

Исследование жидкого гелия методом рассеяния нейтронов. Новый анализ данных

Н. М. Благовещенский*, И. В. Богоявленский,
Л. В. Карнацевич, А. В. Пучков*, А. Н. Скоморохов*

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Украина, 310108, г. Харьков, ул. Академическая, 1*

** Государственный научный центр РФ – Физико-энергетический институт,
Россия, 249020, г. Обнинск, пл. Бондаренко, 1*

Статья поступила в редакцию 15 ноября 1996 г.

Проведен новый анализ полученных ранее экспериментальных данных по рассеянию нейтронов на жидком ^4He . Эксперименты выполнены на время-пролетном спектрометре ДИН-2ПИ на импульсном реакторе ИБР-2. Результаты проанализированы с использованием последовательной процедуры обработки данных, включающей перевод динамического структурного фактора $S(Q, \omega)$ в представление при постоянном волновом векторе. Для аппроксимации однофононной части $S(Q, \omega)$ использовалась функция затухающего гармонического осциллятора с учетом инструментального разрешения. Показано, что экспериментальные $S(Q, \omega)$ находятся в хорошем согласии с подгоночной моделью, т.е. имеют простую однокомпонентную структуру. Представленные результаты показывают особенность в температурной зависимости $S(Q, \omega)$ жидкого гелия при передачах волнового вектора $0,5\text{--}0,8 \text{ \AA}^{-1}$. Обсуждаются различные причины появления такой особенности.

Проведено новий аналіз одержаних раніше експериментальних даних з розсіяння нейтронів на рідкому ^4He . Експерименти виконано на час-пролітному спектрометрі ДІН-2ПІ на імпульсному реакторі ІБР-2. Результати проаналізовано з використанням послідовної процедури обробки даних, що містить у собі переведення динамічного структурного фактора $S(Q, \omega)$ у зображення при постійному хвильовому векторі. Для апроксимації однофононної частини $S(Q, \omega)$ використовувалась функція загасаючого гармонічного осцилятора з урахуванням інструментального розділення. Показано, що експериментальні $S(Q, \omega)$ знаходяться у добрій згоді з підгонковою моделлю, тобто мають просту однокомпонентну структуру. Одержані результати показують особливість в температурній залежності $S(Q, \omega)$ рідкого гелію при передачах хвильового вектора $0,5\text{--}0,8 \text{ \AA}^{-1}$. Обговорюються різні причини з'явлення цієї особливості.

PACS:67.40.Dv

Введение

Ранее мы уже сообщали о результатах исследования жидкого гелия методом неупругого рассеяния нейтронов [1]. Эксперименты проводились на время-пролетном спектрометре прямой геометрии ДИН-2ПИ [2] (реактор ИБР-2, ОИЯИ, г. Дубна). Важной особенностью использованной техники является то обстоятельство, что измерения проводятся при постоянном угле рассеяния, т.е. в условиях, когда в пределах измеряемого спектра переданный импульс не является строго постоянным. В [1] была предпринята попытка получить предварительные качественные результаты для структуры спектра возбуждений гелия без

учета этих изменений импульса. Принимая во внимание возникающие при этом неточности, для аппроксимации спектров рассеянных нейтронов использовалась простейшая подгоночная модель, предполагающая, что собственные формы линий возбуждения гелия и функции разрешения являются гауссовскими функциями. При этих допущениях в спектре возбуждений жидкого гелия являлась сложная структура. Такой подход позволил проанализировать большой массив экспериментальных данных в интервале передач волнового вектора Q от $0,08$ до $1,6 \text{ \AA}^{-1}$ при начальных энергиях нейтронов $E_0 = 2,08; 2,45$ и $3,5$ мэВ для температур жидкого гелия от $0,44$ до $2,25$ К [1]. Полученная в результате такого ана-

2,25 К [1]. Полученная в результате такого анализа структура спектра не противоречила полуфеноменологической теории [3,4], предсказывающей сложную структуру спектра возбуждений жидкого гелия.

Поскольку использование упрощенного способа обработки спектров имеет существенные недостатки, нами проведена новая, более последовательная обработка экспериментальных данных, учитывающая особенности техники времени-пролета (перевод спектров в шкалу $Q = \text{const}$, учет неопределенности по импульсу и др.), использующая реальную функцию разрешения и физически обоснованную подгоночную модель для однофононной части $S(Q, \omega)$ (так называемую функцию затухающего гармонического осциллятора).

Предметом обсуждения в этой статье являются результаты новой обработки ранее полученных экспериментальных спектров. Обработка проведена для нескольких характерных значений переданного импульса, для которых имеется полный набор данных, необходимый для использования описываемого ниже метода обработки.

Обработка экспериментальных данных

Основной микроскопической характеристикой вещества, извлекаемой из нейтронного эксперимента, является динамический структурный фактор (или закон рассеяния) $S(Q, \omega)$, который непосредственно связан с такими фундаментальными характеристиками системы, как функция динамической восприимчивости, радиальная функция распределения и др. С помощью модельных представлений из $S(Q, \omega)$ можно получить информацию о структуре спектра возбуждений системы и их релаксационных характеристиках. Динамический структурный фактор $S(Q, \omega)$ можно представить как суперпозицию так называемой однофононной части закона рассеяния, отвечающей рассеянию нейтрона с рождением одного возбуждения, и многофононной части, отвечающей рассеянию нейтрона с рождением двух или более возбуждений в гелии. В настоящем сообщении предметом анализа является однофононная часть $S(Q, \omega)$. Разделение указанных составляющих закона рассеяния является непростой задачей, требующей ряда предположений и допущений. Измеряемое в эксперименте дважды дифференциальное сечение рассеяния связано с $S(Q, \omega)$ известным соотношением

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} = N \frac{\sigma}{4\pi\hbar} \frac{k_f}{k_i} S(Q, \omega),$$

где N — число атомов в системе; σ — сечение рассеяния на связанном ядре; k_i и k_f — величины волновых векторов падающего и рассеянного нейтронов соответственно.

Для получения динамического структурного фактора $S(Q, \omega)$ жидкого гелия из экспериментальных спектров, измеряемых в шкале времени пролета при постоянном угле рассеяния θ , были проделаны следующие стандартные операции: во-первых, закон рассеяния при постоянном угле и в шкале времени-пролета $S(\theta, t)|_{\theta=\text{const}}$ был преобразован в представление $S(\theta, \omega)|_{\theta=\text{const}}$; во-вторых, была учтена фоновая составляющая, для чего применялась процедура вычитания фона в соответствии с выражением

$$I = (I_s - I_{0f}) - B(I_0 - I_{0f}), \quad (1)$$

где I_s, I_0 — нормированные по потоку спектры нейтронов, рассеянных контейнером с гелием и без гелия соответственно; I_{0f} — независимый от времени фон быстрых нейтронов; B — поправка на экранировку контейнера гелием; в-третьих, спектры $S(\theta, \omega)|_{\theta=\text{const}}$ путем интерполяционной процедуры были преобразованы в закон рассеяния при постоянной передаче волнового вектора $S(Q, \omega)|_{Q=\text{const}}$.

Полученные таким образом экспериментальные спектры $S(Q, \omega)$ аппроксимировались сверткой модельного динамического структурного фактора жидкого гелия с функцией разрешения спектрометра $R(E_0, \omega)$:

$$S(Q, \omega) = S_1(Q, \omega) \otimes R(E_0, \omega). \quad (2)$$

В качестве модели однофононной части динамического структурного фактора жидкого гелия использовалась функция затухающего гармонического осциллятора

$$S_1(Q, \omega) = \frac{(\frac{1}{2}\pi Z_Q)[n_B(\omega) + 1] 4\omega \omega_Q \Gamma_Q}{[\omega^2 - (\omega_Q^2 + \Gamma_Q^2)]^2 + [2\omega\Gamma_Q]^2}, \quad (3)$$

где Z_Q — интенсивность однофононного рассеяния; Γ_Q — полуширина пика на половине высоты; ω_Q — энергия возбуждения; ω — переданная энергия; $n_B(\omega)$ — бозе-фактор.

Функция разрешения спектрометра была определена расчетным путем методом Монте-Карло с учетом закона дисперсии энергетических возбуждений в жидком гелии. Известно, что для систем с сильной дисперсией функция разрешения определяется не только энергетическим разрешением спектрометра, но и разрешением по передаче импульса dQ , которое зависит от закона дисперсии $E(Q)$ рассеивателя [5]. Масштаб такого вклада в

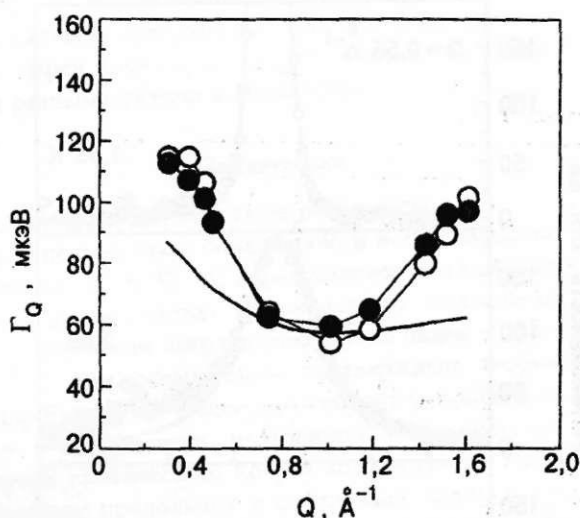


Рис. 1. Полуширина функции разрешения в зависимости от переданного импульса Q с учетом неопределенности по передаче волнового вектора dQ (●) и без учета (сплошная кривая); ○ — значения ширины экспериментальных пиков при $T = 0,44$ К.

функцию разрешения в нашем случае, когда исследуемым веществом является жидкий гелий, хорошо виден из сравнения кривых на рис. 1, где приведены значения полуширины расчетных функций разрешения с учетом dQ и без него. Как видно из рисунка, этот вклад близок к нулю в области максона, где $\text{grad } \omega_Q = 0$, т.е. отсутствует дисперсия возбуждений, и становится существенным при больших и меньших Q по мере увеличения дисперсии возбуждений.

Хорошей проверкой адекватности расчета функции разрешения методом Монте-Карло является сравнение ее с реальным спектром рассеяния нейтронов на гелии при такой низкой температуре эксперимента, когда можно пренебречь собственной шириной возбуждений в гелии по сравнению с шириной функции разрешения. Такое сравнение было проведено для самой низкой температуры нашего эксперимента 0,44 К, где собственная ширина возбуждений, по-видимому, не превышает 2 мкэВ [6,7], в то время как ширина функции разрешения в области упругого рассеяния составляет около 120 мкэВ (рис. 2). Сплошной линией на рисунке изображена гауссовская аппроксимация расчетных или экспериментальных кривых. При передаче волнового вектора $0,37 \text{ \AA}^{-1}$ гауссовская функция, как видно, хорошо описывает обе зависимости. При больших передачах в обоих случаях заметно отклонение низкоэнергетического крыла кривых от гауссовской формы. Для анализа экспериментальных спектров при более высоких температурах в качестве вполне аде-

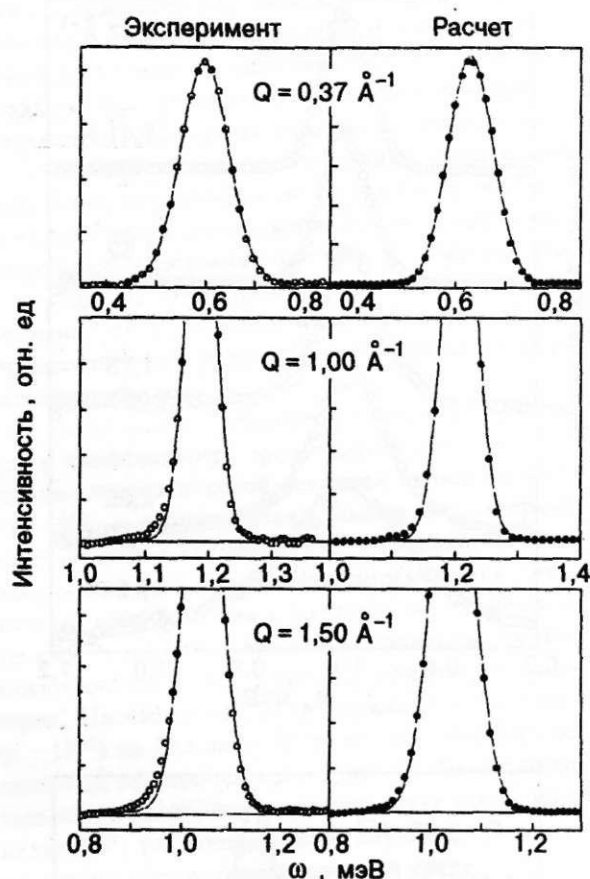


Рис. 2. Сравнение формы функции разрешения, рассчитанной методом Монте-Карло (●), и экспериментальных $S(Q, \omega)$ при температуре жидкого гелия $T = 0,44$ К (○) для трех значений волнового вектора Q . Сплошная линия — результат аппроксимации расчетных и экспериментальных значений $S(Q, \omega)$ гауссовской функцией.

кватного аналитического представления функции разрешения, учитывающего ее асимметрию, использовалась суперпозиция двух гауссовских функций.

Результаты

На рис. 3,а-г представлены спектры $S(Q, \omega)$ жидкого ^4He при температурах в интервале 1,41–2,21 К при значениях волнового вектора $Q = 0,37; 0,55; 1,0$ и $1,5 \text{ \AA}^{-1}$ для характерных областей дисперсионной кривой жидкого гелия. Как видно из рисунков, экспериментальные однофононные пики достаточно хорошо описываются выражением (2). Таким образом, при изложенном выше подходе к обработке экспериментальных данных нет убедительных оснований предполагать наличие сложной структуры однофононной части динамического структурного фактора $S(Q, \omega)$, как это следовало из более ранних результатов обработки [1]. На рис. 4 пред-

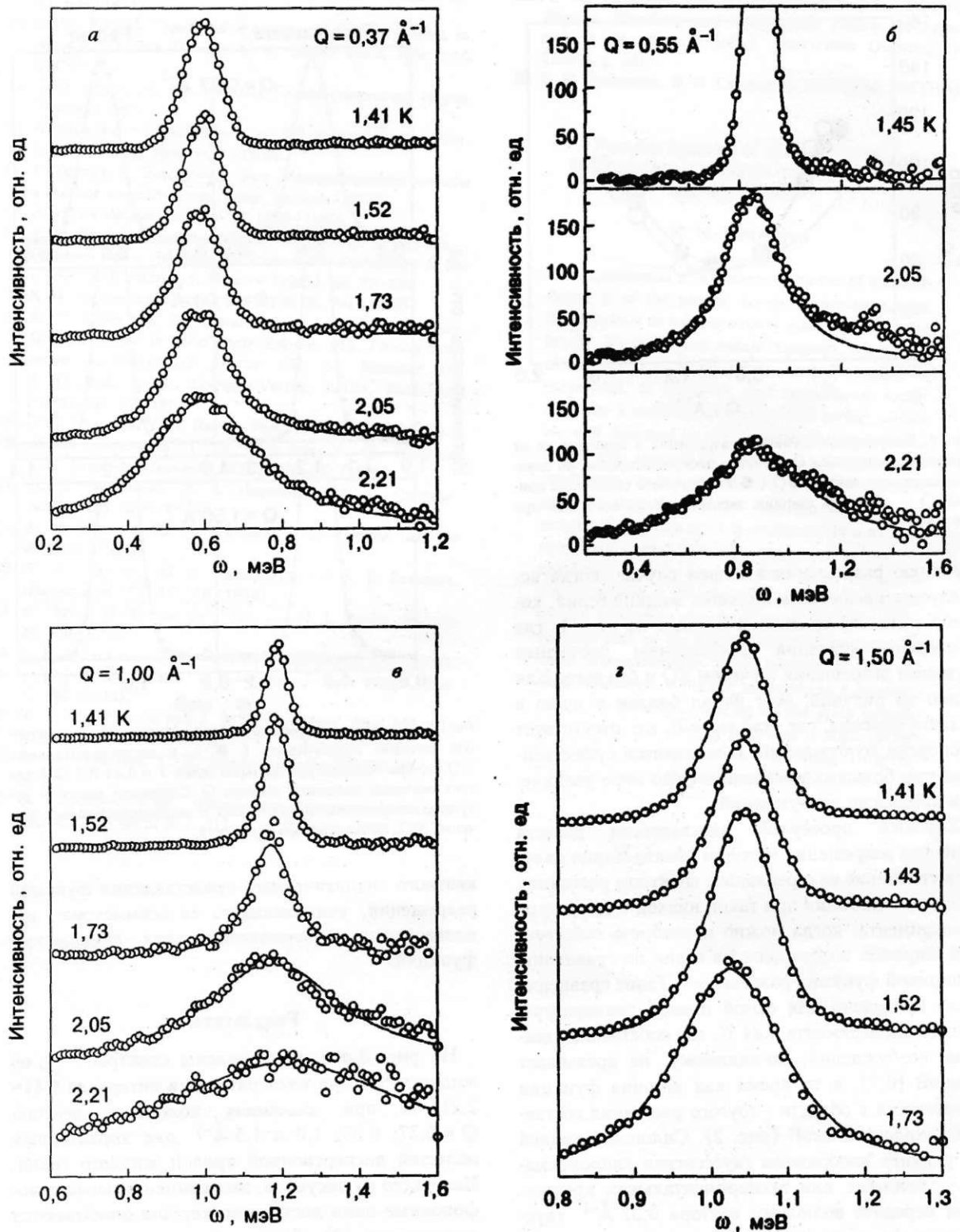


Рис. 3. Экспериментальные спектры $S(Q, \omega)|_{Q=const}$ жидкого гелия при различных температурах. Сплошная кривая — результат аппроксимации спектров выражением (2) для значений волновых векторов $Q = 0,37$ (а); $1,00$ (в) и $1,50 \text{ \AA}^{-1}$ (г) (спектры приведены в относительных единицах) и $Q = 0,55 \text{ \AA}^{-1}$ (б) (спектры нормированы по площади).

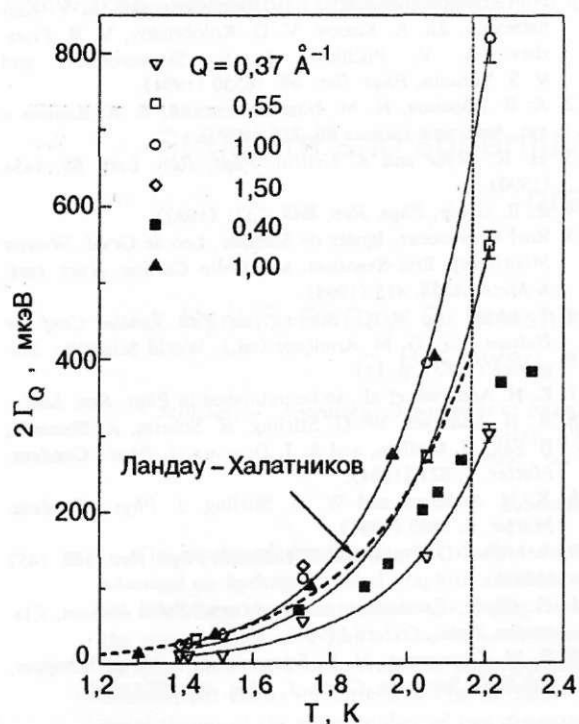


Рис. 4. Температурная зависимость ширины однофононного пика для нескольких значений волнового вектора Q . Сплошной линией показана аппроксимация экспериментальных значений для $Q = 0,37; 0,55$ и $1,00 \text{ \AA}^{-1}$ экспоненциальной функцией. Зачерненными символами показаны данные других авторов (\blacksquare — [8]; \blacktriangle — [9]) для близких значений волновых векторов. Пунктирная линия — теоретическая кривая Ландау — Халатникова для ротонов.

ставлена температурная зависимость ширины однофононного пика. Как видно, с ростом температуры его ширина экспоненциально увеличивается при всех значениях волнового вектора. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с данными других авторов (зачерненные символы). В пределах точности эксперимента энергия возбуждения слабо зависит от температуры во всей области исследованных температур, включая область λ -перехода. На высокоэнергетическом крыле пика при $T \geq 1,73 \text{ K}$ наблюдается небольшой дополнительный вклад в интенсивность. Этот вклад в интенсивность имеет место при всех передачах волнового вектора, кроме $Q = 1,5 \text{ \AA}^{-1}$. Наиболее отчетливо он проявляется при $Q = 0,55 \text{ \AA}^{-1}$, т.е. в переходной области между фононным и максонным участками дисперсионной кривой. Эффект появляется при температуре $T = 1,45 \text{ K}$, максимален при $2,05 \text{ K}$ и сохраняется при $T = 2,21 \text{ K}$, т.е. при температуре выше точки λ -перехода.

Обсудим этот эффект несколько более подробно, сопоставив полученные нами данные с данны-

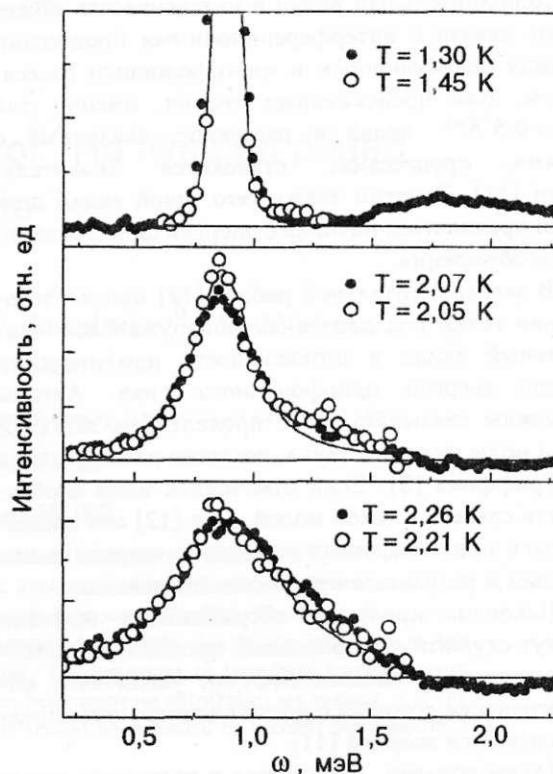


Рис. 5. Сравнение экспериментальных $S(Q, \omega)$, полученных с использованием различных спектрометров при $Q = 0,55 \text{ \AA}^{-1}$ и близких значениях температур: \circ — результаты настоящей работы, \bullet — результаты Андерсена и др. [8]. Спектры нормированы по площади. Сплошная кривая — результат аппроксимации наших данных выражением (2).

ми [8,9] при этих значениях волнового вектора (рис. 5). Видно, что при температурах $1,3\text{--}1,45 \text{ K}$ основная часть многофононного рассеяния лежит значительно выше по энергии, чем однофононный пик и наблюдаемая особенность. Обнаруженный в нашем эксперименте дополнительный вклад в интенсивность центрируется при энергиях $1,2\text{--}1,4 \text{ мэВ}$ и проявляет довольно сильную температурную зависимость. Можно отметить хорошее согласие наших данных с данными [8,9], особенно при температурах $2,05$ и $2,21 \text{ K}$, где данные [8,9] приведены после процедуры «простого вычитания многофононной части» (SSM) [10]. Подчеркнем, что наши данные и данные [8,9] получены на различных спектрометрах и при различной начальной энергии. Это дает основание предполагать, что наблюдаемая особенность в $S(Q, \omega)$ имеет физическую природу.

В настоящее время на основании имеющихся экспериментальных данных трудно предложить однозначное объяснение наблюдаемого явления. Мы попытаемся указать лишь на некоторые возможные его интерпретации.

Дополнительный вклад в интенсивность может быть связан с интерференционными процессами между однофононным и многофононным рассеянием. Как предсказывает теория, именно для $Q = 0,5 \text{ \AA}^{-1}$ вклад в рассеяние, связанный с этими процессами, становится значительным [11]. Заметим также, что такой вклад должен проявляться начиная с энергии однофононного возбуждения.

В экспериментальной работе [12] при исследовании гелия под давлением обнаружен дополнительный вклад в интенсивность при энергиях выше энергии однофононного пика. Авторы склонны связывать его с проявлением затухающей моды нулевого звука, согласно работе Глайда и Гриффина [3]. Если отмеченная нами особенность связана с такой модой, то в [12] она наблюдалась при смещенных значениях энергии и импульса в результате приложенного давления.

Наконец, причиной обсуждаемого эффекта могут служить двухфононные процессы в низкоэнергетической области $S(Q, \omega)$, увеличение интенсивности которых с ростом температуры предсказывается теорией [11].

Таким образом, имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные не позволяют однозначно интерпретировать природу наблюдаемой особенности. Мы надеемся, что данная публикация вызовет интерес и стимулирует дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования $S(Q, \omega)$ в переходной фонон-максонной области.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Генри Глайду за полезные дискуссии в Дубне, Кену Андерсену за предоставленный экспериментальный материал и Сергею Пупко за создание программы для расчета функции разрешения методом Монте-Карло.

Работа выполнена при поддержке Российской Государственной научно-технической программы «Актуальные направления в физике конденсированных сред» по направлению «Нейтронные исследования вещества» и Государственного фонда фундаментальных исследований Украины.

1. N.M. Blagoveshchenskii, I. V. Bogoyavlenskii, L. V. Karnatsevich, Zh. A. Kozlov, V. G. Kolobrodov, V. B. Priezhev, A. V. Puchkov, A. N. Skomorokhov, and V. S. Yarunin, *Phys. Rev.* **50**, 16550 (1994).
2. А. В. Абрамов, Н. М. Благовещенский, Б. К. Блинов и др., *Атомная энергия* **66**, 316 (1989).
3. H. R. Glyde and A. Griffin, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1454 (1990).
4. H. R. Glyde, *Phys. Rev.* **B45**, 7321 (1992).
5. Roef Grevecoeur, Ignatz de Shepper, Leo de Graaf, Wouter Montfroof, Eric Svensson, and Colin Carline, *Nucl. Inst. & Meth.* **A356**, 415 (1995).
6. F. Mezei and W. G. Stirling, in: *75th Yubilee Conf. on Helium-4*, Y. G. M. Armitage (ed.), World Scientific, Singapore (1983), p. 111.
7. K. H. Andersen et al., to be published in *Phys. Rev. Lett.*
8. K. H. Andersen, W. G. Stirling, R. Scherm, A. Stunault, B. Fåk, H. Godfrin, and A. J. Dianoux, *J. Phys.: Condens. Matter.* **6**, 821 (1994).
9. K. H. Andersen and W. G. Stirling, *J. Phys.: Condens. Matter.* **6**, 5805 (1994).
10. A. Miller, D. Pines, and P. Nozieres, *Phys. Rev.* **108**, 1452 (1962).
11. H. Glyde, *Excitations in Liquid and Solid Helium*, Clarendon Press., Oxford (1994).
12. R. M. Grevecoeur, H. E. Smorenburg, I. M. de Schepper, and E. C. Svensson, *Czech. J. Phys.* **46**, 257 (1996).

Study of liquid helium neutron scattering.
New analysis of the data

N. M. Blagoveshchenskii, I. V. Bogoyavlenskii,
L. V. Karnatsevich, A. V. Puchkov,
and A. N. Skomorokhov

A new analysis of earlier neutron scattering data obtained is presented. The experiments were carried out using a time-of-flight spectrometer DIN-2PI in the pulsed fast reactor IBR-2. The data were analyzed using the sequential data processing including translation of the dynamic structure factor to the constant $S(Q, \omega)$ -presentation. To approximate the one-phonon part of $S(Q, \omega)$ Damped Harmonic Oscillator function was used taking into account the instrumental resolution. It is shown that the experimental $S(Q, \omega)$ are in good agreement with the fitting model, i.e. this have a simple one-component structure. The results presented exhibit a certain peculiarity of the temperature dependence of $S(Q, \omega)$ for ^4He in the wave vector region $0.5\text{--}0.8 \text{ \AA}^{-1}$. Various explanations of this peculiarity are discussed.