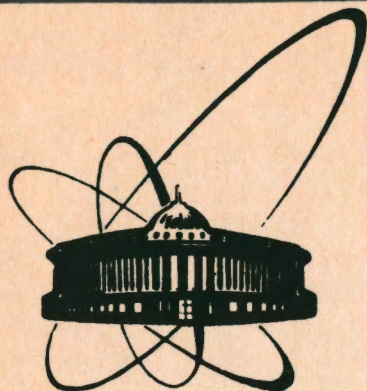


92-578



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P3-92-578

Н.М.Благовещенский¹, И.В.Богоявленский²,
Л.В.Карнацевич², Ж.А.Козлов, В.Г.Колобродов²,
А.В.Пучков¹, А.Н.Скоморохов²

ДВУХВЕТВЕВАЯ СТРУКТУРА
СПЕКТРА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
СВЕРХТЕКУЧЕГО ГЕЛИЯ-4

Направлено в журнал «Письма в ЖЭТФ»

¹ФЭИ, Обнинск

²ХФТИ, Харьков

Двухветвевая структура спектра элементарных возбуждений сверхтекучего гелия-4

В работе приводятся результаты нейтронного исследования спектра элементарных возбуждений HeII при температурах $T = (0,42+1,72)$ К и волновых векторах $q \cong (0,1+1,9)\text{Å}^{-1}$. При $q \geq q_0(T) \cong 0,48\text{Å}^{-1}$ и $\epsilon \geq \Delta$ обнаружена двухветвевая структура спектра элементарных возбуждений.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1992

Перевод авторов

Blagoveshchenskij N.M. et al.

P3-92-578

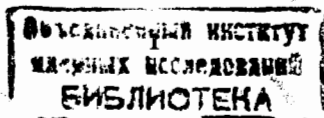
Two-Modes Structure of Dispersion Curve of He-4

The results of neutron research of dispersion curve of HeII at temperatures $(0.42+1.72)$ K in region $0.1 \leq q \leq 1.9\text{Å}^{-1}$ are presented. With the two-Gaussian analysis of the sharp phonon-maxon-roton peaks the two-modes structure of spectra at $q \geq q_0(T) \cong 0,48\text{Å}^{-1}$ and $\epsilon \geq \Delta$ is obtained.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Основной результат работы заключается в следующем. С помощью двухгауссовского разложения острого пика, обычно называемого фонон-максон-ротонным пиком, удалось показать, что при $q \geq q_0(T) \approx 0,48 \text{ \AA}^{-1}$ и энергиях $\epsilon \geq \Delta$ (где Δ - ротонная щель) спектр элементарных возбуждений сверхтекучего HeII состоит из двух близлежащих ветвей. Можно предположить, что одна из ветвей относится к рассеянию нейтронов как на обычной, "нормальной" жидкости, другая ветвь связана с возбуждением жидкости, индуцируемым бозе-конденсатом.

Эксперименты проводились на реакторе ИБР-2 (ОИЯИ, Дубна) с использованием спектрометра ДИН-2ПИ. Энергии падающих на образец нейтронов составляли $E_0 = 2,05$ и $2,45$ мэВ, что меньше энергии образования большинства ветвей многофононного рассеяния. Это позволило существенно уменьшить очень мешающие в экспериментах многофононное и многократное неупругое рассеяния. В данных экспериментах чувствительность была поднята примерно на порядок, что позволило наблюдать особенности в спектре, в $(3+5)10^2$ раз меньше по сравнению с фонон-ротонным пиком. Отметим, что впервые проявились пики, связанные с рассеянием нейтронов в сверхтекучем HeII с приобретением энергии, т.е. с рассеянием на существующих в жидкости возбуждениях. Температура образца выбиралась $T = 0,42; 0,45; 1,4; 1,72$ К. Разрешение по энергии составляло 50 ± 100 мкэВ в зависимости от E_0 и ϵ .



Анализ экспериментальных спектров проводился путем их разложения на гауссианы, т.к. в контрольных измерениях с ванадием упругий пик однозначно описывался гауссианом. Экспериментальные спектры $d^2\sigma/d\Omega dt$, измеренные по методу времени пролета, преобразовывались в "закон рассеяния" $S(q, \epsilon)$ и обработка велась в энергетической шкале

$$S(q, \epsilon) E^{-2} d^2\sigma/d\Omega dt, \quad \bar{q} = \bar{k}_0 - \bar{k}, \quad \epsilon = E_0 - E,$$

где \bar{k}_0 и \bar{k} — волновые векторы падающих и рассеянных нейтронов, E — конечная энергия нейтронов, τ — ширина временного канала.

Анализ показал, что острый пик состоит из двух компонент, каждая из которых в нашем случае описывается гауссианом (в дальнейшем именуем как узкий и широкий гауссианы). Попытки описания пика лоренцианом и его сверткой с гауссианом окончились безрезультатно. На рис. 1а, 1б для сравнения показаны экспериментальные спектры рассеянных нейтронов при $T=1,4$ К и $T=1,72$ К и составляющие их двухгауссовского разложения. На рис. 2 показаны результаты анализа положений $\epsilon(q)$, площадей $S(q)$ и ширины $W(q)$ узкого и широкого гауссианов, а также отношения площади узкого гауссиана S_y к полной площади $\eta(q) = S_y / (S_y + S_{\text{ш}})$ при $E_0 = 2,05$ мэВ и $T = 1,4$ К. На рис. 3, 4 представлены зависимости η и W от T , причем из W вычтена функция разрешения. Статистические ошибки, выходящие за пределы величины точки, показаны на рисунках.

Обратим внимание на следующее. Широкий гауссиан при $q \geq q_0$ (максон) смещен в сторону меньших энергий ϵ относительно узкого (рис. 2а). Площадь широкого гауссиана при уменьшении q падает и зануляется при $q < 0,48 \text{ \AA}^{-1}$ (рис. 2б). Поэтому при $q < q_0$ речь идет только об одном гауссиане, и зависимость его площади при уменьшении q выходит на прямую, полученную Фейнманом для структурного фактора $S(q) = \hbar q / 2Mc$ при $q \rightarrow 0$, где c — скорость звука, M — масса атома He. Ширина пика широкого гауссиана $W_{\text{ш}}$ при приближении к q_0 сверху резко возрастает (рис. 2в). Ширина узкого гауссиана имеет минимум при $q = q_0$ (максон), связанный с наилучшим энергетическим разрешением из-за минимальной конечной энергии E нейтрона. Зависимость ширины пика от волнового вектора при $q < q_0$ имеет особенность, связанную с

дисперсией звука ($W \sim q^2$). Аналогичные по характеру результаты получены при других T и E_0 . Несмотря на сложные зависимости S_y и $S_{\text{ш}}$ от q , отношение площадей η слабо зависит от волнового вектора при $q > q_0$ и сильно — от температуры T (рис. 3в). При $T = 0,42$ К и $E_0 = 2,05$ мэВ $\eta = 0,88 \pm 0,02$; при $T = 0,45$ К и $E_0 = 2,45$ мэВ $\eta = 0,86 \pm 0,02$; при $T = 1,4$ К и $E_0 = 2,05$ мэВ $\eta = 0,78 \pm 0,02$; при $T = 1,72$ К и $E_0 = 2,45$ мэВ $\eta = 0,59 \pm 0,02$.

Обсуждение результатов

В работе [1] Глайд и Гриффин на основе экспериментальных работ [2–4] интерпретировали длинноволновое фононное и максон-ротонное возбуждения как две отдельные ветви, которые спарены присутствием бозе-конденсата (гибридизация, индуцированная бозе-конденсатом) и наблюдаются в виде одной дисперсионной кривой, при этом максон-ротонный резонанс ассоциировали с бозе-конденсатом. Однако, как отмечается в работе [5], "вопрос, имеется ли связь между острым пиком в $S(q, \epsilon)$ и бозе-конденсатом ниже T_λ , остается без ответа".

Анализ наших экспериментальных данных показал, что, по-видимому, двухгауссовское разложение пика происходит только при $\epsilon > \Delta$ и $q > q_0$, и при повышении T область, где требуется двухгауссовское описание, продвигается в сторону меньших q . При $q < q_0$ и $\epsilon < \Delta$ пик возбуждения HeII описывается одним гауссианом. Точнее связать область перехода с величинами Δ и q_0 пока трудно из-за ограниченного экспериментального материала. Однако заметное различие в поведении $W_{\text{ш}}$ и $S_{\text{ш}}$ при подходе к q_0 и $\epsilon = \Delta$ при разных T дает основание предположить о существовании температурной зависимости границы возникновения двух ветвей.

Мы полагаем, что широкий гауссиан описывает рассеяние нейтронов на "нормальной" жидкости, а узкий гауссиан относится к рассеянию нейтронов, связанному с существованием бозе-конденсата в HeII. Конечно, подобное рассмотрение жидкости чисто условно и используется нами лишь для модельного описания. Сравнение η и плотности сверхтекучей компоненты на рис. 3 показывает, что характер температурной зависимости η повторяет характер кривой для плотности сверхтекучей

компоненты. Надо отметить, что и время жизни возбуждений (рис.4) зависит от T и также повторяет ход температурной кривой для плотности сверхтекучей компоненты.

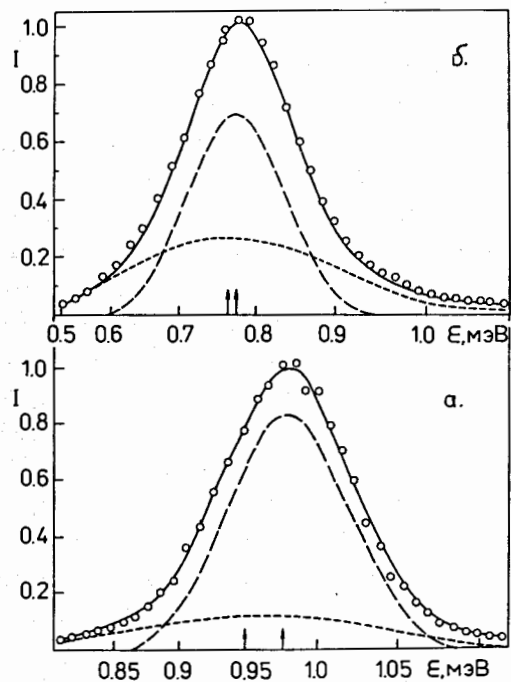


Рис.1. Экспериментальные спектры рассеянных нейтронов - He II. а) $T=1,4$ К, $E_0=2,05$ мэВ и $q=1,6$ Å⁻¹; б) $T=1,72$ К, $E_0=2,45$ мэВ и $q=1,83$ Å⁻¹. Пунктиром обозначены узкий (1) и широкий (2) гауссианы. Стрелки показывают положения гауссианов.

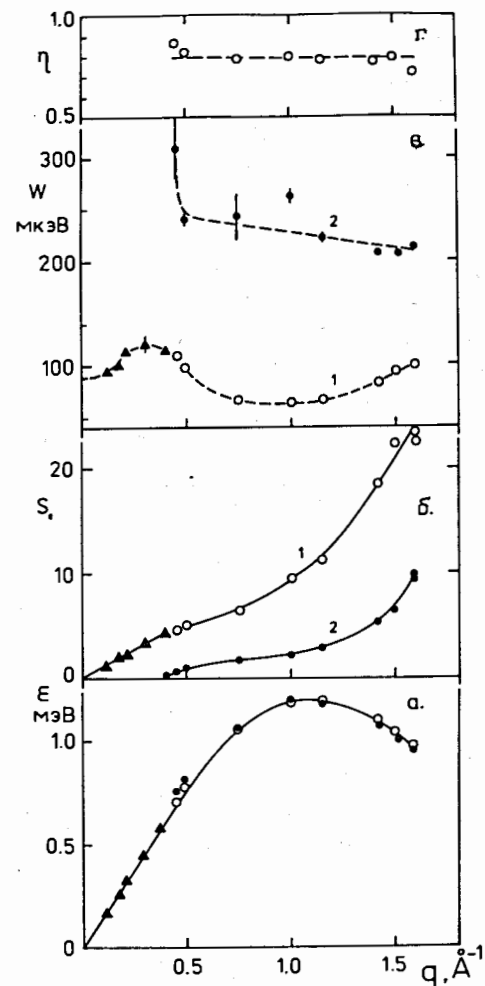


Рис.2. Результаты анализа экспериментальных спектров при $E_0=2,05$ мэВ и $T=1,4$ К. Полые кружочки и (1) относятся к узкому гауссиану, заполненные кружочки и (2) - широкому гауссиану, а треугольники - одногауссовской модели.

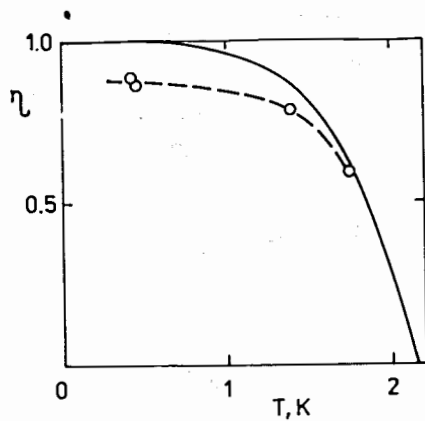


Рис.3. Зависимость η от температуры. Сплошной линией показана температурная зависимость плотности сверхтекучей компоненты.

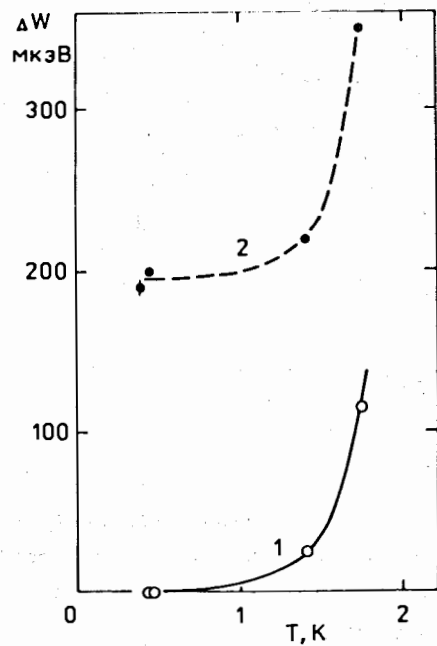


Рис.4. Зависимости собственных ширин узкого (1) и широкого (2) гассианов от температуры при $q \approx q(\text{максон})$. Сплошной линией показана кривая Ландау - Халатникова.

ЛИТЕРАТУРА

1. H.R.Glyde and A.Griffin. Phys. Rev. Lett. 65, 1454 (1990).
2. A.D.B. Woods and E.C. Svensson. Phys. Rev. Lett. 41, 974 (1978).
3. E.F.Talbot, H.R. Glyde, W.G.Stirling, and E.C.Svensson, Phys. Rev. B 38, 11229 (1988).
4. W.G.Stirling and H.R.Glyde, Phys. Rev. B 41, 4224 (1990).
5. K.H.Andersen, W.G.Stirling, R.Scherm, A.Stunault, B.Fak, H.Godfrin, A.J.Dianoux, Physica B 180/181, 851 (1992).

Рукопись поступила в издательский отдел
30 декабря 1992 года.