

ДВУХВЕТВЕВАЯ СТРУКТУРА СПЕКТРА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ СВЕРХТЕКУЧЕГО ГЕЛИЯ-4

*Н.М.Благовещенский, И.В.Богоявленский, Л.В.Карнацевич, Ж.А.Козлов,
В.Г.Колобродов, А.Г.Пучков, А.Н.Скоморохов*

*Объединенный институт ядерных исследований
101000 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 января 1993 г.

После переработки 24 января 1993 г.

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

Основной результат работы заключается в следующем. С помощью двухгауссовского разложения острого пика, обычно называемого фонон-максонротонным пиком, удалось показать, что при $q \geq q_0(T) \approx 0,48 \text{ \AA}^{-1}$ и энергиях $\epsilon \geq \Delta$ (где Δ – энергия ротонной щели) 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, г.Дубна) с использованием спектрометра ДИН-2ПИ. Энергии падающих на образец нейтронов E_0 составляли 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 $(3 \div 5) \cdot 10^2$ раз меньшие по сравнению с фонон-ротонным пиком. Отметим, что впервые проявились пики, связанные с рассеянием нейтронов в сверхтекучем HeII с приобретенной энергии, то есть с рассеянием на существующих в жидкости возбуждениях. Температура образца выбиралась 0,42; 0,45; 1,4; 1,72 К. Разрешение по энергии составляло $50 \div 100$ мкэВ в зависимости от E_0 и ϵ .

Анализ экспериментальных спектров показал, что острый пик при волновых векторах $q \geq q_0$ и энергиях $\epsilon \geq \Delta$ имеет сложную структуру. Поскольку в контрольных экспериментах по рассеянию нейтронов ванадием упругий пик однозначно описывался гауссианом, простейшая возможность состояла в разложении острого пика на гауссианы. Для разложения использовались разные библиотечные программы. Результаты математического разложения показали, что лучшему описанию острого пика (с точки зрения критерия χ^2 , коэффициентов корреляций искомым параметров модели, таблицы отклонений экспериментальных точек от теоретической кривой и др.) отвечает двухгауссовская модель. Усложнение модели путем добавления новых гауссианов не улучшает ее. При $q \leq q_0$ экспериментальные данные лучше описываются одногауссовской моделью. Все параметры искомым гауссианов при анализе принимались как

свободные. Подобное модельное рассмотрение согласуется с двухжидкостной картиной HeII.

Для анализа экспериментальные спектры $d^2\sigma/d\Omega d\tau$, измеренные по методу времени пролета, преобразовывались в "закон рассеяния" $S(q, \epsilon)$ и обрабатывались в энергетической шкале:

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

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

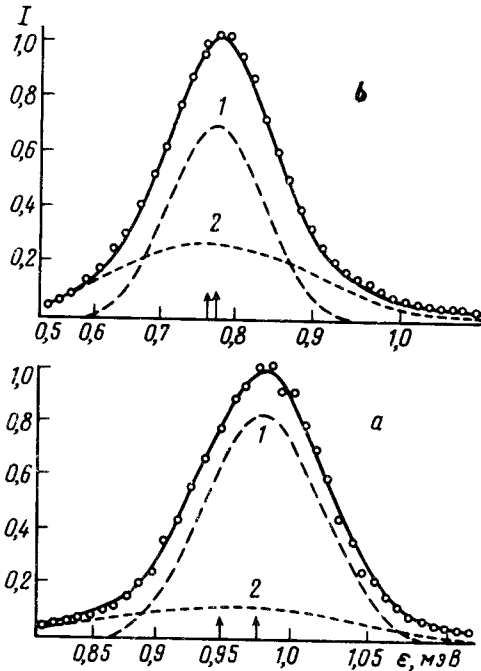


Рис.1. Экспериментальные спектры рассеянных нейтронов HeII: а) $T = 1,4$ К, $E_0 = 2,05$ мэВ и $q \approx 1,6 \text{ \AA}^{-1}$; б) $T = 1,72$ К, $E_0 = 2,45$ мэВ и $q \approx 1,83 \text{ \AA}^{-1}$. Пунктиром обозначены узкий (1) и широкий (2) гауссианы. Стрелки показывают положения гауссианов

На рис.1а и б для сравнения показаны экспериментальные спектры рассеянных нейтронов при 1,4 и 1,72 К и составляющие их двухгауссовского разложения (в дальнейшем именуем как узкий и широкий гауссианы). 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 к полной площади $\eta(q) = S_y / (S_y + S_{ш})$ 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 $W_{ш}$ при

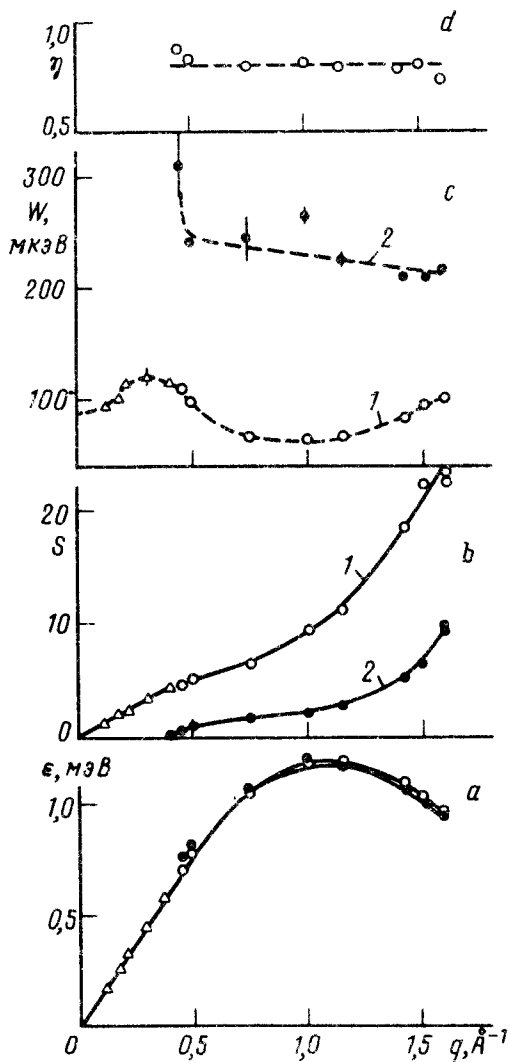


Рис.2

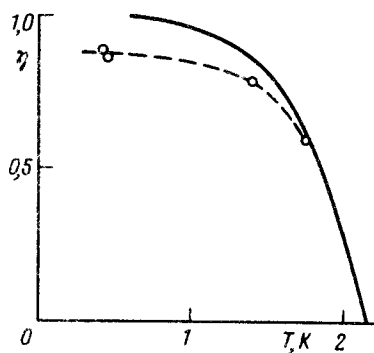


Рис.3

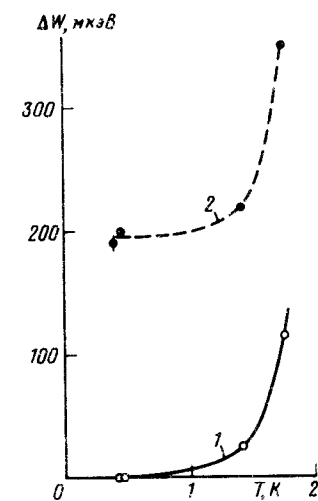


Рис.4

Рис.2. Результаты анализа экспериментальных спектров при $E_0 = 2,05$ мэВ и $T = 1,4$ К. Светлые точки и кривые 1 относятся к узкому гауссиану, черные точки и кривые 2 - к широкому гауссиану, а треугольники - к 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) гауссианов от температуры при $q \approx q$ (максон)

приближении к q_0 сверху резко возрастает (рис.2c). Ширина узкого гауссиана имеет минимум при $q \approx q_0$ (максон), связанный с наилучшим энергетическим разрешением благодаря минимальной конечной энергии E нейтрона. Зависимость ширины узкого 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 $S_{ш}$ от q , отношение площадей η слабо зависит от волнового вектора при $q > q_0$ и сильно зависит от температуры T (рис.2d). При $T = 0,42$ К и $E_0 = 2,05$ мэВ величина $\eta = 0,88 \pm 0,02$; 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 максонотонное 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 $q > q_0(T)$ и $\epsilon > \Delta(T)$ 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 $W_{ш}$ и $S_{ш}$ при подходе к q_0 и $\epsilon \approx \Delta$ при разных T дают 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 на сверхтекучей компоненте HeII. Разложение на два гауссиана свидетельствует о различном характере когерентного рассеяния нейтронов на флуктуациях плотности сверхтекучей и нормальной компонент. Это связано с тем, что флуктуации плотности на сверхтекучей компоненте следует считать малыми в силу наличия дальнедействующих парных корреляций атомов, что приводит к сужению пика. 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.

Авторы глубоко признательны В.Б.Приезжеву и В.С.Ярунину за полезные обсуждения работы.

-
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, et al. Physica B **180/181**, 851 (1992).