

ДВУХРОТОННОЕ СВЯЗАННОЕ СОСТОЯНИЕ В He II

*Н.М.Благовещенский, Е.Б.Докукин, Ж.А.Козлов,
В.А.Парфенов*

Обсуждаются результаты эксперимента по рассеянию нейтронов гелием-II при $T = 1,2\text{ К}$ в области передач энергии $\epsilon \sim 2\Delta$. Полученные данные указывают на существование в спектре возбуждений He⁴-ветви двухротонного связанного состояния.

Концепция гибридизации невозмущенного спектра квазичастиц с двухротонным спектром позволяет объяснить особенности наблюдаемо-

го спектра элементарных возбуждений и приводит к утверждению о существовании в жидком гелии связанного состояния двух ротонов в широком диапазоне импульса q [1, 2].

На время жизни ротона существенно влияет двухротонное связанное состояние, а также и число атомов в конденсате, поскольку гибридизация одно- и двухротонных состояний происходит при участии конденсатного атома [1]. На недостаточность механизма прямого ротон-ротонного рассеяния для объяснения экспериментальной наблюдаемой одноротонной ширины $\Gamma(T)$ в терминах константы q_4 указывается и в работе [3].

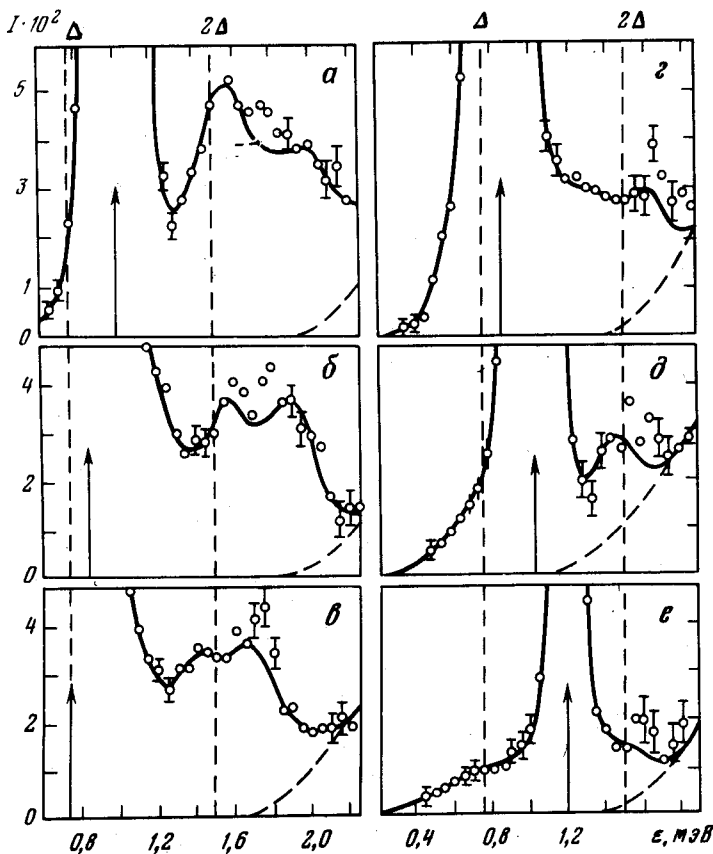


Рис.1. Экспериментальные спектры нейтронов, рассеянных гелием II. $\theta = 122,62^\circ$ (а); $109,48^\circ$ (б); $96,54^\circ$ (в); $83,80^\circ$ (г); $71,00^\circ$ (д) и $45,16^\circ$ (е)

Настоящий эксперимент по неупругому рассеянию нейтронов, осуществленный на время-пролетном спектрометре ДИН-1М [4], имел целью исследование особенностей в спектре возбуждений в области $\epsilon \sim 2\Delta$. Условия эксперимента были выбраны таким образом, чтобы наряду с получением информации о двухротонной ветви проанализировать также возможность рассеяния нейтронов атомами конденсата ($\epsilon = q^2/2M_{He}$) в области переданного импульса $1\text{ \AA}^{-1} < q < 2\text{ \AA}^{-1}$.

Наблюдаемые спектры нейтронов ($E_0 = 3,807 \pm 0,002$ мэВ; 6 углов рассеяния) даны на рис.1. Вертикальным пунктиром отмечены энергии

Δ и 2Δ . Стрелками отмечены центры одноквазичастичных пиков. Счет в максимуме ротонного пика (рис. 1, θ) составляет $1,35 \cdot 10^4$. Ширина функции разрешения для всех ϵ не больше 0,15 мэВ. Явно выраженная особенность в спектрах рассеяния при $\epsilon \sim 2\Delta$ аппроксимировалась при обработке двумя лоренцевскими распределениями. Форма пиков фонноротонного спектра считалось симметричной. В процедуре обработки пик многофононного рассеяния учитывался как фон, имеющий также лоренцевское распределение. Крыло этого пика обозначено на рис. 1 пунктирной линией. Результат обработки представлен сплошной линией на рис. 1. Аналогичная обработка с заменой лоренцевских распределений гауссовыми также выявила двухкомпонентную структуру наблюдаемого эффекта.

Поведение каждого из двух пиков при изменении q имеет различный характер. Один из них на всех углах рассеяния имеет энергию $\epsilon \approx 2\Delta$. Эта ветвь, отождествляемая нами с двухротонным состоянием, изображена на рис. 2. Второй пик испытывает существенные смещения по энергии (от 2 до 0,65 мэВ). Обсуждение характеристик второго пика будет дано в следующей статье.

ϵ , мэВ

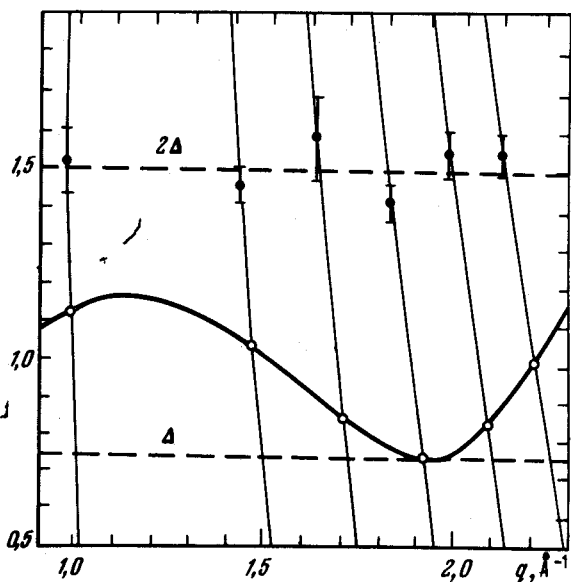


Рис. 2. Ветвь двухротонного связанного состояния. Тонкие линии соответствуют $q = 0,694 [2E_0 - \epsilon - 2 \cos \theta (E_0 - \epsilon)]^{1/2}$. Жирной линией обозначен спектр элементарных возбуждений

Площадь под пиком двухротонного состояния плавно возрастает с ростом q и в среднем равна 10^3 . Наблюдаемая ширина на половине высоты практически не зависит от q и составляет 0,23 мэВ. Исключением является пик при $q = 2,1 \text{ \AA}^{-1}$, имеющий ширину $\sim 0,32$ мэВ. Возможно это связано с тонкой структурой двухротонного спектра в этой области импульсов [2].

В связи с вопросом о знаке ротон-ротонного взаимодействия рассмотрим рис. 1. Характерно, что используемая при обработке модель неудовлетворительно описывает экспериментальные точки в области $1,6 < \epsilon <$

$< 1,8$ мэВ. Это обстоятельство указывает на существование в этой области некоторого дополнительного источника рассеяния нейтронов. Природу этого источника мы связываем с многократным рассеянием (МКР) нейтронов в образце He^4 . При рассмотрении вклада МКР в энергетическое и угловое распределение рассеянных нейтронов, долей нейтронов, рассеянных с образованием фононов, можно пренебречь. Эффект МКР ограничен снизу энергией 2Δ . Более того, максимум в сечении рассеяния нейтронов смещен относительно ротоного минимума и приходится на $\epsilon \sim 0,8$ мэВ. Поэтому эффект МКР имеет максимум при энергии $\epsilon \gtrsim 1,6$ мэВ, затянутый в сторону больших энергий. Из-за наличия сильной зависимости сечения рассеяния нейтронов от q угловое распределение первично рассеянных нейтронов является сильно анизотропным. Оценки показывают, что в данном эксперименте максимальный эффект МКР имеет место при $\theta \sim 70^\circ$ (рис. 1, δ). Эффект МКР минимален на рис. 1, a . Приведенные рассуждения указывают на то, что в определенной области ϵ для ветви двухротонного состояния присутствует систематическая ошибка, связанная с влиянием МКР и приводящая к эффективному завышению энергии двухротонного резонанса. Для количественной оценки энергии связи E_b и силы межротонных взаимодействий g_4 из данных по ветви двухротонного связанного состояния осуществляется эксперимент, в котором эффект МКР мал ($E_0 \sim 3,2$ мэВ).

Заметим также, что из экспериментов по рассеянию света [5] при $q = 0$ двухротонное связанное состояние имеет угловой момент $l = -2$ (d -тип). Так как при конечных q вырождение по значению проекции m момента l на направление q снимается [6], наблюдаемые в нейтронном эксперименте связанные ротоные пары имеют $m = 0$.

Авторы глубоко признательны Л.П. Питаевскому за стимулирующие данный эксперимент теоретические обоснования и ценные замечания при обсуждении результатов.

Поступила в редакцию
25 апреля 1979 г.

Литература

- [1] A.Zawadowski, T.Ruvalds, J.Solana. Phys. Rev., A5, 399, 1972;
J.Solana et. al. Phys. Rev., A6, 1665, 1972.
- [2] Л.П.Питаевский. Письма в ЖЭТФ, 12, 118, 1970;
I.Tutto, A.Zawadowski. J.Phys., C11, L 385, 1978.
- [3] Н.М.Благовещенский, Е.Б.Докукин, В.А.Шарфенов. Письма в ЖЭТФ, 28, 393, 1978.
- [4] V.G.Lifiriv et al. Res. Appl. Nucl. Pulsed Syst., Vienna, 196, 1966.
- [5] T.J.Greytak et al. Phys. Rev. Lett., 25, 1547, 1970.
- [6] Л.П.Питаевский, И.А.Фомин. ЖЭТФ, 65, 2516, 1973.