

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВОЙ СТРУКТУРЫ ГЕЛИЯ II С ПОМОЩЬЮ РАССЕЯНИЯ ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Э. Л. Андроникашвили

С тех пор, как Ландау¹ постулировал определенный вид спектра тепловых колебаний гелия II, вопрос о тепловой структуре этой жидкости оставался самым животрепещущим вопросом теории сверхтекучести. Действительно, в основе всех наших представлений о поведении гелия II лежит идея о существовании двух типов тепловых возбуждений, образующих его нормальную компоненту. Однако мы не располагаем какими-либо непосредственными данными относительно этих тепловых возбуждений; мы знаем о них только то, что было постулировано первоначально Ландау. Хотя высказанные об их природе предположения не противоречат большому количеству экспериментальных фактов, все же непосредственное подтверждение существования таких тепловых возбуждений является весьма необходимым.

Напомним кратко, что представляет собой спектр тепловых возбуждений гелия II, предложенный Ландау еще в 1947 г. Из двух типов возбуждений, получивших названия фононов и ротонов, фононы являются длинноволновым типом. Связь между энергией такой квазичастицы и ее импульсом выражается линейным законом

$$E = cp, \quad (1)$$

где c — скорость обычного звука в гелии II, равная приблизительно 240 м/сек, а E и p — энергия и импульс квазичастицы соответственно. По существу это есть не что иное, как звуковые волны, распространяющиеся в гелии II, прокvantованные соответствующим образом и рассматриваемые в виде волновых пакетов. Энергетический спектр фононов является непрерывным.

Второй тип тепловых возбуждений — ротонов — является коротковолновым относительно фононов. Постулируется, что связь между энергией и импульсом в этом случае имеет параболический характер:

$$E = \Delta + \frac{(p - p_0)^2}{2\mu}. \quad (2)$$

В этом уравнении Δ обозначает энергетическую щель между основным невозбужденным состоянием и первым возбужденным уровнем, p_0 — импульс, которым обладает ротон будучи в неподвижном состоянии, и μ — эффективная масса ротона (рис. 1). Спектр ротонов выше энергетической щели является непрерывным, наиболее заселенными являются уровни, расположенные вблизи минимума кривой. Файнман образно говорит о ротонах как о вихревых кольцах, аналогичных кольцам дыма. Тогда импульс неподвижного ротона будет связан не с его поступательным дви-

лением как целого, а с движением вокруг цилиндрической поверхности, изогнутой в замкнутое кольцо. Согласно последним вычислениям Халатникова² параметры ротона имеют следующие численные значения:

$$\frac{\Delta}{h} = 8,9^\circ \text{К}, \quad \frac{p}{h} = 1,99 \text{ \AA}^{-1}, \quad \mu = 0,26 m_{\text{He}}.$$

В работах Ландау было установлено, что число фононов растет с температурой пропорционально T^3 , а число ротонов — как экспонента с показателем $-\Delta/kT$. Таким образом, при низких температурах преобладают фононы, а при температуре порядка $0,6^\circ \text{К}$ начинают преобладать ротоны, которые при температурах выше 1°К практически обуславливают все физические свойства гелия II. Как известно, Ландау³ построил термодинамическую теорию гелия II, вычислив значение и температурный ход всех наиболее важных термодинамических функций как для его ротонной составляющей, так и для фононной составляющей нормальной компоненты.

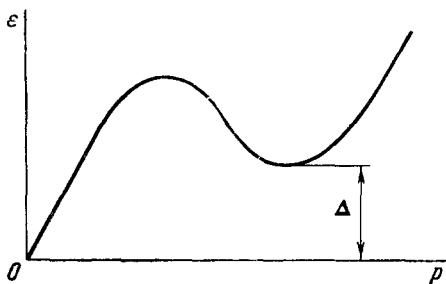


Рис. 1

Суммарная плотность этих возбуждений определяет эффективную плотность его нормальной компоненты, которую феноменологически следует трактовать как ту часть жидкого гелия II, которая в данный момент и при данной температуре охвачена тепловым движением.

В отличие от нормальной компоненты сверхтекучая компонента гелия II не содержит тепловых возбуждений, ни фононов, ни ротонов и представляет собой ту среду, в которой дискретным образом распределены квазичастицы обоих типов, образующие нормальную компоненту. При таком описании можно говорить, что температура сверхтекучей компоненты, не содержащей квантов тепловой энергии, равна нулю независимо от того, какова температура гелия II. Плотность нормальной и сверхтекучей компонент была измерена при разных температурах в прямых и косвенных экспериментах^{4,5}. Температурная зависимость относительной плотности нормальной компоненты Q_n к плотности гелия Q_λ в λ -точке изображена на рис. 2. На этом рисунке точки изображают результаты Чешкова, полученные им из измерений скорости второго звука, а кружки — результаты прямых измерений Андроникашвили.

Попытки определить внутреннюю структуру гелия II тем или иным методом производились уже давно. Одним из таких методов оказался и метод нейтронографического анализа. Исследованием нейтронной дифракции в гелии II занимались различные исследователи. Харст и Хеншоу⁶ еще в 1955 г. использовали для этой цели пучок монохроматических нейтронов с длиной волны в $1,04 \text{ \AA}$. Рассеянием нейтронов на гелии занимались Иглстадф и Лондон⁷, а также Соммерс, Дэш и Голдстейн⁸. Однако, по-видимому, эти эксперименты не дали сколько-нибудь интересных физических результатов.

Сдвиг произошел после того, как Файнманом и Коэном⁹ было указано на возможность определения энергетического спектра тепловых возбуждений гелия II и были выявлены принципиальные черты эксперимента, направленного на исследование неупругого рассеяния холодных нейтронов на гелии II.

Файнман и Коэн показали, что при температурах жидкости порядка 2°K и ниже во взаимодействии холодных нейтронов с гелием II подавляющую роль играют акты рождения нейтронами квантов тепловых возбуждений. Этот процесс будет иметь место, однако, при длинах волн нейтронов, меньших $16,5\text{\AA}$, так как более длинноволновые нейтроны ничего породить не могут.

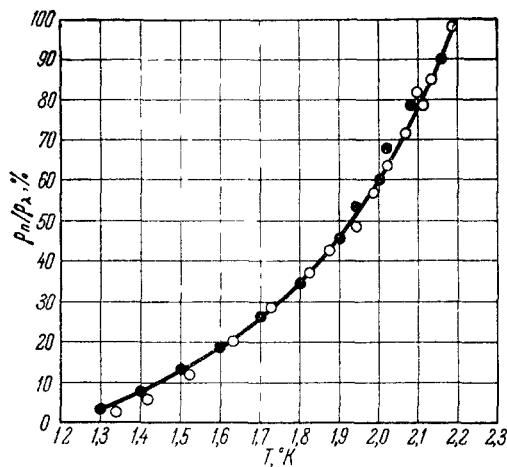


Рис. 2.

Нейтроны с длинами волн порядка 10\AA , как оказалось, могут породить только длинноволновые фононы. Только нейтроны с длинами волн, меньшими 10\AA , способны рождать фононы больших энергий и ротоны.

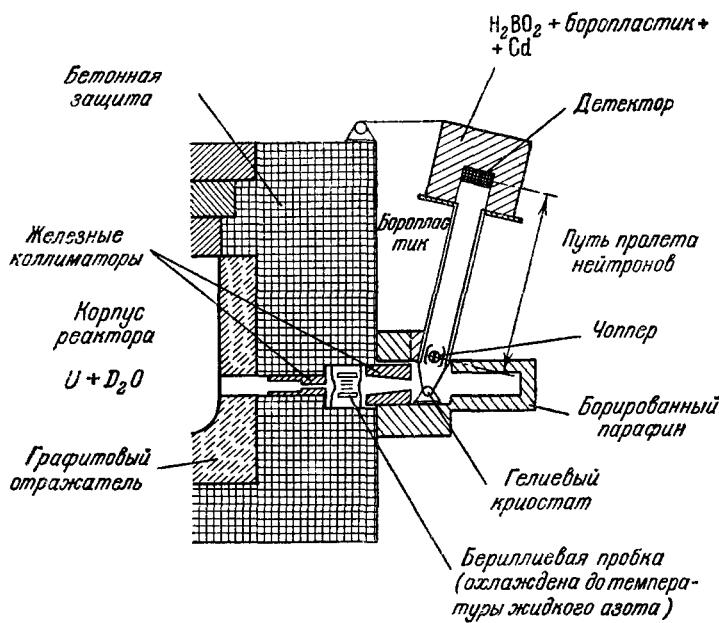


Рис. 3.

Однако для того, чтобы процесс рождения одного возбуждения проходил как двухчастичный процесс, следует, чтобы энергия падающего

нейтрона не была бы слишком большой. Только в этом случае законы сохранения энергии и импульса дадут возможность определить зависимость энергии возбуждения $E(p)$ от его импульса p .

После этих теоретических исследований в ряде работ были получены весьма существенные результаты, которые привели буквально к триумфу теории Ландау и являются сами по себе украшением нейтроно-физических исследований.

Я имею в виду работы Ларсена, Палевского и др.¹⁰, проведенные на стокгольмском реакторе, работу Хеншоу¹¹, выполненную им на реакторе в Чок-Ривер (Канада) и, наконец, исследование Ярнейла, Бендана и др.¹², проведенное на реакторе Омега-Вест в Лос-Аламосе.

Принципиальная часть работы во всех исследованиях одна и та же. Пучок холодных нейтронов известной длины волны неупруго рассеивается на гелии II. В конечном состоянии при этом разлетаются ротон, возникший в результате взаимодействия нейтрона с коллективом атомов, и рассеянный нейtron. Кинематика рассеяния задается законами сохранения:

$$\frac{\hbar}{2m} (p_i^2 - p_f^2) = E(p), \quad \hbar (p_i - p_f) = p. \quad (3)$$

Здесь $\hbar p_i^2/2m$ — энергия падающих нейтронов, $\hbar p_f^2/2m$ — энергия рассеянного нейтрона, $E(p)$ — энергия возбуждения, возникшего в гелии II, и p — импульс, связанный с этим возбуждением.

Экспериментальная установка (размеры даны в см)

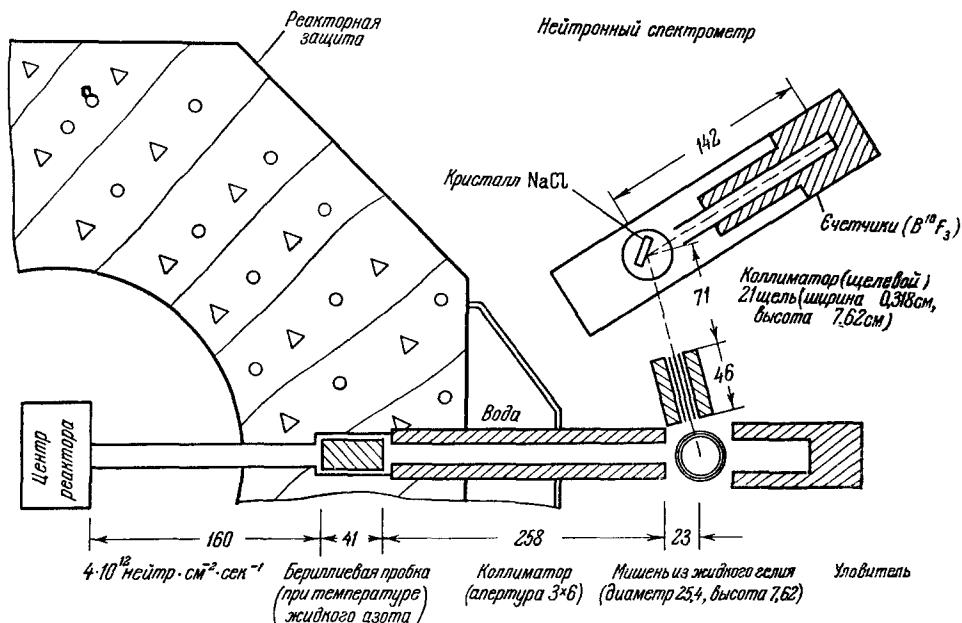


Рис. 4.

Таким образом, измеряя энергию и импульс нейтрона, рассеянного под определенным углом к направлению первичного монохроматического пучка, или, что то же, — измеряя длину волны первичного и рассеянного нейтронов, мы будем знать энергию и импульс ротона, возникшего в результате неупругого рассеяния. Эмпирически найденная в этом эксперименте связь между энергией и импульсом должна подтвердить или

опровергнуть соотношение Ландау. Из этих же экспериментов можно определить все три параметра ротона: Δ , p_0 и μ .

В качестве источника холодных нейтронов во всех трех работах применялся ядерный реактор, работавший на тепловой мощности в 600—800 квт с общим потоком нейтронов на внутренней обойме выходного канала порядка 10^{12} нейтр/сек·см².

Экспериментальные устройства в случае шведского и лос-аламосского реакторов приведены на рис. 3 и 4. В обоих случаях поток нейтронов от активной зоны реактора проходил через бериллиевую пробку, игравшую роль фильтра, затем через коллиматор падал на образец, т. е. на алюминиевый дюар, заполненный жидким гелием II, доведенным до низких температур.

Если энергетический спектр нейтронов изобразить в виде кривой Максвелла, то поликристаллический бериллиевый фильтр отсечет все нейтроны, длины волн которых короче 3,95 Å (рис. 5). Почти все эти нейтроны испытывают брэгговское отражение от соответствующих кристаллографических плоскостей. Величина 3,95 Å соответствует удвоенному значению наибольшего по своей величине межплоскостного расстояния в кристаллах бериллия. Для длин волн, больших 3,95 Å, бериллиевый фильтр оказывается практически прозрачным.

Острота брэгговского «обрезания», обозначенная на рис. 5, практически определяется разрешающей способностью спектрометра. После того как на гелии II произошло рассеяние первичного пучка, обладающего брэгговским обрезанием, вторичный пучок, рассеянный под определенным углом к первичному, должен воспроизвести брэгговское обрезание первичного пучка. Однако это обрезание будет смешено по длине волн в сторону длинных волн. Величина смещения будет зависеть от угла, под которым наблюдается рассеянный пучок. Сказанное иллюстрируется рис. 6, приведенным в статье Ларсена и др.¹⁰. Описанная методика по существу аналогична предложенному Файнманом исследованию рассеяния монохроматического пучка нейтронов.

Для анализа рассеянного пучка в разных лабораториях пользовались разными приемами. Ларсен, Палевский и др.¹⁰ применили для этой цели «чоппер» (прерыватель) с кривыми щелями, который вместе с трехметровой фермой, служившей для крепления пропорциональных счетчиков, мог вращаться вокруг образца с гелием II.

Группа Ярнейла¹² использовала спектрометр типа кристалл-монохроматора с моноокристаллом каменной соли. Между образцом и монохроматором, отстоявшими друг от друга на 1,5 м, помещался многощелевой

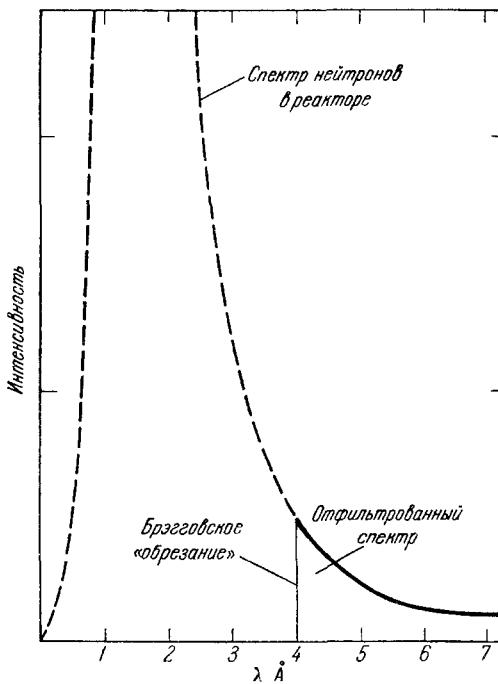


Рис. 5.

коллиматор. Отразившись от кристалла, нейтроны пролетали расстояние в 1,4 м и регистрировались счетчиками. Распределение интенсивностей вдоль спектра рассеянных нейtronов при разных температурах, полученное в опытах Ларсена, приведено на рис. 7.

Результаты экспериментов иллюстрируются рисунками, на которых представлена зависимость $E = E(p)$. Хеншоу¹¹ приводит (рис. 8) ожидаемую форму дисперсионной кривой и сопоставляет с ней свои измерения. Ларсен¹⁰ и др. приводят (рис. 9) участок кривой вблизи минимума

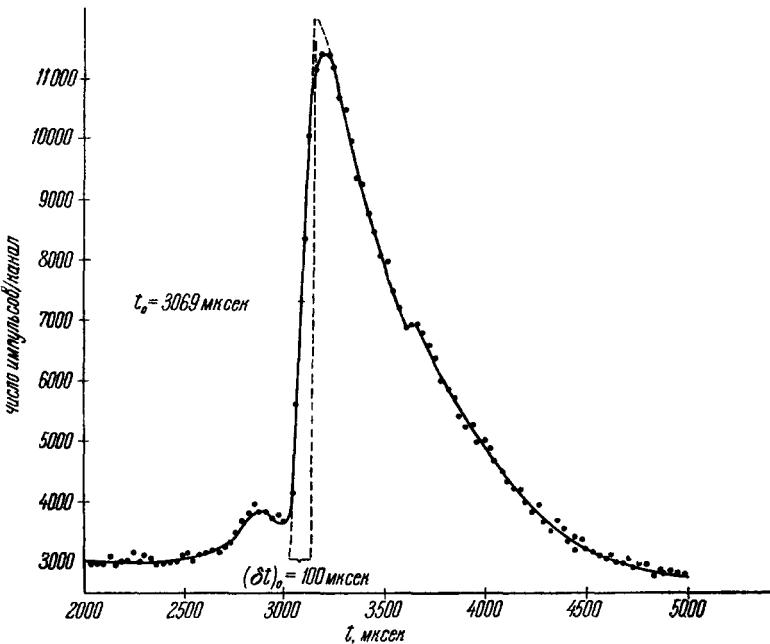


Рис. 6.

ротонной части спектра. Наконец, Ярнейл с сотрудниками¹² приводят (рис. 10) полную дисперсионную кривую, охватывающую интервал импульсов от $0,5 \text{ \AA}^{-1}$, что соответствует концу фононной части кривой, до $2,5 \text{ \AA}^{-1}$ в области далеко за минимумом ротонной части.

Получены значения параметров ротонов:

по Ярнейлу $\frac{\Delta}{k} = 8,65^\circ \text{ K}$, $\frac{p_0}{h} = 1,92 \text{ \AA}^{-1}$, $\mu = 0,16 m_{\text{He}}$;

по Ларсену $\frac{\Delta}{k} = 8,1^\circ \text{ K}$; $\frac{p_0}{h} = 1,90 \text{ \AA}^{-1}$, $\mu = 0,16 m_{\text{He}}$.

Ширина щели Δ/k равна $8,65^\circ \text{ K}$ при температуре $T = 1,1^\circ \text{ K}$ по Ярнейлу и $8,1^\circ \text{ K}$ при $T = 1,5^\circ \text{ K}$ по Ларсену. Таким образом, совпадение является превосходным не только между обоими экспериментами, но и между экспериментом и теорией. Все же надо отметить, что значение ширины щели по Ларсену является несколько заниженным по сравнению с тем, которое дается Ярнейлом.

Дальнейшее изучение зависимости ширины щели от температуры привело Ларсена к построению кривой, изображенной на рис. 11. В свою очередь Ярнейл приводит эмпирическую зависимость ширины щели от температуры в виде $\Delta/k = (8,68 - 0,0084) T^\gamma \text{ K}$.

Рассмотрим более подробно кривую температурной зависимости ширины щели. Как видно из экспериментальных данных, энергия образования ротона уменьшается с приближением температуры к λ -точке. Таким

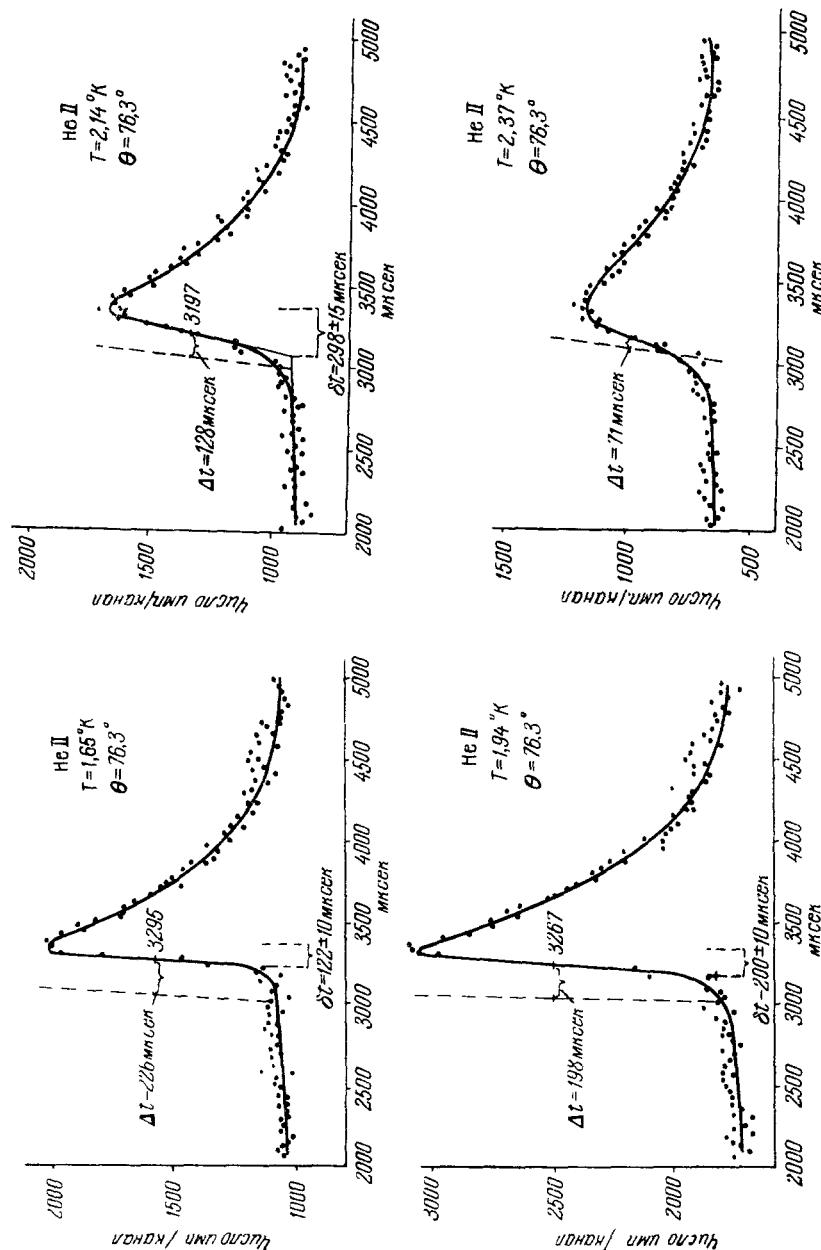


Рис. 7

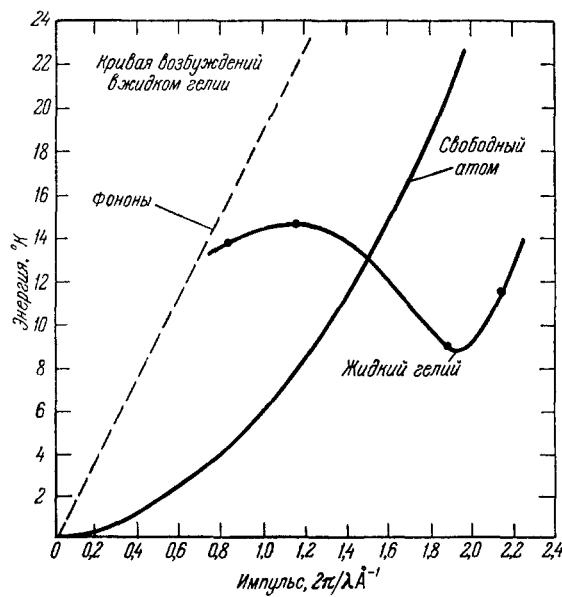


Рис. 8.

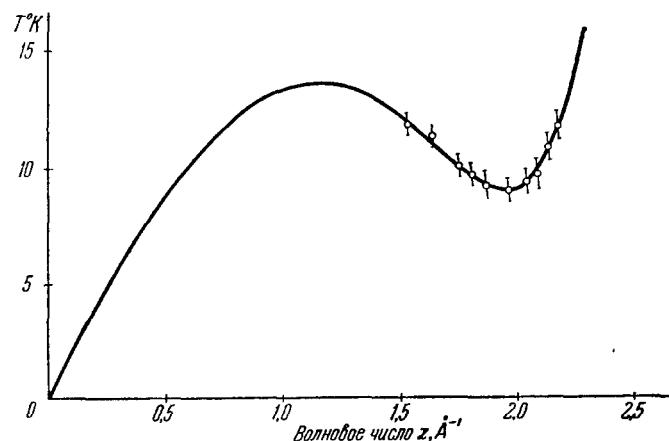


Рис.

образом, вероятность образования ротона растет не только за счет увеличения температуры T в экспоненте, но и за счет уменьшения ширины щели. Заметное изменение ширины щели начинается при темпе-

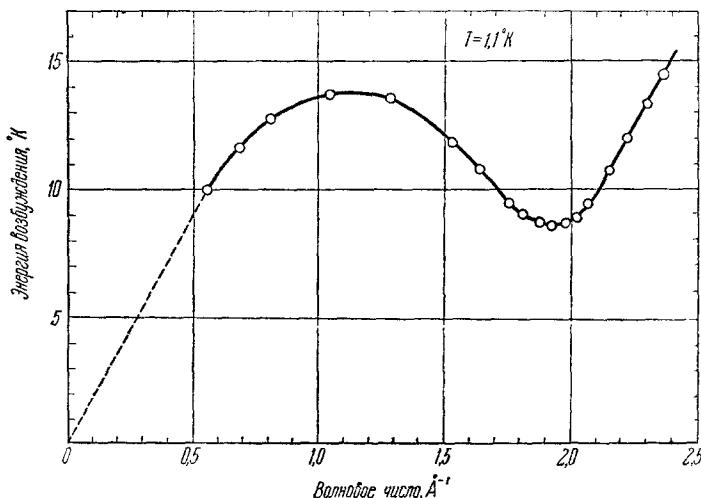


Рис. 10.

ратурах в $1.8-1.9^{\circ}$ К, т. е. в той области, в которой, согласно другим данным, ротоны уже начинают взаимодействовать между собой¹³. Вместе с тем резко возрастает и ширина дисперсионной кривой.

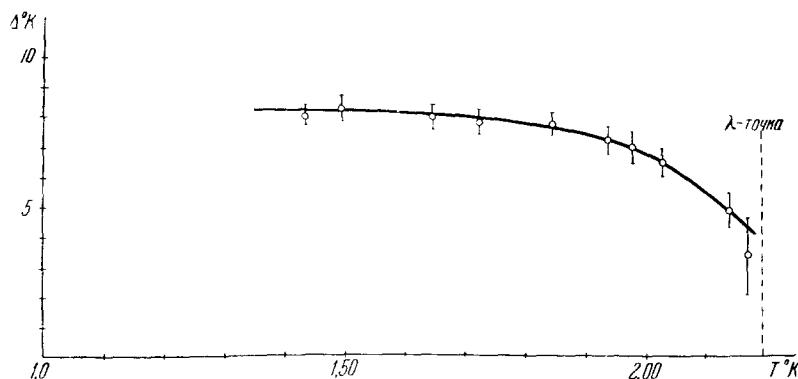


Рис. 11.

Можно ли считать, что работами, вошедшими в этот обзор, вопрос о характере кривой Ландау является полностью разрешенным? Не так давно Питаевский¹⁴ провел исследование вопроса о том, как оканчивается дисперсионная кривая Ландау в области больших импульсов.

Как оказалось, при больших энергиях и импульсах существует некий порог устойчивости возбуждений ротонного типа. Обозначим его p_h . За порогом устойчивости ротон должен распасться. Однако для этого процесса в принципе могут существовать различные пути. Теоретически сделать выбор одного из них не представляется возможным.

Поэтому для решения этого вопроса им было предложено применить нейтронный пучок. Поведение рассеянного нейтронного пучка должно

будет зависеть от того, какой из каналов реализуется в действительности.

Если наклон кривой в точке распада превышает наклон кривой вблизи начала координат, т. е. если ротон движется со скоростью, превышающей скорость обычного звука в гелии II, то он может испустить фонон аналогично тому, как электрон, движущийся со скоростью, пре-

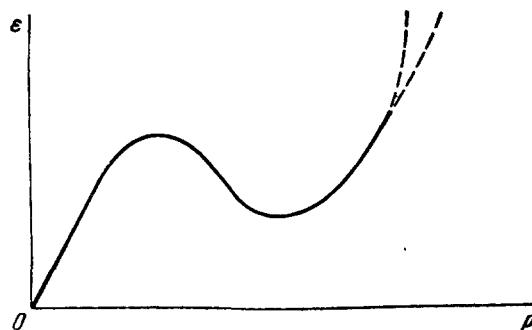


Рис. 12.

вышающей скорость распространения света в данной среде, испускает черенковское излучение. Испускание происходит за время, пропорциональное $\frac{1}{(p - p_c)^3}$. В таком случае устойчивая часть кривой завершается

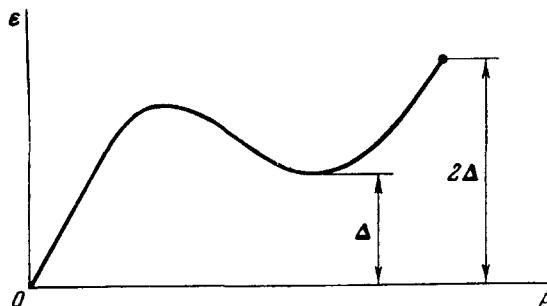


Рис. 13.

наклоном, равным c , т. е. наклоном, равным скорости обычного звука, достигаемой в точке $p = p_c$. После этого продолжается размытая область, описывающая неустойчивые возбуждения (рис. 12).

Второй возможностью является распад на два возбуждения с одинаковыми направлениями движения и конечными импульсами. Распад наступает при энергии, равной удвоенной ширине щели. В таком случае кривая $E(p)$ вообще не имеет продолжения за $p = p_c$, что обозначает мгновенный распад (рис. 13).

В третьем возможном случае, по достижении энергии, также равной удвоенной ширине щели, осуществляется распад на два возбуждения, разлетающиеся в разные стороны. Кривая $E(p)$ и здесь не имеет продолжения за $p = p_c$. Однако в этом случае касательная в конечной точке горизонтальна (рис. 14).

Исследование этих интересных вопросов, несомненно, ожидает своего решения в самое ближайшее время.

В последнее время проблемой рассеяния холодных нейтронов на жидким гелием II заинтересовался известный китайский ученый Ли, открывший знаменитый закон несохранения четности в слабых взаимодействиях. Совместно с Молингом¹⁵ он указал на возможность непосредственного определения спиральности ротонов, т. е. квантового числа, наравне

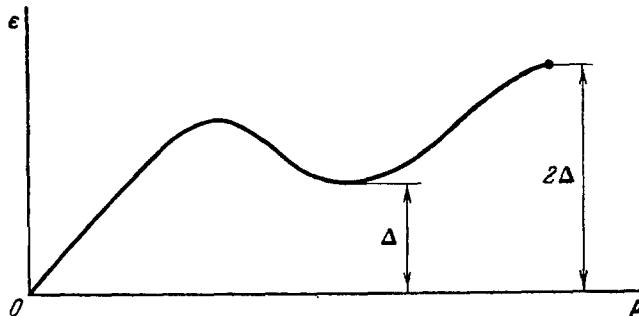


Рис. 14.

с другими параметрами описывающего состояние и природу этой квазичастицы.

Под спиральностью, как известно, понимают квантовое число, образованное проекцией вектора углового момента на направление вектора

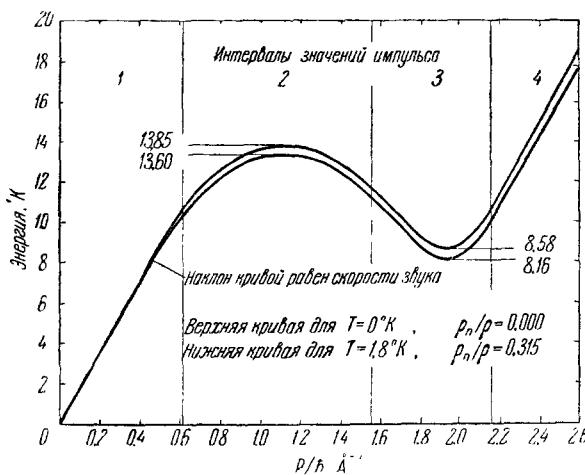


Рис. 15.

импульса p . В процессах взаимодействия спиральность системы должна сохраняться.

При рассеянии медленных нейтронов на атомах гелия II отсутствует спин-орбитальное взаимодействие. Это означает, что нейтрон не может породить частицу со спиральностью, отличной от нуля, не изменив направления своего движения. Отсюда следует, что эффективное сечение рассеяния нейтронов вперед должно оказаться равным нулю, если спиральность ротона отлична от нуля.

Таким образом, изучая угловую зависимость интенсивности рассеянных нейтронов, можно сделать заключение о том, имеют ли ротоны собственный угловой момент или нет. Если бы, например, оказалось, что

спиральность ротонов равна нулю и они не обладают угловым моментом, то не было бы повода говорить с физической точки зрения о существовании в гелии I двух типов тепловых возбуждений. Действительно, если и фононы, заведомо имеющие спиральность, равную нулю, и ротоны не обладают специфическими по отношению друг к другу свойствами, то нет смысла подразделять кванты возбуждения на два типа. В таком случае можно будет считать, что они просто относятся к разным участкам одной и той же дисперсионной кривой.

Само собой разумеется, что выяснение всех этих вопросов является очень важным для понимания природы тепловых возбуждений.

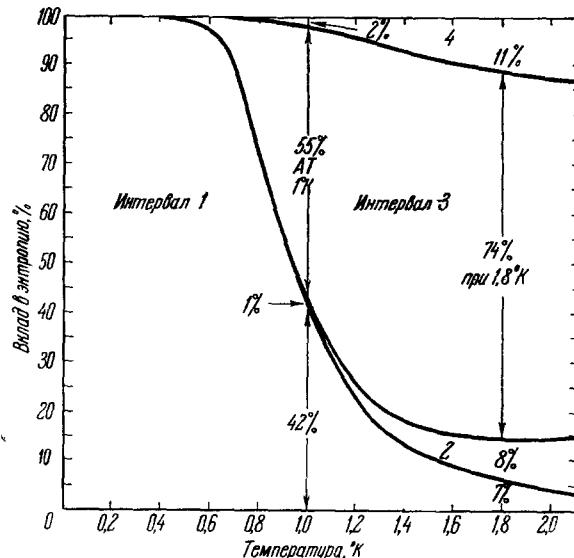


Рис. 16.

В заключение этого обзора следует сказать несколько слов о температурной зависимости ряда термодинамических функций, вычисленных на основании дисперсионной кривой Ярнейла и др.¹⁶. На рис. 15 показано, как авторы подразделили дисперсионную кривую на участки (интервалы): 1 — фононный участок, 2 — переходный участок, соответствующий максимуму, 3 — ротонный участок — малоэнергичные ротоны, 4 — ротоны высоких энергий.

Из рис. 16 видно, что при температурах до $0,5^{\circ}$ К играют роль только фононы. При температурах выше 1° К основной вклад в энтропию вносят ротоны участка 3. Только лишь вблизи λ -точки высокозэнергичные фононы и высокозэнергичные ротоны получают определенное значение.

Для теплоемкости и энтропии имеется прекрасное совпадение с данными других экспериментов во всем обследованномся интервале температур, показанное на рис. 17.

Не менее хорошее совпадение получается при сравнении вычисленных авторами значений плотности нормальной компоненты со значениями этой величины, определенными в ряде других экспериментов. Только точки Дэша и Тэйлора при наиболее низких температурах ложатся несколько ниже сплошной кривой (рис. 18), и в случае сравнения результатов для скорости второго звука имеется некоторое расхождение между данными этих авторов и экспериментами Пеллама с сотрудниками (рис. 19).

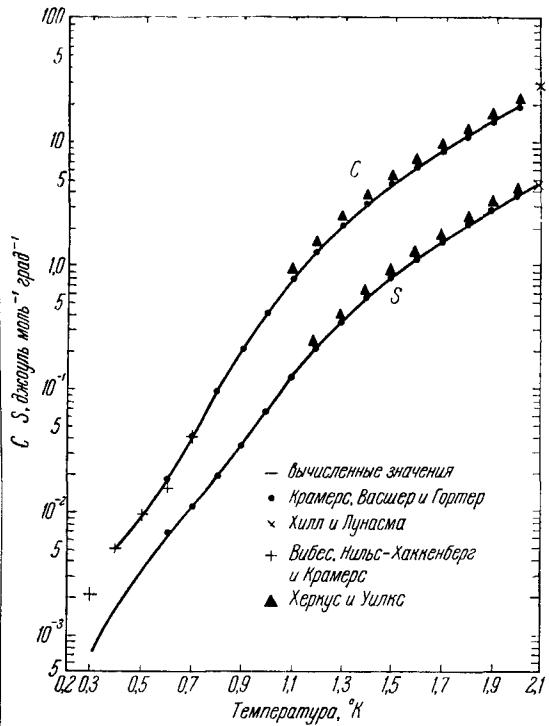


Рис. 17.

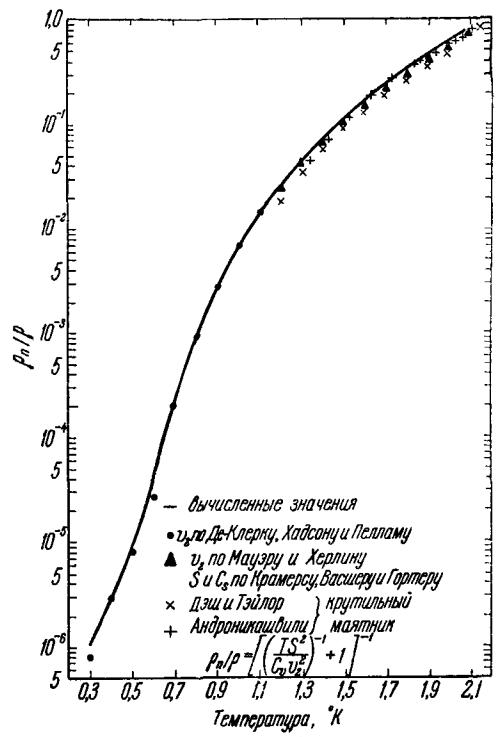


Рис. 18.

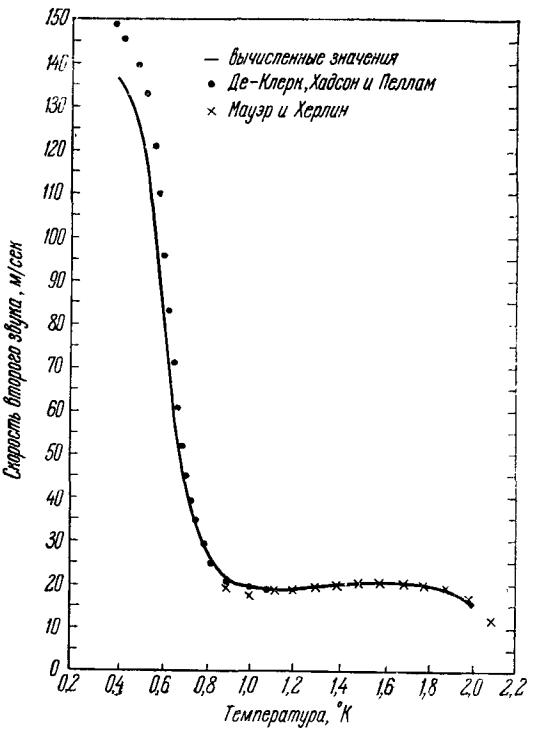


Рис. 19.

Дополнение при корректуре. В последнее время экспериментами Хэншоу выяснено, что дисперсионная кривая заканчивается так, как это указано на рис. 14. Однако, незнакомый с работой Питаевского, Хэншоу необосновано считает, что он натолкнулся на второй максимум.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. L. D. Landau, J. Phys., USSR **11**, 91 (1947).
2. И. М. Халатников, ЖЭТФ **23**, 8, 21, 169 (1952).
3. Л. Д. Лапдау, ЖЭТФ **11**, 592 (1941).
4. Э. Л. Андроникашили, ЖЭТФ **16**, 780 (1946); ЖЭТФ **18**, 424 (1948).
5. В. П. Пешков, ЖЭТФ **16**, 1000 (1946).
6. D. G. Hargrave and D. G. Henshaw, Phys. Rev. **100**, 994 (1955); Canad. J. Phys. **33**, 797 (1957).
7. P. A. Egelstaff and H. London, Proc. Roy. Soc. A **242**, 374 (1957).
8. H. S. Sommers, J. G. Dash and L. Goldstein, Phys. Rev. **97**, 855 (1955).
9. M. Cohen and R. P. Feynman, Phys. Rev. **107**, 13 (1957).
10. H. Palevsky, K. Otnes and K. E. Larsson, Phys. Rev. **112**, 11 (1958).
11. D. G. Henshaw, Phys. Rev. Lett. **1**, 127 (1958).
12. J. L. Yarnell, G. P. Arnold, P. J. Bendt, E. C. Kerr, Phys. Rev. **113**, 1379 (1959).
13. Э. Л. Андроникашили, ЖЭТФ **18**, 429 (1948).
14. Л. П. Питаевский, ЖЭТФ **36**, 1168 (1959).
15. T. D. Lee and C. M. Mohling, Phys. Rev. Lett. **2**, 284 (1958).
16. P. J. Bendt, R. D. Cowan, J. L. Yarnell, Phys. Rev. **113**, 1386 (1959).