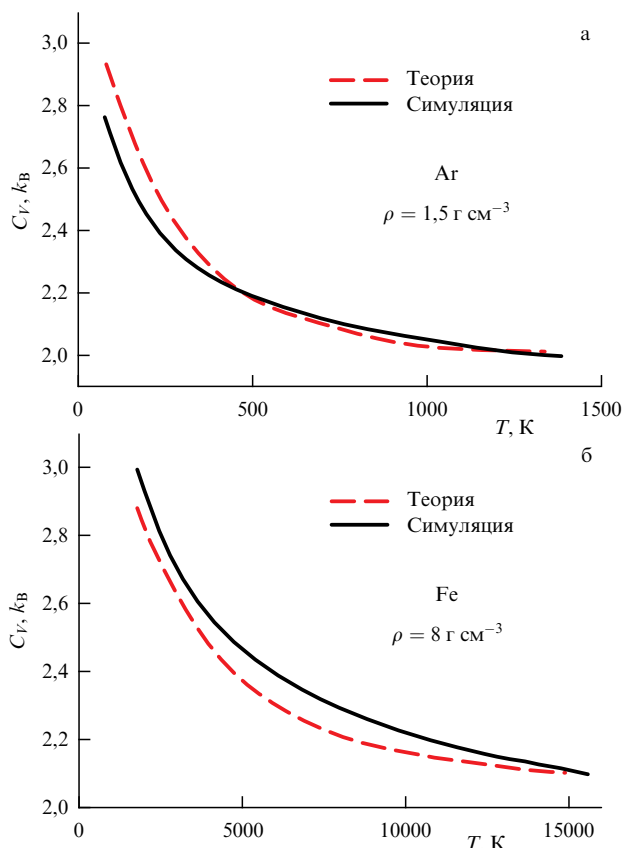


Рис. 21. Температурная зависимость теплоёмкости на частицу на изохорах для флюида аргона (потенциал Леннарда-Джонса) (а) и расплава железа (б). Сплошные линии — данные компьютерного моделирования, штриховые — расчёт в рамках упрощённой модели Дебая [53].

Однако более точные данные моделирования показывают, что теплоёмкость уменьшается почти линейно в зависимости от величины щели по волновому вектору [54] (рис. 22). Это означает, что плотности состояний сдвиговых возбуждений не дебаевская, а почти постоянна в широкой области энергий. Заметим, однако, что в пределе малых волновых векторов линейный закон дисперсии и малое затухание должны с необходимостью приводить к квадратичной (дебаевской) плотности состояний. Отклонение от квадратичной зависимости для плотности состояний в жидкости имеет место лишь начиная с некоторого значения волнового вектора.

Рассмотрим теперь поведение теплоёмкости жидкостей и её связь со спектрами возбуждений в области низких температур. Оказывается, низкотемпературные жидкости: гелий 4 и водород — при низких температурах демонстрируют почти линейный рост теплоёмкости с температурой [55] (рис. 23). При нормальном давлении температурный интервал между плавлением и кипением для обеих жидкостей небольшой, однако при давлениях существенно выше критических квазилинейный рост теплоёмкости с температурой наблюдается уже на довольно значительном температурном интервале. Ранее были попытки объяснить такое поведение по аналогии с линейным ходом низкотемпературной теплоёмкости для стёкол [56]. Во многих стёклах при температурах, много меньших дебаевских, наблюдается линейный с температурой ход теплоёмкости, что получило объяснение в

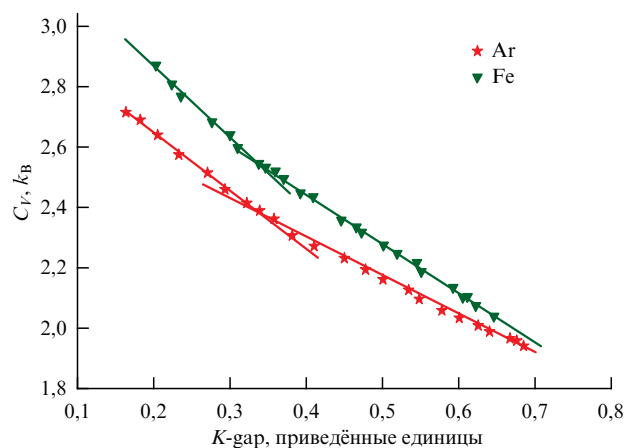


Рис. 22. Зависимость теплоёмкости от величины щели по волновому вектору (K -gap) для поперечных возбуждений для флюидов аргона и железа по данным [54].

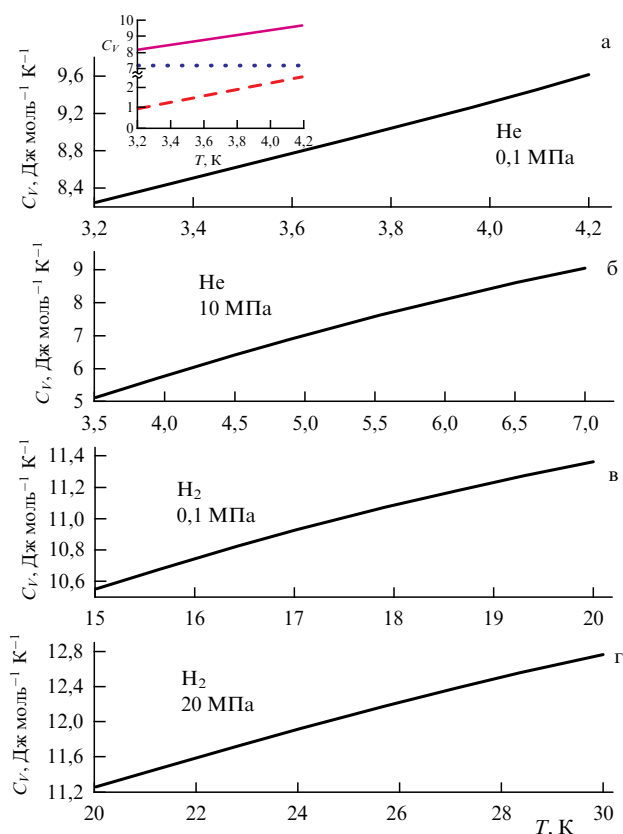


Рис. 23. Температурная зависимость теплоёмкости при различных давлениях для жидкого гелия (а, б) и водорода (в, г). На вставке рис. а показаны условные вклады в теплоёмкость жидкого гелия: дебаевский (40 % атомов) — штриховая линия, температурно-независимый квазигазовый (60 % атомов) — пунктирная линия.

рамках модели возбуждений двухуровневых систем (ДУСов).

Напомним, что в модели Дебая фононная теплоёмкость при низких температурах пропорциональна кубу температуры, $C \sim T^3$, что хорошо выполняется для большинства кристаллов. Такая же зависимость хорошо количественно описывает теплоёмкость сверхтекучего гелия при температурах ниже 0,5 К. К рассмотрению

теплоёмкости сверхтекучего состояния гелия 4 и гелия 3 мы вернёмся ниже. Однако в действительности кубическая зависимость теплоёмкости от температуры в модели Дебая имеет место лишь при температурах заметно ниже $0,1\theta_D$, где θ_D — температура Дебая. При температурах выше $0,1\theta_D$ температурная зависимость теплоёмкости сильно отклоняется от кубической и становится близка к линейной. Действительно, при $T \approx 0,16\theta_D$ (точнее, $0,164\theta_D$) на температурной зависимости теплоёмкости в дебаевском приближении наблюдается перегиб (вторая производная обращается в нуль). Поэтому в интервале $0,12\theta_D - 0,2\theta_D$ зависимость очень близка к линейной. Например, для алмаза, где комнатная температура составляет примерно 15 % от дебаевской, действительно в интервале 250–350 К наблюдается практически линейная зависимость теплоёмкости от температуры. Именно в интервале $0,12\theta_D - 0,2\theta_D$ и проводились измерения для гелия и водорода, представленные на рис. 23 (для гелия $\theta_D \approx 26$ К, для водорода $\theta_D \approx 120$ К). Итак, на первый взгляд, почти линейная зависимость теплоёмкости гелия и водорода тривиально объясняется в рамках учёта фононов в дебаевском приближении. Однако количественное соответствие не наблюдается: экспериментальные значения теплоёмкости существенно выше расчётных, а рост теплоёмкости с температурой — ниже расчётного. Согласно формуле Дебая, теплоёмкость при температурах $0,1\theta_D$, $0,15\theta_D$ и $0,2\theta_D$ равна примерно 2, 5 и 9 Дж моль⁻¹ К⁻¹ соответственно. Очевидно, имеется дополнительный существенный вклад возбуждений какого-то типа в теплоёмкость. Как мы говорили выше, ротонного вклада в нормальном состоянии жидкости существовать не может, так как это "ненастоящие" возбуждения, относящиеся ко 2-й и 3-й псевдозонам Бриллюэна. Более того, если ротонный вклад в теплоёмкость сверхтекучего гелия [47] формально экстраполировать выше λ -точки, то получатся нефизические большие значения от 25 Дж моль⁻¹ при 2,2 К до 100 Дж моль⁻¹ — при 4,2 К. Логично предположить, что дополнительный вклад в теплоёмкость нормального жидкого гелия и жидкого водорода обусловлен одночастичными возбуждениями — прыжками частиц в жидкости. В плотности состояний данный вклад соответствует мнимым частотам на рис. 2б или "газовой" составляющей на рис. 2в. Вклад в теплоёмкость от таких частиц составляет $(3/2)k_B$ на частицу. В большинстве жидкостей вблизи температуры плавления доля частиц, в среднем "вышедших" из колебательного спектра коллективных возбуждений, невелика — 10–20 %. Однако в гелии и водороде эта доля, по-видимому, существенно выше, так как указанные флюиды имеют очень низкую вязкость, и рассматриваемые интервалы температур близки к критическим точкам веществ. Если предположить, что доля прыгающих частиц составляет 50–60 %, то соответствующий постоянный вклад в теплоёмкость 6–8 Дж моль⁻¹ К⁻¹. С учётом того, что фононный температурно-зависящий дебаевский вклад при этом уменьшится в 2–2,5 раза (лишь 40–50 % частиц участвуют в формировании квазифононного спектра), сумма двух вкладов в теплоёмкость прекрасно согласуется со всеми экспериментальными значениями. Таким образом, водород и гелий при температурах ниже кипения находятся недалеко от соответствующих линий Френкеля (напомним, что линия Френкеля соответствует примерно 67 % частиц в квазигазовой фазе), причём их

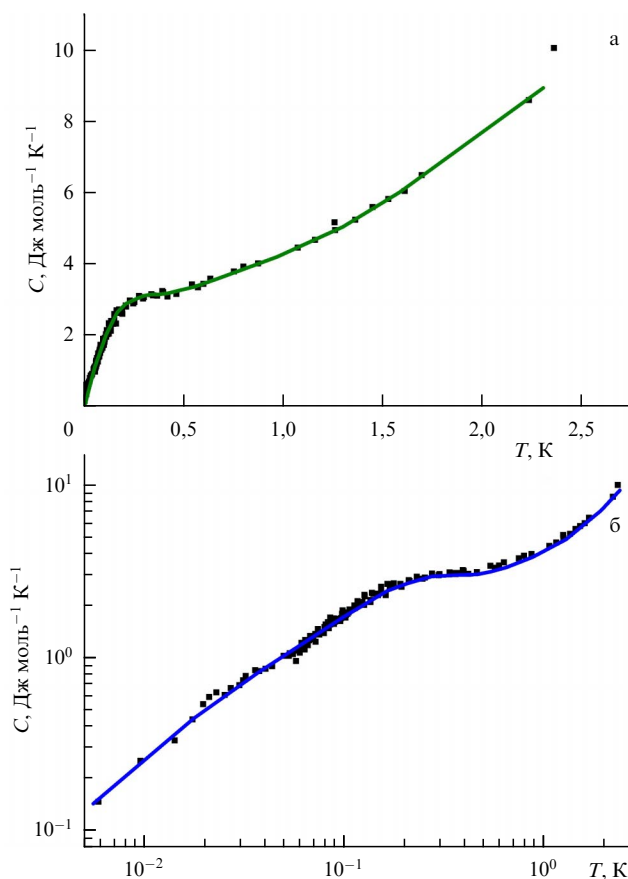


Рис. 24. (а) Теплоёмкость гелия 3 в нормальном состоянии по данным работ [57, 58]; (б) эти же данные в двойном логарифмическом масштабе.

теплоёмкость на 70–90 % определяется слабо зависящим от температуры вкладом от прыжков частиц, а на 10–30 % — температурно-зависящим квазилинейным дебаевским "фононным" вкладом (см. вставку на рис. 23а). При высоких давлениях (10 МПа) суммарная теплоёмкость гелия описывается на 75 % дебаевским вкладом и на 25 % — "прыжковым".

Рассмотрим теперь поведение теплоёмкости гелия 3. В отличие от гелия 4 и водорода температурный интервал существования жидкой фазы гелия 3 в нормальном состоянии в логарифмическом масштабе очень большой — температура изменяется на три порядка величины. Это связано с очень низкой температурой перехода в сверхтекучее состояние $T \approx 2$ мК. Температурная зависимость теплоёмкости гелия 3 в нормальном состоянии состоит из нескольких квазилинейных участков (рис. 24).

Поведение гелия 3 более сложное, поскольку ядра атомов ^3He имеют спины и являются ферми-частицами. Теплоёмкость вырожденного газа ферми-частиц (или идеальной ферми-жидкости) имеет линейную зависимость от температуры, и основной вклад в теплоёмкость для ^3He , особенно при сверхнизких температурах, связан именно с поведением магнитных моментов атомов [57]. Вместе с тем в диапазоне от 0,5 до 2,5 К имеются дополнительные вклады: линейный и кубический по температуре [58]. Из данных, представленных на рис. 24, можно предположить, что часть теплоёмкости связана как с дебаевским "фононным" вкладом, так и с вкладом

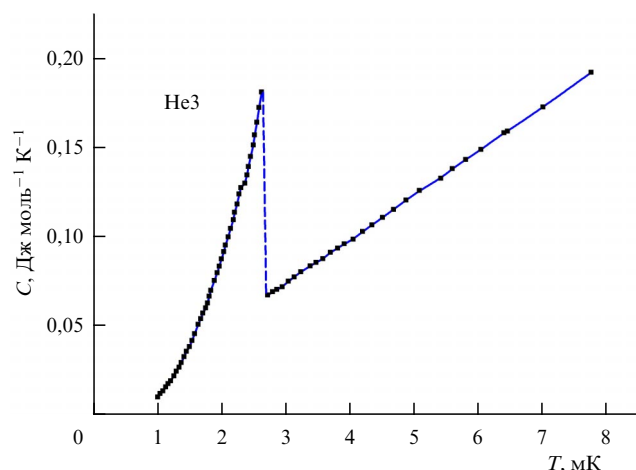


Рис. 25. Теплоёмкость гелия 3 в окрестности перехода в сверхтекучее состояние при повышенном давлении по данным [59].

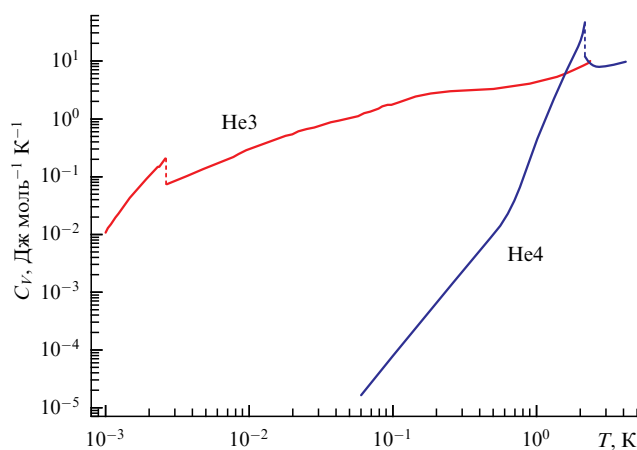


Рис. 26. Теплоёмкости гелия 4 и гелия 3 во всём интервале температур, включая области сверхтекучего и нормального состояния по данным [55, 57–59].

от прыжков частиц. Последний вклад сильнее зависит от температуры, чем для He 4. Возможно, это связано с тем, что температуры в случае He 3 существенно ниже.

Рассмотрим теперь поведение теплоёмкости изотопов гелия в сверхтекучем состоянии. При обсуждении рис. 19 в разделе 6 уже говорилось, что в широком интервале температур от 0,05 до 1,3 К экспериментальная теплоёмкость сверхтекучего гелия 4 прекрасно описывается как сумма фонового (кубического по температуре) и ротонного (экспоненциального по обратной температуре) вкладов [8, 47]. При температурах выше 1,3 К наблюдаются небольшие отклонения экспериментальных данных от расчётных в сторону более высоких значений теплоёмкости. Отклонения становятся существенными при температурах выше 1,8 К. Обычно такие отклонения связываются с тем, что при данных температурах появляется определённая доля нормальной фракции, и спектры, в том числе главная при указанных температурах ротонная часть спектра, становятся уширенными [8] (см. раздел 6). Однако это, на первый взгляд, должно было бы приводить к уменьшению ротонного вклада, тогда как экспериментальные данные демонстрируют дополнительный рост теплоёмкости. Атомы в "нормальном" состоянии могут давать квазигазовый вклад (как и выше температуры перехода). Можно также предположить, что небольшие отклонения экспериментальных данных от теоретических зависимостей связаны со слабой и трудно регистрируемой зависимостью от температуры энергии ротонного минимума [8]. Возможно также, что расхождение между экспериментальными и расчётными данными связано с флуктуационным влиянием λ -перехода при 2,17 К. Теплоёмкость сверхтекучего гелия 3 исследована в меньшем числе работ и с меньшей точностью, что связано со сложностью исследований при столь низких температурах. Температурная зависимость теплоёмкости близка к "фононной" кубической (рис. 25). Заметим, что температура перехода в сверхтекучее состояние для гелия 3 растёт с давлением от 2 до 2,6 мК [59]. Это кардинально отличает гелий 3 от гелия 4, где температура λ -перехода падает с давлением [8]. Не случайно сверхтекучесть гелия 3 была сначала обнаружена при повышенных давлениях. Кроме того, в отличие от гелия 4, на P , T -фазовой диаграмме сверхте-

кучего гелия 3 присутствуют две фазы с различными характеристиками — А и В. Обсуждение таких деталей, однако, выходит за рамки настоящего обзора.

Надёжные экспериментальные данные по спектрам коллективных возбуждений в сверхтекучем состоянии гелия 3 отсутствуют. Тем не менее сходство этих спектров в нормальном состоянии [60] не оставляет сомнений в том, что и в сверхтекучем состоянии спектры двух изотопов будут почти одинаковы (с учётом перенормировки энергий из-за разницы масс и потенциалов взаимодействия). Ротонные возбуждения в гелии 3 при столь низких температурах не могут существовать, и остаётся лишь фононный вклад. Выше температуры перехода в сверхтекучее состояние наблюдается линейная зависимость теплоёмкости от температуры, соответствующая поведению идеальной ферми-жидкости с массами ферми-частиц, равными примерно утроенной массе атомов [59]. Для полноты картины на рис. 26 представлены данные по теплоёмкости обоих изотопов гелия во всём температурном диапазоне, включая сверхтекучее и нормальное состояние. Обратим внимание на огромную разницу между теплоёмкостями изотопов гелия при сверхнизких температурах. Она составляет пять порядков величины (!) при температуре 0,05 К и, оценочно, 8–10 порядков при температурах 2 мК и ниже.

Сравнение свойств изотопов гелия выходит за рамки данного обзора. Такое сравнение сделано во многих статьях, например, в недавней заметке в *УФН* [61] подробно сравнивается термодинамика плавления изотопов гелия. Тем не менее остановимся на нескольких ключевых моментах, важных в контексте настоящей статьи. В классическом пределе изотопические эффекты в конденсированных средах наблюдаются лишь для тех величин, в которые непосредственно "входят" массы частиц, таких как плотность, частота колебаний, скорость звука и т.п. Термодинамические же свойства для различных изотопов совпадают, поскольку в классическом пределе масса частиц не влияет на межчастичное взаимодействие. Квантовые изотопические эффекты связаны с нулевыми колебаниями и нулевой энергией, отличающимися для разных изотопов. Как правило, такие эффекты очень малы. Так, для изотопов алмаза C^{12} и C^{13} разница масс составляет 8 %, а разница частот колебаний атомов углерода в классическом пределе, соот-

ветственно — 4 %. Алмаз имеет рекордно высокую температуру Дебая ≈ 2000 К, т.е. при комнатной температуре алмаз — "квантовый" кристалл. Однако квантовые изотопические эффекты для частот оптических колебаний составляют всего 0,2 %, а для постоянной решётки — 0,1 % [62]. Это связано с очень сильным ковалентным взаимодействием между атомами алмаза, слабо меняющимся при учёте нулевой энергии. Такая же картина наблюдается и для изотопов других веществ. Вклад нулевой энергии колебаний лишь очень незначительно модифицирует эффективные константы межатомного взаимодействия, в большей степени ослабляя константы для более лёгкого изотопа из-за большей амплитуды колебаний. Изотопы гелия являются в этом смысле уникальными объектами, для которых квантовые изотопические эффекты являются гигантскими. Последнее обусловлено как высокими значениями дебаевских температур по сравнению с температурами критических точек, так и очень слабым ван-дер-ваальсовым межатомным взаимодействием. В результате плотности изотопов гелия в жидком состоянии различаются в 1,8–2 раза, несмотря на то что массы частиц различаются "всего" на 33 %. Это означает кардинальное ослабление эффективных констант взаимодействия в гелии 3 по сравнению с гелием 4. Скорость звука в жидком гелии 3 на 10–20 % меньше скорости звука в гелии 4 [63]. Соответственно, модули объёмного сжатия изотопов различаются более чем в 2,5 (!) раза, а эффективная константа взаимодействия — на 60–80 %. Более слабое межатомное взаимодействие в гелии 3 приводит к более низкой температуре кипения (температуры критических точек различаются на 60 % (!)). Таким образом, изотопические эффекты в гелии для параметров межатомного взаимодействия существенно превышают собственное отношение масс изотопов. Вышесказанное означает, что спектры коллективных возбуждений в изотопах гелия должны различаться. Предположение об их полном сходстве, сделанное в [60], не вполне верно и сделано без учёта большой ошибки в измерениях и большой величины затухания. Меньшее среднее межатомное расстояние в гелии 4 по сравнению с гелием 3 должно приводить к более высоким значениям волнового вектора, соответствующего максимуму на кривой дисперсии $\omega(k)$. Действительно, положение главного максимума статического структурного фактора для двух изотопов отличается примерно на 12 % [64] (рис. 27).

Следовательно, также должны различаться и положения максимумов кривых дисперсии $\omega(k)$ (границ первой псевдозоны Бриллюэна). Меньшее значение скорости звука в гелии 3 по сравнению с гелием 4 означает меньший наклон дисперсии $\omega(k)$ на линейном участке на 10–20 % и меньшую на 20–30 % частоту в максимуме кривой. Очевидно, что для гелия 3 требуются дополнительные исследования, чтобы более надёжно восстановить "среднюю" линию кривой дисперсии спектра $\omega(k)$.

В заключение данного раздела рассмотрим вопрос, поставленный в разделе 2, о поведении энтропии жидкостей при низких температурах. Если жидкость является термодинамически равновесным состоянием вплоть до нулевой температуры, то, согласно третьему началу термодинамики, её энтропия должна понижаться до нуля. Конечно, доказательство третьего начала (теоремы Нернста) через рассмотрение возможных кван-

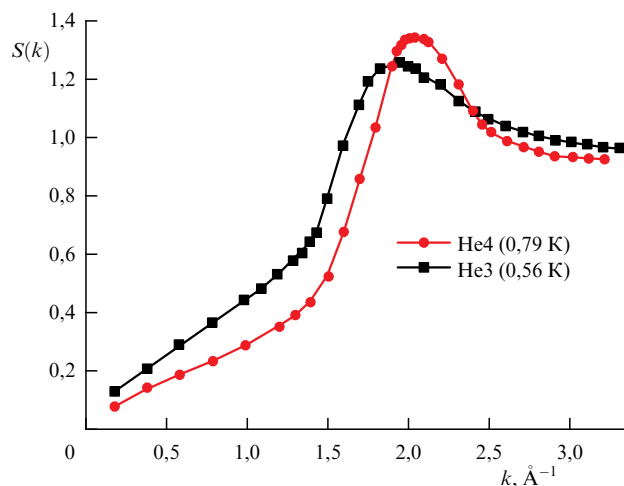


Рис. 27. Сравнение статических структурных факторов гелия 3 и гелия 4 [64].

товых состояний не слишком конструктивно, поскольку макроскопическая система "попадает" в единственное квантовое состояние при недостижимо низких температурах. Поэтому третье начало — скорее общее эмпирическое правило. Нулевая энтропия соответствует единственному равновесному (квантовому) состоянию. Означает ли это, что такая жидкость обязана перейти в сверхтекучее состояние? Помимо изотопов гелия рассматривается также гипотетическое равновесное состояние жидкого металлического атомарного водорода при мегабарных давлениях, и обсуждается возможность сверхтекучести и сверхпроводимости такого состояния [65]. Нулевая или очень малая энтропия означает малое количество состояний в фазовом пространстве, т.е. наличие корреляции в положениях частиц и их импульсов. Кристаллы при сверхнизких температурах, на первый взгляд, — тривиальный пример таких систем. Однако даже при сколь угодно низких температурах в кристаллах имеются нулевые колебания, причём для кристаллов из лёгких атомов амплитуда нулевых колебаний весьма значительна. Имеет ли смысл говорить о скоррелированности таких колебаний? В определённой степени можно, хотя само понятие колебаний атомов является полуклассическим. В действительности более конструктивным является представление о "размазанности" позиций атомов кристалла на некую область (порядка дебройлевской длины волны). В квантовых жидкостях при сверхнизких температурах эффективный масштаб "размазки" позиций частиц превышает межатомное расстояние, что и приводит к неразличимости частиц и соответствующей квантовой статистике. Более подробно данный вопрос мы обсудим в разделе 8. Квантовые корреляции между частицами, возможно, не всегда приводят к сверхтекучести. Так же как и для металлов — сверхнизкие температуры не обязательно приводят к сверхпроводимости. Так, в рамках механизма Бардина–Купера–Шриффера, если параметр кулоновского взаимодействия больше константы электрон-фононного взаимодействия, то сверхпроводимость не наступит ни при каких температурах. Возможно, что и в квантовых жидкостях может существовать тип межатомного взаимодействия, препятствующий возникновению сверхтекучести. Заметим также, что сверхтекучее состояние в

обоих изотопах гелия наступает при конечных и вполне больших значениях энтропии.

8. Спектр возбуждений гелия как ключ к микроскопическому описанию сверхтекучести

Строгая теория сверхтекучести гелия 4 отсутствует [66]. Прежде всего, до сих пор не удалось теоретически получить правильный вид спектра возбуждений. Начальный участок спектра вплоть до ротонного минимума удаётся получить либо в рамках полуэмпирических моделей, либо более строго — для слабонеидеального бозе-газа [67, 68]. Даже первопринципное моделирование с помощью рассмотрения интегралов по траекториям [69] воспроизводит спектры не слишком удовлетворительно. Во-первых, не воспроизводится постротонное плато на больших волновых векторах. Во-вторых, эффективное затухание спектров в сверхтекучей фазе меньше, чем в нормальной, в несколько раз, а не в тысячи раз, как наблюдается в эксперименте (рис. 28).

В ряде работ [47, 70, 71] согласие теоретических спектров с экспериментальными выглядит более удовлетворительным, однако при теоретическом описании в уравнениях опять же присутствуют эмпирические параметры. Очевидно, что корректное микроскопическое описание сверхтекучести должно, как минимум, объяснить все пять отличий в спектрах нормальной и сверхтекучей фазы, перечисленных в разделе 6. Пока ни в одной теоретической работе этого сделано не было. Также весьма противоречивой является концепция возникновения фракции бозе-эйнштейновского конденсата в сверхтекучем гелии (см. [72] и ссылки в ней). Ф. Лондон был первым, кто предположил связь сверхтекучести гелия с бозе-эйнштейновской конденсацией [73]. Н.Н. Боголюбов впервые разработал теорию конденсата применительно к слабонеидеальному бозе-газу [74]. Впоследствии были предприняты многочисленные попытки теоретически описать бозе-эйнштейновскую конденсацию в системах частиц с сильным взаимодействием (см. [8] и ссылки в ней), однако ситуация всё ещё далека от удовлетворительной. В рамках различных моделей предпринимались попытки оценить долю конденсата с нулевым импульсом на основании экспериментальных данных по динамическому структурному фактору [8]. Такая доля оказалась неожиданно малой — 5–6 % при температуре 1 К и 7–

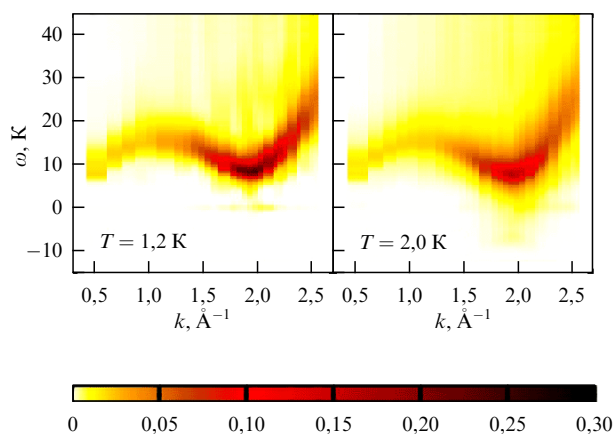


Рис. 28. Рассчитанные теоретически спектры возбуждений гелия 4 при двух температурах по данным [69].

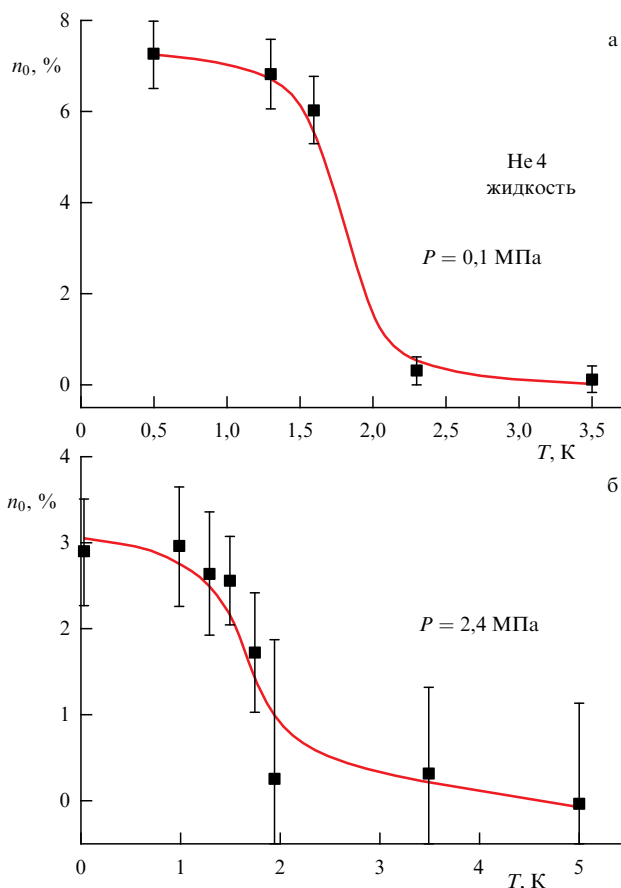


Рис. 29. Доля атомов гелия в бозе-конденсате с нулевым импульсом, оценённая из экспериментальных данных по динамическому структурному фактору [8] при нормальном давлении (а) и при давлении 2,4 МПа (б).

8 % при температурах, близких к нулю [8]. Возникает естественный вопрос: как такая малая доля атомов обеспечивает наличие почти 100 % сверхтекучей компоненты и все особенности спектров возбуждений? Более того, оказалось, что при повышенном давлении порядка 20 бар доля атомов в конденсате ещё меньше — всего 2–3 % вплоть до самых низких температур [8] (рис. 29). При этом все черты спектров возбуждений остаются точно такими же, как при низких давлениях. Как 2 % атомов могут определять свойства всей системы — не очень понятно. Имеются попытки связать долю атомов в конденсате с долей сверхтекучей компоненты, но соответствующие выражения содержат ряд эмпирических параметров. В ряде работ наличие бозе-конденсата с нулевым импульсом атомов в гелии вообще подвергается сомнению (см. [72] и ссылки в ней).

Собственно, двухжидкостная модель нормальной и сверхтекучей компонент также является сугубо феноменологической. Она лишь неплохо описывает температурную зависимость вязкости гелия, но ничего не говорит о микроскопических механизмах процессов [21, 23].

Рекордно малое затухание спектра коллективных возбуждений в сверхтекучем гелии должно означать, что возбуждения являются собственными. В обычных жидкостях и стёклах фоновые возбуждения являются собственными лишь в длинноволновом пределе, когда атомарная или молекулярная структура жидкости "не видна" и выполняется приближение сплошной среды.

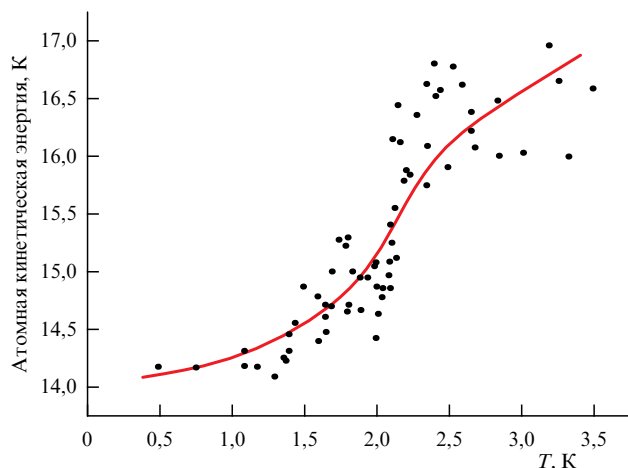


Рис. 30. Кинетическая энергия атомов гелия в сверхтекучем и нормальном состояниях в зависимости от температуры. Данные собраны в работе [72]. Линия проведена "на глаз" для удобства.

Логично предположить, что и в сверхтекучем гелии возбуждения "воспринимают" жидкость как сплошную среду. Причём это должно выполняться во всём диапазоне волновых векторов. Если возбуждения "не видят" атомарную структуру гелия, то должны исчезнуть понятия псевдозон Бриллюэна и псевдовекторов обратной решётки, что действительно имеет место. В то же время вид статического структурного фактора сверхтекучего гелия (см. рис. 20) свидетельствует о том, что в среднем структура жидкости осталась такой же, как в нормальном несверхтекучем состоянии. Следовательно, чтобы возбуждения "видели" на всех масштабах жидкий гелий как сплошную бесструктурную среду, ближний порядок в жидкости должен изменяться ("мерцать") с частотой, большей, чем соответствующие частоты возбуждений. В обычных жидкостях этого не происходит, поскольку частота прыжков частиц всегда существенно меньше частоты для коротковолновых продольных возбуждений. В гелии же ситуация иная, поскольку нулевая энергия частиц выше, чем температура и чем энергии возбуждений. В рамках модели Дебая энергия нулевых колебаний равна $(9/8)\theta_D$ [16], что для гелия составляет примерно 30 K. Прямые измерения кинетической энергии частиц действительно дают значения порядка 14–15 K вплоть до самых низких температур [72] (рис. 30). Можно предположить, что примерно такая же по величине и потенциальная составляющая нулевой энергии. Данная кинетическая энергия превышает энергию возбуждений. Скорость атомов гелия, соответствующая указанной нулевой кинетической энергии, примерно 250 м с^{-1} , что на 10–20 % выше скорости звука в гелии. Импульс P атомов при такой кинетической энергии соответствует длине волны де Бройля примерно $4 \text{ \AA}$, что немного больше среднего межчастичного расстояния, т.е. колебательный и прыжковый режимы фактически не различаются. Таким образом, из-за нулевой энергии атомы гелия вплоть до нулевых температур испытывают частые прыжки, меняясь местами. Частота этих прыжков превышает частоту возбуждений в спектре. Заметим, что неопределённость координаты для такого нулевого импульса атомов гелия составляет $0,3 \text{ \AA}$, т.е. меньше де-бройлевской длины волны в 4π раз. Действительно, для длины волны де Бройля имеем $L = \hbar/P =$

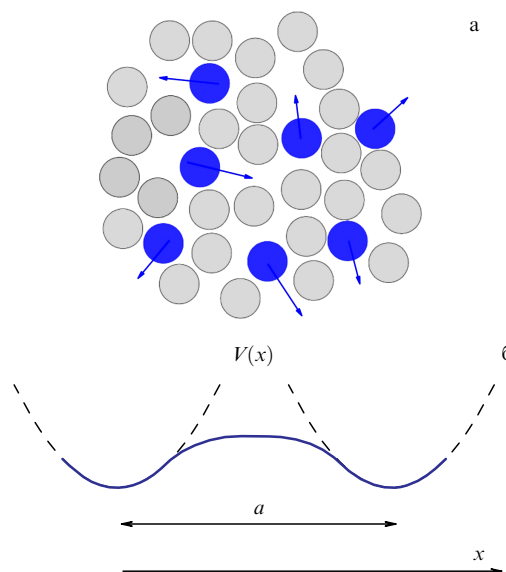


Рис. 31. Качественная иллюстрация прыжков "мобильных" атомов гелия (а) и соответствующий срез потенциального рельефа (б) по данным [72].

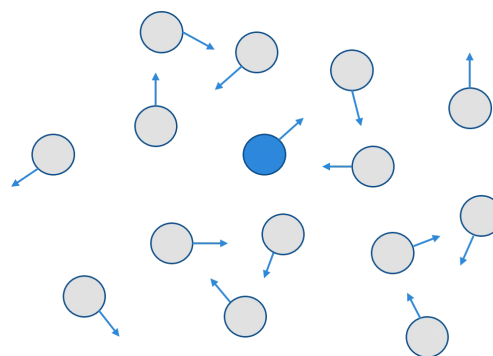


Рис. 32. Качественная иллюстрация скоррелированных прыжков атомов гелия в сверхтекучем состоянии, при которых атомы "меняются местами".

$= 2\pi\hbar/P$, в то время как из соотношения Гейзенберга имеем $\Delta X \geq \hbar/2\Delta P$. Волновой вектор, соответствующий импульсу атомов гелия при нулевой температуре, — $1,65 \text{ \AA}^{-1}$, что в 1,6 раза превышает максимальный волновой вектор для квазифоннных возбуждений в нормальном гелии на границе первой псевдозоны Бриллюэна.

Возможная связь постоянных прыжков атомов гелия с нулевой энергией со сверхтекучестью недавно обсуждалась в работе [72] (рис. 31). Автор указанной статьи даже предложил новый термин — бозе-сфера, по аналогии со сферой Ферми. То есть бозе-частицы находятся не в состоянии с нулевым импульсом, как в классическом бозе-конденсате, а в состоянии с конечным импульсом, соответствующим нулевой энергии.

Однако такие прыжки, вызывающие "мерцание" структуры, имеют место и выше λ -точки. Очевидно, что с понижением температуры такие прыжки должны быть всё более скоррелированными. Как было отмечено в работе [75], для того чтобы атомы гелия стали неразличимыми в едином квантовом состоянии, они должны физически поменяться местами (рис. 32). Можно пред-

положить, что степень скоррелированности прыжков-"мерцаний" структуры соответствует доле атомов в сверхтекучей фракции. Атомы при этом имеют единую волновую функцию, но отнюдь не соответствующую конденсату с нулевой энергией.

Таким образом, непрерывное скоррелированное "мерцание" структуры ближнего порядка в сверхтекучем гелии даёт возможное объяснение "на пальцах" особенностей спектра возбуждений в сверхтекучем состоянии, рассмотренных в разделе 6. Быстро "мерцающая" структура для волн представляется как сплошная бесструктурная среда, и гармонические плоские волны являются собственными возбуждениями. При этом в среднем структура ближнего порядка сохраняется такой же, как и в нормальном состоянии, поскольку эффективное "размытие" положения каждого атома порядка $0,3 \text{ \AA}$, а среднее межчастичное расстояние превышает $3 \text{ \AA}$. Частота "мерцаний" внутри каждой клетки значительно превышает максимально возможную частоту сдвиговых возбуждений, поэтому поперечные коллективные возбуждения в спектрах отсутствуют. Все детали спектра коллективных возбуждений "наследуются" из нормального состояния, т.е. ротонны становятся "настоящими" возбуждениями. Постротонное плато в спектре возбуждений сверхтекучего гелия соответствует возбуждениям с бесконечной эффективной массой. Возможно, это связано с возбуждениями скоррелированной группы макроскопического числа атомов в сверхтекучем состоянии. Напомним, что "мерцания", связанные с нулевой энергией, являются основным (самым низколежащим) квантовым состоянием системы. Поэтому в экспериментальных спектрах коллективных возбуждений такие "нулевые мерцания" никак не проявляются: спектры возбуждений "накладываются поверх" основного состояния. Более того, скоррелированные прыжки атомов в основном состоянии соответствуют определённому уровню энергии, т.е. в каком-то смысле являются монохроматическими по частоте.

В связи с высокими значениями нулевой кинетической энергии для атомов гелия следует аккуратнее использовать понятие тепловой волны де Бройля, где в качестве импульса атомов рассматривается просто тепловой импульс $P_T = (3k_B T M)^{1/2}$. Величина этого импульса стремится к нулю при понижении температуры, а соответствующая тепловая длина волны де Бройля — к бесконечности. Нормировка на тепловую длину волны де Бройля позволяет успешно проводить сравнительный анализ плавления гелия 4 и гелия 3 в области промежуточных температур порядка дебаевских [61]. Однако при сверхнизких температурах из-за нулевой энергии импульс и длина волны де Бройля в любой конденсированной среде всегда остаются конечными. Отличие конденсированной среды от разреженных газов в данном контексте является очень существенным. Как говорилось выше, нулевая энергия в конденсированных средах связана с соотношением неопределённости Гейзенберга. Частицы конденсированной среды (атомы или молекулы) находятся в окружении соседей (рис. 33а), следовательно, неопределённость положения каждой частицы не может быть сколь угодно большой. Иными словами, каждая частица конденсированной среды находится в трёхмерной потенциальной яме. Решение квантово-механической задачи о поведении частицы в такой яме даёт набор энергетических уровней, причём самый низколе-

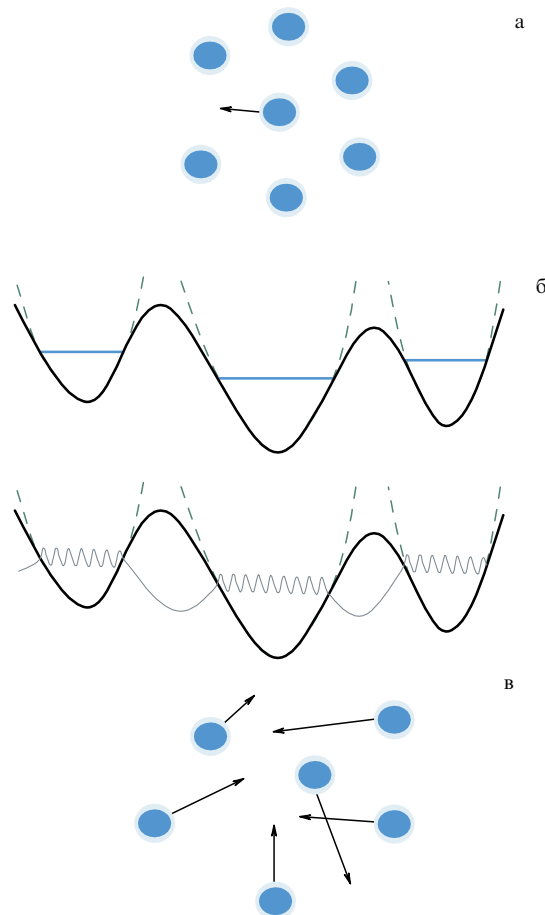


Рис. 33. Иллюстрация генезиса нулевой энергии атомов. В конденсированной среде потенциальный рельеф окружения приводит к эффекту "клетки" и появлению нулевой энергии из-за соотношения неопределённости Гейзенберга (а); нулевая энергия соответствует самым низколежащим энергетическим уровням в потенциальных ямах, создаваемых ближним окружением (б). Показаны также условно волновые функции частиц с перекрытием за счёт туннелирования при низких температурах. Для разреженных газов отсутствует непрерывный потенциальный рельеф, потенциал отличен от нуля лишь в малой окрестности вблизи частиц (в). Нулевая энергия при этом может быть сколь угодно малой.

жащий уровень (основное состояние) находится при ненулевой положительной энергии. Это и есть нулевая энергия частицы (рис. 33б). В пределе достаточно слабого межчастичного взаимодействия волновой вектор частицы, связанный с нулевой энергией, определяется средним межчастичным расстоянием $K^* \approx \pi/a$, а импульс, соответственно, можно оценить как $P^* \approx \hbar\pi/a$. Следовательно, в конденсированной среде при сколь угодно низких температурах частица не может иметь длину волны де Бройля больше чем $L^* = 2\pi\hbar/P^* \approx 2a$. Напомним, что в сверхтекучем гелии $L^* \approx 1,3a$. В разреженных газах частицы не находятся в потенциальных ямах, межчастичное взаимодействие существенно лишь в малой области вблизи частиц при их столкновениях (рис. 33в). Нулевая энергия частиц в таком газе может быть сколь угодно малой, и длина волны де Бройля определяется температурой и может быть сколь угодно большой. Если среднее расстояние между частицами $l \gg a$, где a — "размер" атома (определяется эффективным сечением рассеяния), то средняя длина пробега частиц $l^* \approx l^3/a^2$. Именно величину l^* следует рассматривать в качестве неопреде-

лённости координаты в соотношении Гейзенберга, и нулевая кинетическая энергия может быть сколь угодно малой. В результате в ансамбле ультрахолодных атомов длина волны де Бройля определяется температурой и может на порядки превышать среднее межчастичное расстояние. При этом основная часть атомов может находиться в состоянии бозе-конденсата с нулевым импульсом. Такие атомы имеют общую волновую функцию, и для их неразличимости уже не требуется физического обмена частиц местами, как в случае жидкого гелия.

Столь кардинальные различия между газом холодных атомов и жидким гелием заставляют ещё раз усомниться в полезности концепции "обычного" бозе-конденсата применительно к жидкому сверхтекучему гелию. Напомним, что оценки доли атомов в бозе-конденсате при низких давлениях и давлениях 20–25 бар различаются в три раза (!) (см. рис. 29). Можно сделать ряд простых оценок. Из данных по скорости звука и плотности сверхтекучего гелия можно определить величину объёмного модуля сжатия. Скорость звука в гелии возрастает под давлением примерно на 50 % (от 230 до 350 м с⁻¹) [47]. Плотность увеличивается примерно на 20 % (от 140 до 170 кг м⁻³). Модуль объёмного сжатия возрастает в три раза (!) — от 70 бар при атмосферном давлении до 200–220 бар при давлении 24 бар. Пропорциональный объёмного модуля сжатия по давлению имеет типичные для инертных жидкостей значения $B'_p \approx 6$. Такой значительный рост скорости звука и модуля должен привести к соответствующему росту температуры Дебая и нулевой энергии. Действительно, косвенные экспериментальные данные показывают, что кинетическая нулевая энергия атомов гелия возрастает от 14 до 19 К [76, 77]. При анализе динамического структурного фактора для оценки доли атомов в конденсате анализируется составляющая, связанная с атомами с нулевым импульсом. Очевидно, что при увеличении нулевой кинетической энергии эффективная доля "медленных" атомов также уменьшится в несколько раз. Возможно, именно это является причиной сильного падения эффективной доли атомов в конденсате с давлением. Заметим, что авторы [77] также связывают рост нулевой кинетической энергии с уменьшением фракции конденсата, но из других предпосылок и соображений.

Важность особенностей спектра возбуждений для понимания природы сверхтекучести также не осознана до сих пор при анализе возможной сверхтекучести в твёрдом состоянии ("суперсолидита"). Спектры возбуждений для кристаллического гелия при температурах выше 1 К типичны для ангармонических кристаллов. Затухание спектров, конечно, меньше чем в нормальной жидкости, но больше, чем в сверхтекучей фазе. Как и в обычных кристаллах, в спектре возбуждения кристаллического гелия нет "настоящих" ротонных, и для описания его теплоёмкости достаточно учесть лишь фононы внутри первой зоны Бриллюэна. Полного консенсуса среди физиков относительно возможной сверхтекучести твёрдого гелия при сверхнизких температурах до сих пор нет. Однако несомненно, что спектры возбуждений в гипотетическом сверхтекучем состоянии твёрдой фазы должны сильно модифицироваться. Очевидно, что необходимы прямые экспериментальные исследования при сверхнизких температурах в твёрдом состоянии.

Подводя итоги данного раздела, можно заключить, что, по-видимому, нельзя плавно перейти от модели слабонеидеального газа к модели жидкости с достаточно сильным межчастичным взаимодействием. Картина скоррелированных монохроматических "мерцаний" атомов гелия с большой кинетической энергией, очевидно, ещё ждёт адекватного теоретического описания.

9. Заключение

В данном мини-обзоре мы очень лапидарно обсудили некоторые вопросы, связанные с возбуждениями в неупорядоченных средах. Эта область является, на наш взгляд, одной из наиболее интересных и одновременно одной из наименее изученных областей физики конденсированного состояния. Многие теоретические концепции, такие как, например, теория случайных матриц, остались "за кадром" нашего обзора. Мы также практически не касались большой экспериментальной и теоретической области физики так называемых "бозонных пиков" в стёклах или модели двухуровневых систем (ДУСов). Также следует отметить, что, хотя список литературы далеко не полный, интересующиеся читатели далее могут легко пройти по перекрёстным ссылкам. Читатели, интересующиеся историей открытия сверхтекучести, конечно, должны ознакомиться с пионерскими работами П.Л. Капицы, И.Я. Померанчука, Дж. Аллена и др. [78–80]. Современное состояние многих вопросов, связанных с физикой сверхтекучести, изложено в монографии [81]. Детали открытия сверхтекучести в гелии 3 хорошо изложены в работе [82]².

Основной целью нашего обзора было детальное сравнение спектров коллективных возбуждений в обычных жидкостях и сверхтекучем гелии. В ходе изложения, отчасти привязанного к исторической последовательности исследований, нам пришлось несколько раз поменять свои первоначальные выводы на противоположные. Сначала казалось, что спектры возбуждений в сверхтекучем гелии и обычных жидкостях не имеют ничего общего. Затем мы пришли к выводу, что, за малыми различиями, эти спектры имеют почти полностью сходные черты. И наконец, было установлено, что, хотя и есть некоторое сходство, имеются существенные и крайне важные различия.

Несмотря на большой прогресс как в экспериментальных исследованиях, так и в теоретических моделях сверхтекучего гелия, до сих пор не удаётся количественно описать все особенности спектра коллективных возбуждений в сверхтекучем состоянии. Во многом противоречивой остаётся и концепция бозе-конденсата в сверхтекучем гелии. Можно сказать, что за 80 лет, прошедших после первых работ Л.Д. Ландау, физики не слишком далеко продвинулись в понимании природы сверхтекучести. Однозначно можно лишь сказать, что первопричиной поведения гелия является "как-то" скоррелированное состояние атомов и линейный слабо затухающий участок спектра коллективных возбуждений. Остаётся не до конца понятой и оценённой роль большой нулевой энергии атомов гелия в сверхтекучем состоянии.

² Автор признателен рецензенту за напоминание про эти важные работы.

Более существенный прогресс достигнут в области теоретического описания спектров коллективных возбуждений в обычных жидкостях. Сходство спектров в жидкостях и кристаллах, связанное с наличием в жидкостях ближнего порядка, хорошо согласуется с описанием жидкостей "в духе" Я.И. Френкеля [13, 83]. Однако и здесь остаётся много проблем, связанных с тем, что собственные возбуждения на высоких частотах сильно отличаются от гармонических плоских волн. Спектры возбуждений и в обычных, и в сверхтекучих жидкостях определяют их термодинамические свойства. В этой области также в последние годы получен ряд интересных и важных результатов. Но в целом в физике коллективных возбуждений в неупорядоченных системах имеется больше вопросов, чем ответов. Как пытающийся рассуждать экспериментатор, я вижу цель настоящего обзора в том, чтобы указать "истинным" хорошим теоретикам на "грибные места" в данной области физики.

Благодарности

Автор благодарен В.П. Минееву, [К. Траченко] (Kostya Trachenko), О.Б. Циоку, В.Н. Рыжову, М.В. Садовскому и П.И. Арсееву за полезные обсуждения данной работы и И.В. Данилову — за неоценимую помощь в подготовке иллюстраций к статье и её внимательное прочтение. Автор также признателен С.М. Стишову за многолетние обсуждения вопросов, касающихся физики жидкостей. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (24-12-00037).

Список литературы

- Maradudin A A, Montroll E W, Weiss G H *Theory of Lattice Dynamics in the Harmonic Approximation* (New York: Academic Press, 1963); Пер. на русск. яз.: Марадудин А, Монтролл Э, Вейсс Дж *Динамическая теория кристаллической решетки в гармоническом приближении* (М.: Мир, 1965)
- Ландау Л Д *ЖЭТФ* **11** 592 (1941); Landau L D *J. Phys. USSR* **5** 71 (1941)
- Bijl A *Physica* **7** 869 (1940)
- Landau L D *J. Phys. USSR* **11** 91 (1947)
- Henshaw D G *Phys. Rev. Lett.* **1** 127 (1958)
- Yarnell J L et al. *Phys. Rev. Lett.* **1** 9 (1958)
- Яковлев Д Г *УФН* **171** 866 (2001); Yakovlev D G *Phys. Usp.* **44** 823 (2001)
- Glyde H R *Rep. Prog. Phys.* **81** 014501 (2018)
- Trachenko K *Theory of Liquids: From Excitations to Thermodynamics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2023) <https://doi.org/10.1017/9781009355483>
- Scorigno T, Ruocco G, Sette F *Rev. Mod. Phys.* **77** 881 (2005)
- Trachenko K, Brazhkin V V *Rep. Prog. Phys.* **79** 016502 (2016)
- Бражкин В В *УФН* **191** 1107 (2021); Brazhkin V V *Phys. Usp.* **64** 1049 (2021)
- Бражкин В В и др. *УФН* **182** 1137 (2012); Brazhkin V V et al. *Phys. Usp.* **55** 1061 (2012)
- Brazhkin V V, Trachenko K *Phys. Today* **65** (11) 68 (2012)
- Brazhkin V V, Trachenko K *J. Non-Cryst. Solids* **407** 149 (2015)
- Ashcroft N W, Mermin N D *Solid State Physics* (New York: Holt, Rinehart and Winston, 1976); Пер. на русск. яз.: Ашкрофт Н, Мермин Н *Физика твердого тела* (М.: Мир, 1979)
- Малиновский В К, Новиков В Н, Соколов А П *УФН* **163** (5) 119 (1993); Malinovskii V K, Novikov V N, Sokolov A P *Phys. Usp.* **36** 440 (1993)
- Allen P B et al. *Philos. Mag.* **B 79** 1715 (1999)
- Keyes T J *Chem. Phys.* **101** 5081 (1994)
- Lin Sh-T, Blanco M, Goddard W A (III) *J. Chem. Phys.* **119** 11792 (2003)
- Лифшиц Е М *УФН* **34** 512 (1948)
- Андроникашвили Э Л *УФН* **72** 697 (1960); Andronikashvili É L *Sov. Phys. Usp.* **3** 888 (1961)
- Халатников И М *Теория сверхтекучести* (М.: Наука, 1971)
- Yarnell J L et al. *Phys. Rev.* **113** 1379 (1959)
- Cocking S J *Adv. Phys.* **16** 189 (1967)
- Dasannacharya B A, Rao K R *Phys. Rev.* **137** A417 (1965)
- Teixeira J et al. *Phys. Rev. Lett.* **54** 2681 (1985)
- Hosokawa S Z *Phys. Chem.* **235** 99 (2021)
- Egelstaff P A, in *Neutron Scattering* (Methods in Experimental Physics, Vol. 23, Pt. B, Eds D L Price, K Sköld) (San Diego: Academic Press, 1987) pp. 405–470, [https://doi.org/10.1016/S0076-695X\(08\)60574-8](https://doi.org/10.1016/S0076-695X(08)60574-8)
- Cunsolo A et al. *J. Chem. Phys.* **114** 2259 (2001)
- Gorelli F et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 245702 (2006)
- Giordano V M, Monaco G *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **107** 21985 (2010)
- Inui M et al. *J. Phys. Condens. Matter* **33** 475101 (2021)
- Kajihara Y et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **98** 022001 (2008)
- Scorigno T et al. *Phys. Rev. B* **64** 012301 (2001)
- Grest G S, Nagel S R, Rahman A *Phys. Rev. Lett.* **49** 1271 (1982)
- Ruocco G, Sette F *Condens. Matter Phys.* **11** 29–46 (2008) <https://doi.org/10.5488/CMP.11.1.29>
- Бражкин В В, Данилов И В, Циок О Б *Письма в ЖЭТФ* **117** 840 (2023); Brazhkin V V, Danilov I V, Tsiok O B *JETP Lett.* **117** 834 (2023)
- Brazhkin V V et al. *Phys. Rev. E* **85** 031203 (2012)
- Cockrell C, Brazhkin V V, Trachenko K *Phys. Rep.* **941** 1 (2021)
- Krausser J "Non-affine lattice dynamics of disordered solids," PhD Thesis (Cambridge: Univ. of Cambridge, 2017) <https://doi.org/10.17863/CAM.28051>; <https://www.repository.cam.ac.uk/handle/1810/280686>
- Hosokawa S et al. *J. Phys. Condens. Matter* **25** 112101 (2013)
- Kryuchkov N P et al. *Sci. Rep.* **9** 10483 (2019)
- del Rio B G, González L E *Phys. Rev. B* **95** 224201 (2017)
- Bryk T et al. *J. Phys. Condens. Matter* **32** 184002 (2020)
- Jakse N, Bryk T J *J. Chem. Phys.* **151** 034506 (2019)
- Godfrin H et al. *Phys. Rev. B* **103** 104516 (2021)
- Питаевский Л П *ЖЭТФ* **36** 1168 (1959); Pitaevskii L P *Sov. Phys. JETP* **9** 830 (1959)
- Fåk B, Scherm R *Physica B* **197** 206 (1994)
- Glyde H R et al. *Europhys. Lett.* **43** 422 (1998)
- Svensson E C et al. *Phys. Rev. B* **21** 3638 (1980)
- Barker J A, Henderson D *Rev. Mod. Phys.* **48** 587 (1976)
- Wang L et al. *Phys. Rev. E* **95** 032116 (2017)
- Kryuchkov N P et al. *Phys. Rev. Lett.* **125** 125501 (2020)
- NIST Chemistry WebBook. Thermophysical Properties of Fluid Systems, <https://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/>
- Андреев А Ф *Письма в ЖЭТФ* **28** 603 (1978); Andreev A F *JETP Lett.* **28** 556 (1978)
- Strongin M, Zimmerman G O, Fairbank H A *Phys. Rev.* **128** 1983 (1962)
- Roberts T R, Sydorik S G *Phys. Rev.* **98** 1672 (1955)
- Alvesalo T A, Haavasoja T, Manninen M T J *Low Temp. Phys.* **45** 373 (1981)
- Albergamo F et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 239602 (2008)
- СТИШОВ С М *УФН* **194** 360 (2024); Stishov S M *Phys. Usp.* **67** 338 (2024)
- Enkovich P V et al. *Phys. Rev. B* **93** 014308 (2016)
- Roberts Th R, Sydorik S G *Phys. Fluids* **3** 895 (1960)
- Suemitsu M, Sawada Y *Phys. Lett. A* **71** 71 (1979)
- Babaev E, Sudbø A, Ashcroft N W *Nature* **431** 666 (2004)
- Leggett A J *Quantum Liquids: Bose Condensation and Cooper Pairing in Condensed-Matter Systems* (Oxford: Oxford Univ. Press, 2008)
- Zlochastiev K G *Eur. Phys. J. B* **85** 273 (2012)

68. Campbell C E, Krotscheck E, Lichtenegger T *Phys. Rev. B* **91** 184510 (2015)
69. Ferré G, Boronat J *Phys. Rev. B* **93** 104510 (2016)
70. Beauvois K et al. *Phys. Rev. B* **97** 184520 (2018)
71. Fåk B *Phys. Rev. Lett.* **109** 155305 (2012)
72. Trachenko K J. *Phys. Condens. Matter* **35** 085101 (2023)
73. London F *Nature* **141** 643 (1938)
74. Боголюбов Н Н *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **11** (1) 77 (1947); *УФН* **93** 552 (1967); Bogolubov N J. *Phys. USSR* **11** 23 (1947)
75. Leggett A J *Science* **319** 1203 (2008)
76. Diallo S O et al. *Phys. Rev. B* **85** 140505 (2012)
77. Glyde H R et al. *Phys. Rev. B* **84** 184506 (2011)
78. Kapitza P *Nature* **141** 74 (1938)
79. Померанчук И Я *ЖЭТФ* **20** 919 (1950)
80. Allen J F, Misener A D *Nature* **142** 643 (1938)
81. Slenczka A, Toennies J P (Eds) *Molecules in Superfluid Helium Nanodroplets. Spectroscopy, Structure, and Dynamics* (Topics in Applied Physics, Vol. 145) (Cham: Springer, 2022) <https://doi.org/10.1007/978-3-030-94896-2>
82. Dobbs E R *Phys. Blätter* **32** 591 (1976)
83. Френкель Я И *Кинетическая теория жидкостей* (Л.: Наука, 1975); Пер. на англ. яз.: Frenkel O *Kinetic Theory of Liquids* (Oxford: The Clarendon Press, 1946)

Spectra of collective excitations of particles in normal and superfluid liquids

V.V. Brazhkin

*Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, Russian Academy of Sciences,
Kaluzhskoe shosse 14, 108840 Troitsk, Moscow, Russian Federation
E-mail: brazhkin@hppi.troitsk.ru*

We consider the specific features of collective excitations in disordered media, mainly in liquids. We discuss the difference between proper excitations in disordered media and plane harmonic waves, and the related problem of effective excitation damping. A detailed comparative analysis of the spectra of collective excitations in normal liquids and in superfluid helium is carried out. The aspects discussed include the phonon and roton parts of the spectrum, the phenomenon of ‘fast sound,’ shear waves, and the ‘mixing in’ of longitudinal and transverse excitations in liquids. Excitations in liquids are shown to determine the thermodynamic properties in both normal and superfluid states. Despite the qualitative similarity of the spectra of superfluid helium and ordinary liquids, they show significant differences, which have not yet received a proper theoretical description in our opinion. We emphasize the major differences between superfluid helium and superfluid Bose condensates of ensembles of ultracold atoms. A hypothesis is put forward regarding the possible major role that the high zero-point energy of helium atoms at ultralow temperatures plays both in understanding the features of the excitation spectra and in the superfluidity phenomenon itself.

Keywords: collective excitations, liquids, superfluid helium, heat capacity

PACS numbers: 47.37.+q, 62.60.+v, 63.50.–x, 65.40.Ba, 67.25.–k

Bibliography — 83 references

Received 25 November 2024, revised 10 January 2025

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **195** (5) 519–542 (2025)

Physics – Uspekhi **68** (5) (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.01.039852>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2025.01.039852>