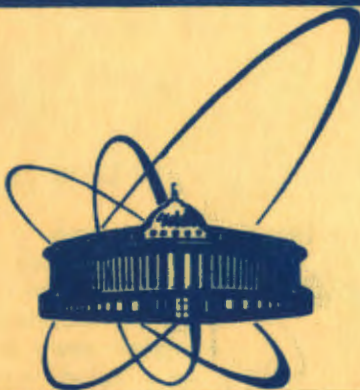


12/III-84



**сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна**

1351/84

14-83-806

И.Пэдуреану, Г.Ротареску, С.Рапеану,¹
А.Г.Новиков,² Н.К.Фомичев²

**ДИНАМИЧЕСКАЯ ФУНКЦИЯ РАССЕЯНИЯ
ЖИДКОГО НАТРИЯ**

¹ Институт ядерных и энергетических реакторов,
Питешти, СРР

² Физико-энергетический институт, Обнинск, СССР

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время одним из наиболее прямых методов исследования микроскопического поведения флуктуаций плотности в жидкостях является неупругое рассеяние медленных нейтронов. Из спектра некогерентного рассеяния можно получить информацию о быстрых движениях отдельной частицы. Коллективные движения в жидкости проявляются в когерентном рассеянии медленных нейтронов.

В настоящей работе приводятся данные об атомной динамике жидкого натрия, полученные методом неупругого рассеяния медленных нейтронов. Натрий был выбран для экспериментов по нескольким причинам: жидкий натрий является простой одноизотопной жидкостью, что облегчает теоретическую интерпретацию экспериментальных результатов; дважды дифференциальные сечения рассеяния медленных нейтронов на жидком натрии представляют практический интерес с точки зрения реакторной техники.

В отличие от экспериментальных исследований на жидком натрии, выполненных до сих пор ^{1,2/}, в настоящей работе при обработке результатов учитываются эффекты многократного рассеяния нейтронов /МКР/ в исследуемом образце, что позволяет провести количественное сравнение экспериментальных и теоретических данных. Предварительные результаты экспериментов, описываемых ниже, были опубликованы ранее ^{3/}.

Теоретические исследования, посвященные изучению жидкого натрия, можно найти в ^{4,5/}. Сечение рассеяния натрия для медленных нейтронов включает в себя как когерентную /1,55 б/, так и некогерентную /1,34 б/ составляющую. Поэтому для теоретической интерпретации экспериментальной функции рассеяния $S(Q, E)$ требуется расчет как когерентной / $S_{\text{ког}}(Q, E)$, динамический структурный фактор/, так и некогерентной ($S_{\text{н ког}}(Q, E)$) ее частей. Динамический структурный фактор $S_{\text{ког}}(Q, E)$ может быть рассчитан с использованием моделей, основанных на теории среднего поля ^{6/}, вязко-упругом приближении ^{7/} и приближении функции памяти ^{8/}. Вклад одночастичного движения $S_{\text{н ког}}(Q, E)$ в полную функцию рассеяния рассчитывается на основе трехполюсного приближения ^{9/}. В рамках этой модели $S_{\text{н ког}}(Q, E)$ выражается через свои энергетические моменты низких порядков без каких-либо подгоночных параметров.

Чтобы провести сравнение теоретических моделей с экспериментом, необходимо знать четвертый энергетический момент функции рассеяния /см. приложение/. Этот последний в свою очередь зависит прямым образом от межчастичного потенциала. Следова-

тельно, динамический структурный фактор, представленный для $Q = \text{const}$, позволяет получить информацию о межатомном потенциале в исследуемом веществе. Известно, что для жидкостей, например аргона, этот потенциал близок к потенциалу Леннарда-Джонса. В щелочных металлах потенциал межатомного взаимодействия обладает рядом особенностей, в частности, на больших расстояниях он носит осциллирующий характер. Для жидкого натрия предложен целый ряд моделей межатомного потенциала^{/10/}. Чувствительность динамического структурного фактора жидкого натрия к различным типам потенциала парного взаимодействия исследовалась в^{/11/}.

Упомянутые выше теоретические модели $S_{\text{ког.}}(Q, E)$ требуют значащие статистического структурного фактора $S(Q)$. Наиболее точные данные такого рода, полученные методом дифракции рентгеновских лучей, представлены в^{/12/}.

Основные формулы, используемые для сравнения эксперимента с теорией, суммированы в части 2 настоящей работы и приложении. Экспериментальная процедура описана в части 3. В части 4 излагается методика обработки экспериментальных данных, и в частности введение поправки на многократное рассеяние. В части 5 проводится сравнение экспериментальных и теоретических данных и обсуждаются результаты этого сравнения.

2. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

В эксперименте по неупругому рассеянию нейтронов дважды дифференциальное сечение рассеяния связывается с функцией рассеяния соотношением

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{\sigma_b}{4\pi} \left[\frac{E + E_0}{E_0} \right]^{1/2} S(Q, E), \quad /1/$$

где E_0 - начальная энергия нейтронов, а E - энергия, переданная нейтрону в процессе рассеяния; Ω - телесный угол; σ_b - рассеяние на связанном ядре.

Поскольку натрий является как когерентно, так и некогерентно рассеивающим материалом, $S(Q, E)$ в соотношении /1/ следует понимать как сумму двух компонент:

$$\sigma_b S(Q, E) = \sigma_{\text{ког.}} S_{\text{ког.}}(Q, E) + \sigma_{\text{нког.}} S_{\text{нког.}}(Q, E). \quad /2/$$

Величины $\sigma_{\text{ког.}}$ и $\sigma_{\text{нког.}}$ представляют собой когерентное и некогерентное ядерные сечения рассеяния, $S(Q, E)$ - двойное фурье-преобразование пространственно-временной корреляционной функции Ван-Хова.

Для $S(Q, E)$ очень часто используют симметризованный вид:

$$\tilde{S}(Q, E) = e^{E/2kT} S(Q, E). \quad /3/$$

Здесь k - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура. n -й энергетический момент функции рассеяния определяется выражением

$$\langle E^n \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} E^n S(Q, E) dE. \quad /4/$$

Нулевой, первый и второй энергетические моменты функций $S_{\text{ког.}}(Q, E)$ и $S_{\text{нког.}}(Q, E)$ могут быть использованы для проверки надежности экспериментальных данных. Они записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \langle E^0 \rangle_{\text{ког.}} &= S(Q); & \langle E^0 \rangle_{\text{нког.}} &= 1, \\ \langle E^1 \rangle_{\text{ког.}} &= \langle E^1 \rangle_{\text{нког.}} = \frac{\hbar^2 Q^2}{2M}, \\ \langle E^2 \rangle_{\text{ког.}} &= \langle E^2 \rangle_{\text{нког.}} = \frac{\hbar^2 Q^2 kT}{M}. \end{aligned} \quad /5/$$

Для расчетов функции рассеяния $S(Q, E)$ по теоретическим моделям, упомянутым выше, необходим четвертый энергетический момент динамического структурного фактора, который может быть представлен как

$$\langle E^4 \rangle_{\text{ког.}} = \frac{\hbar^2 Q^2 kT}{M^2} [3kT + nP(Q)], \quad /6/$$

где $P(Q) = \int g(r) dr [(1 - \cos(Qr))/Q] (Q^2)^2 \phi(r)$; $g(r)$ - функция радиального распределения; n - плотность атомов; $\phi(r)$ - потенциал парного взаимодействия. Для некогерентной составляющей функции рассеяния четвертый энергетический момент^{/13/}

$$\langle E^4 \rangle_{\text{нког.}} = \langle E^2 \rangle_{\text{нког.}} [3\langle E^2 \rangle_{\text{нког.}} + \hbar^2 \Omega^2], \quad /7/$$

$$\text{где } \Omega^2 = \frac{4\pi n}{3M} \int g(r) dr \left[\frac{\partial^2 \phi(r)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right].$$

Другой интересной величиной, которая будет использована при анализе экспериментальных данных, является произведение $E^2 \tilde{S}(Q, E)$, которое связано с корреляционной функцией продольных токов $C(Q, t)$ соотношением

$$C(Q, t) = \int_{-\infty}^{\infty} E^2 \tilde{S}_{\text{ког.}}(Q, E) e^{iE\sqrt{\hbar}t} dE. \quad /8/$$

В данной работе будут анализироваться положение максимума $E_{\text{макс}}$ кривой $E^2 \bar{S}(Q, E)$ и значение ее максимума $\text{макс} E^2 \bar{S}(Q, E)$ как функции Q .

3. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент был выполнен на двойном времяпролетном спектрометре медленных нейтронов ДИН-1М, установленном на импульсном реакторе ИБР-30 в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Подробное описание спектрометра можно найти в ^{14,15/}.

В описываемом эксперименте образец, помещаемый в вакуумную камеру, состоял из 20-ти стальных трубок диаметром 12 мм с толщиной стенки 0,2 мм, наполненных натрием. Трубки располагались таким образом, что образовывали цилиндр с общими размерами $d = 140$ мм и $h = 160$ мм. Температура образца поддерживалась равной 413 К с помощью нагревателей, находившихся вне нейтронного пучка, рассеивающегося в горизонтальной плоскости.

Измерения были выполнены при трех начальных энергиях нейтронов: $E_0 = 38$ мэВ, 52 мэВ и 60 мэВ. При этом разрешение в упругом пике составляло $\Delta E_0/E_0 = 6\%$. Передачи волнового вектора для упругого рассеяния $Q = 4\pi/\lambda \sin \theta/2$ охватывали интервал $0,8 \text{ \AA}^{-1} \leq Q \leq 9 \text{ \AA}^{-1}$ /углы рассеяния $10^\circ \leq \theta \leq 120^\circ/$, см. рис.1. Этот интервал соответствует области Q , на которую приходится осцилляции статического структурного фактора $S(Q)$ и где, следовательно, структура жидкого натрия может оказывать влияние на динамику его атомов.

При каждой из начальных энергий измерительный цикл включал в себя три замера: на контейнере с жидким натрием; на пустом контейнере и на тонком ванадиевом цилиндре, геометрически идентичном образцу. Последние данные использовались для оценки разрешающей способности спектрометра в области упругого пика, а также для абсолютной нормировки измеряемых сечений.

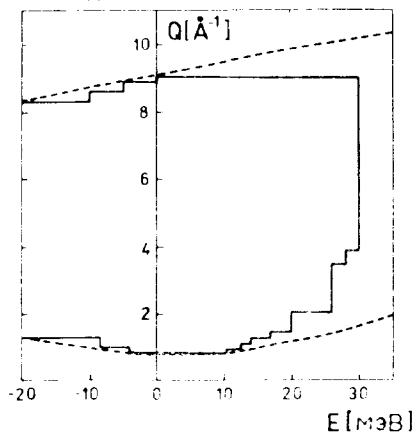


Рис.1. Кинетическая область (Q, E) , охваченная в настоящем эксперименте. Верхняя пунктирная кривая соответствует наименьшему углу рассеяния для $E_0 = 60$ мэВ; нижняя пунктирная кривая соответствует максимальному углу рассеяния для $E_0 = 38$ мэВ.

4. ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Обработка экспериментальных данных выполнена с помощью системы программ TOF LEX ^{16/}, которая включала в себя набор программ, необходимых для получения дважды дифференциальных сечений рассеяния и динамического структурного фактора на основе результатов времяпролетного эксперимента. Учитывались поправки, связанные с эффективностью детекторов, возможностью пропуска прелетной базы спектрометра, рассеянием нейтронов контейнером образца, ослаблением потока нейтронов образцом. Последняя находилась методом, описанным в ^{17/}. Особое внимание было уделено эффекту МКР, который рассчитывался методом Монте-Карло в специальной программе, написанной применительно к эксперименту, проведенному по методу времени пролета. При этом для расчета когерентной составляющей функции $\bar{S}(Q, E)$ использовалась модель Патака и Сингви ^{6/}, а для расчета некогерентной составляющей $\bar{S}(Q, E)$ – модель Лавси ^{8/}. Для статистического структурного фактора $S(Q)$, являющегося одним из входных параметров модели, были взяты численные данные Гринфильда и др. ^{12/}. Функция радиального распределения рассчитывалась путем Фурье-обращения этих данных. Четвертый энергетический момент $\bar{S}(Q, E)$, также входящий в число исходных данных, получен на основе потенциала Шиффа ^{10/}. Выражение для этого потенциала имеет вид

$$\phi(r)/\bar{E} = [(\cos 2k_p r)/r^3](A + B/r^2) + [(\sin 2k_p r)/r^4](C + D/r^2) + E/r^{1/2} \quad /9/$$

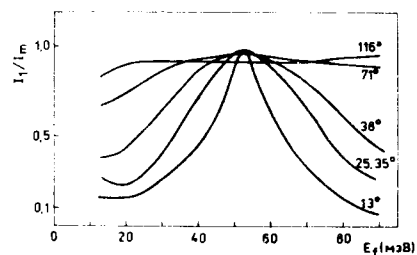


Рис.2. Поправочный фактор МКР I_1/I_0 ; $I_0 = I_1 + \sum_{n=2}^{\infty} I_n$.

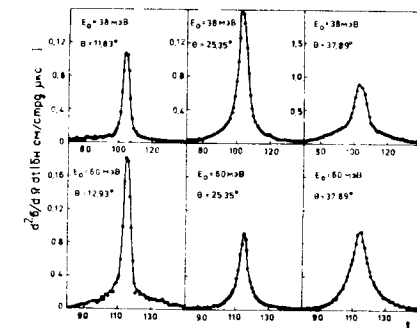
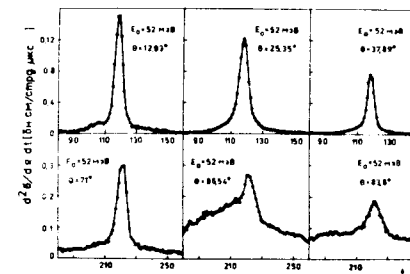


Рис.3. Экспериментальные дважды дифференциальные сечения рассеяния жидкого натрия для трех начальных энергий нейтронов и нескольких углов рассеяния /время пролета в единицах $\Delta t = 16$ мкс/.



Обозначение величин, входящих в /9/, совпадает с тем, что дается в /10/.

Поправочный фактор МКР, равный отношению числа однократно рассеянных нейтронов к полному числу рассеянных нейтронов, как функция энергии рассеянных нейтронов для начальной энергии $E_0 = 52$ мэВ и нескольких углов рассеяния представлен на рис.2. Эффект МКР исключался из экспериментальных кривых $d^2\sigma/d\Omega dE$ путем умножения их на этот поправочный фактор. Экспериментальные дважды дифференциальные сечения /ДДС/ рассеяния показаны на рис.3.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

После учета описанных выше эффектов на основе экспериментальных ДДС рассеяния рассчитывались функция рассеяния $S(Q, E)$ и симметризованная функция рассеяния $\tilde{S}(Q, E)$. Используя метод интерполяции сплайнами, экспериментальные $\tilde{S}(Q, E)$ при различных передачах энергии и углах рассеяния преобразовывались в симметризованную функцию рассеяния при фиксированных значениях E и Q . Сглаженное представление $\tilde{S}(Q, E)_{Q=\text{const}}$ для нескольких значений как Q и $\tilde{S}(Q, E)_{E=\text{const}}$, так и E показано на рис.4 и 5

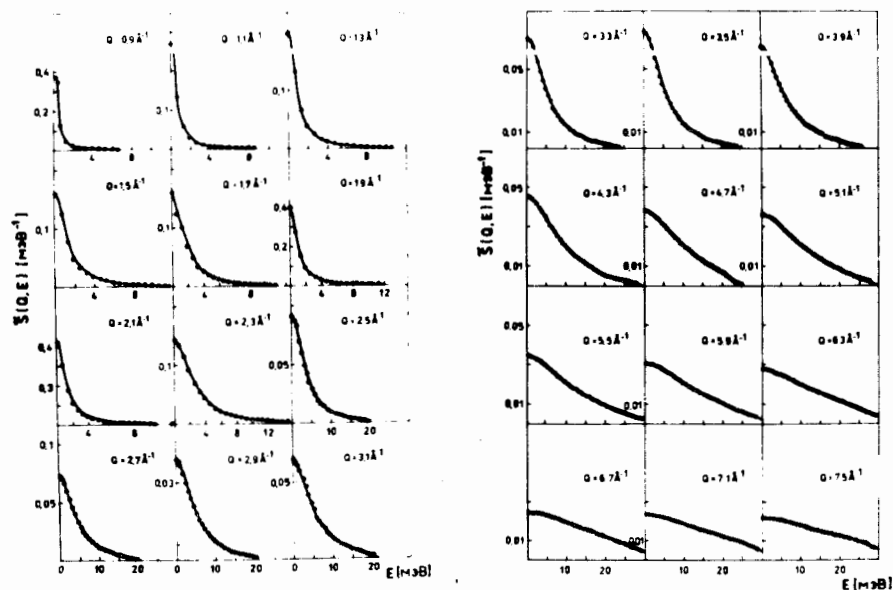


Рис.4. $\tilde{S}(Q, E)$ как функция передачи энергии E для нескольких значений передачи импульса Q . Сплошная кривая – расчет по моделям Айлавади, Рамана и Цванцига /8/ и Лавси /9/.

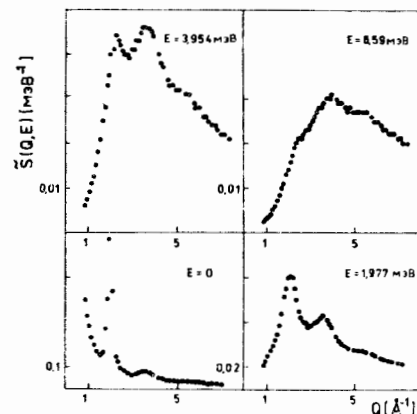


Рис.5. $\tilde{S}(Q, E)$ как функция передачи импульса Q для нескольких значений передачи энергии E .

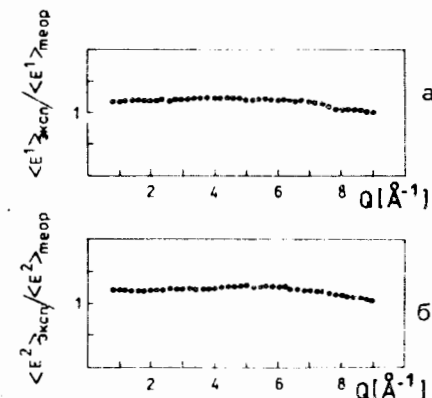


Рис.6. Отношение экспериментального и теоретического значений первого /а/ и второго /б/ энергетических моментов динамического структурного фактора $\tilde{S}(Q, E)$.

соответственно. В качестве ошибки экспериментальных данных была принята статистическая ошибка, что следует понимать лишь как грубую оценку погрешности описываемого эксперимента. Точное определение ошибки в экспериментах подобного рода представляет собой весьма сложную задачу /18/. В процессе эксперимента наши усилия были направлены на получение возможно лучшей статистики, а при обработке данных – на возможно более точное введение всех необходимых поправок.

Для сравнения экспериментальных данных с теоретическими выполнены расчеты $\tilde{S}(Q, E)$ по моделям Айлавади, Рамана, Цванцига /8/ и Лавси /9/, а также по моделям Лавси /7,9/ /рис.4/. Следует отметить, что в исследованной области Q и E результаты расчетов, выполненных по двум этим группам моделей, отличаются друг от друга незначительно.

Поскольку получаемая на основе эксперимента функция рассеяния $\tilde{S}(Q, E)$ несет в себе эффекты разрешающей способности спектрометра, расчетные кривые $\tilde{S}(Q, E)$ также были свернуты с функцией разрешения, которая была в форме гауссиана с полушириной, экспериментально измеренной на ванадии. Хотя полуширина реальной функции разрешения зависит от энергии рассеянных нейтронов, однако в области передачи энергии, исследованной в данном эксперименте $0 \leq E \leq 30$ мэВ, этот эффект был невелик /19/.

Проведенное сравнение показывает хорошее согласие между экспериментальными данными и расчетами, выполненными на основе упомянутых выше моделей /см. рис.4 и 5/.

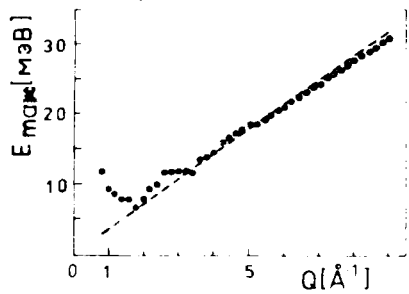


Рис.7. Положение максимума спектральной функции корреляций продольных токов $E_{\text{макс}}$ в зависимости от Q . Пунктирная линия - расчет по модели идеального газа.

Для проверки надежности экспериментальных данных во всей области Q , изученной в эксперименте, рассчитаны первый и второй энергетические моменты функции рассеяния $\tilde{S}(Q, E)$. Отношения этих моментов $\tilde{S}(Q, E)$ к их теоретическим значениям, рассчитанным в классическом приближении, показаны на рис. 6а, б. Видно, что зависимости обоих отношений от Q весьма похожи. Это обстоятельство служит показателем того, что жидкий натрий ведет себя подобно классической жидкости. Аналогичное заключение было сделано Седерстремом^{/20/} при исследовании жидкого свинца.

Экспериментальные значения $\langle E \rangle$ и $\langle E^2 \rangle$ превышают расчетные на 12%. Это расхождение может быть следствием как недостаточного корректного учета МКР, так и влияния эффектов разрешения /при нахождении расчетных значений моментов эффекты разрешения не учитывались/.

На основе симметризованной функции рассеяния $\tilde{S}(Q, E)$ рассчитан спектр корреляционной функции продольных токов:

$$C(Q, E) = E^2 \tilde{S}(Q, E) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} C(Q, t) e^{-iEt/\hbar} dt. \quad /10/$$

Раман показал^{/21/}, что корреляционная функция флуктуации продольных токов $C(Q, t)$ имеет осциллирующее поведение. Путь, каким это поведение реализуется, является характерным для каждой конкретной системы. Следовательно, функция $C(Q, t)$ и ее спектр $C(Q, E)$ оказываются весьма полезными при исследовании динамики различных систем.

Будучи построена как функция E при $Q = \text{const}$, $C(Q, E)$ оказывается имеющей максимум при $E \neq 0$. На рис.7 показана величина $E_{\text{макс}} = f(Q)$, где $E_{\text{макс}}$ - передача энергии, соответствующая максимуму функции $C(Q, E)$.

Поведение экспериментальной кривой $E_{\text{макс}} = f(Q)$ указывает на связь ее особенностей со статическим структурным фактором. Функция $E_{\text{макс}}(Q)$ может рассматриваться как дисперсионная кривая для корреляций продольных токов. Строго говоря, ее физическая интерпретация не совсем ясна. Как подчеркивал Рандолф^{/22/}, подобная экспериментальная информация важна тем, что накладывает

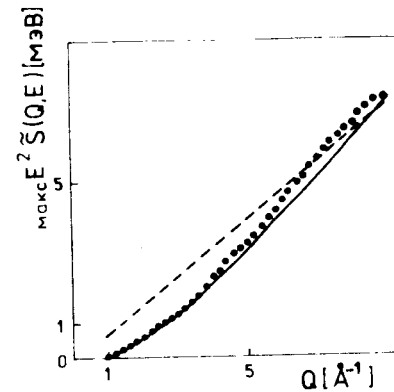


Рис.8. Максимальное значение спектральной функции корреляций продольных токов $\text{макс } E^2 \tilde{S}(Q, E)$ в зависимости от Q . Сплошная линия - расчет по моделям /6/ и /9/; пунктирная - расчет по модели идеального газа.

дополнительные ограничения на теоретические модели простых жидкостей: в выполнении к удво-летворению соотношения моментов они должны давать корреляционную функцию продольных токов, которая совпадает с экспериментально полученной для $E_{\text{макс}}(Q)$.

Значения функции $C_{\text{макс}}(Q, E) = \text{макс } E^2 \tilde{S}(Q, E)$ в зависимости от Q показаны на рис.8. Там же приведены результаты расчета соответствующей величины по моделям Патака и Сингви^{/6/} и Лавси^{/9/}, а также по модели идеального газа. В последнем случае обсуждаемая величина имеет вид

$$C_{\text{макс}}(Q, E) |_{\text{ид. газ}} = \frac{\hbar}{e} (2kT/\pi M)^{1/2} Q. \quad /11/$$

Значение максимума функции $C(Q, E)$ является, по-видимому, грубой оценкой времени жизни флуктуаций продольных токов^{/23/}.

На рис.9 приведена естественная полуширина экспериментальной кривой $\tilde{S}(Q, E)$, а также расчеты ее по модели простой диффузии и идеального газа

$$\Delta E_{\text{диф}} = 2\hbar D Q^2, \quad \Delta E_{\text{ид. газ}} = 2\hbar (2kT \ln(2/M))^{1/2} Q, \quad /12/$$

где $D = 5,7 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ ^{/23/} - коэффициент самодиффузии.

Как и следовало ожидать, при малых Q ΔE ведет себя в соответствии с предсказаниями модели простой диффузии. По мере увеличения Q на полуширине начинает сказываться влияния когерент-

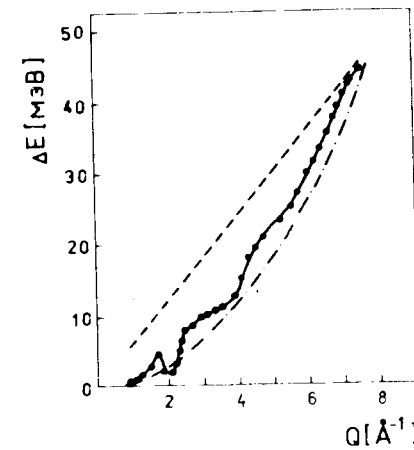


Рис.9. Естественная полуширина симметризованной функции рассеяния ΔE как функция Q . Пунктирная кривая - расчет по модели простой диффузии; штрихпунктирная - расчет по модели идеального газа.

ных эффектов: $\Delta E(Q)$ имеет максимум там, где статический структурный фактор $S(Q)$ демонстрирует минимумы. Этот эффект, предсказанный Де Женом /18/, был обнаружен и на других когерентно рассеивающих жидкостях /20, 24, 25/.

При больших значениях Q , как это видно из рис.9, полуширина функции рассеяния ΔE близка к расчету по модели идеального газа.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. При температуре $T = 413$ К и начальных энергиях нейтронов $T = 38, 52$ и 60 мэВ измерена функция рассеяния жидкого натрия в области передач волнового вектора $0,9 \text{ \AA}^{-1} \leq Q \leq 9 \text{ \AA}^{-1}$ и передач энергии $0 \leq E \leq 30$ мэВ.

2. Проанализирован вклад многократного рассеяния в экспериментальные данные. Введение поправки на МКР позволило существенно улучшить качество экспериментальных данных по сравнению с предварительными результатами, опубликованными ранее.

3. Проведено сравнение экспериментальных данных с расчетами по теоретическим моделям, представленным в приложении, и установлено их хорошее согласие в широкой области переменных Q и E .

4. Зависимости отношений экспериментального и расчетного значений для первого и второго энергетических моментов $S(Q, E)$ от Q весьма близки, из чего можно заключить, что динамическое поведение жидкого натрия аналогично поведению классической жидкости.

5. Вид функции $E_{\text{макс}}(Q)$, соответствующей максимуму величины $E^2 S(Q, E)$, как и в случае других простых жидкостей, тесно связан с особенностями статического структурного фактора $S(Q)$. При больших Q зависимость $E_{\text{макс}}(Q)$ близка к линейной с наклоном $(2kT)^{1/2}$, что характерно для модели идеального газа.

6. Естественная полуширина квазиупругого пика ΔE в области малых $Q/Q = 0,9-1,2 \text{ \AA}^{-1}$ близка к расчету по модели простой диффузии. При более высоких Q начинает сказываться влияние структуры жидкости: зависимость $\Delta E(Q)$ демонстрирует особенности, коррелирующие с формой $S(Q)$.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Введем обозначения:

$$\omega = E/\hbar; \quad \omega_l^2 = \langle \omega^4 \rangle / \langle \omega^2 \rangle; \quad \Omega^2 = \omega_l^2 - \omega_0^2;$$

$$\omega_0^2 = kTQ/MS(Q).$$

/П.1/

Основные формулы, соответствующие теоретическим моделям, использованным в настоящей работе для сравнения с экспериментом, с учетом/П.1/можно записать следующим образом:

1. Модель Патака и Сингви /6/:

$$S(Q, \omega) = \frac{2}{\pi} \frac{\omega_0^2 S(Q) B}{c^2 + (\omega_l^2 - 3\omega_0^2) \omega^2 B},$$

где $B = \sqrt{\pi} \exp(-\omega^2/\Omega^2)/\Omega^3$; $c = 1 - [1 - 2\omega D(\omega/\Omega)/\Omega](\omega_l^2 - 3\omega_0^2)/\Omega^2$;
 $D(x)$ - интеграл Даусона.

2. Модель Айлавади, Рамана и Цванцига /8/:

$$S(Q, \omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\omega_0^2 \Omega^2 S(Q) K'_0(\omega)}{[\omega^2 + \omega \Omega^2 K''_c(\omega) - \omega_0^2]^2 + [\omega \Omega K'_c(\omega)]^2},$$

где $K'_c(\omega) = 2r/\sqrt{\pi} \exp(-\omega^2 r^2/4)$; $K''_c(\omega) = -rD(\omega r/2)$; $r = 1/\Omega$.

3. Модель Лавси для когерентного рассеяния /7/:

$$S(Q, \omega) = \frac{1}{\pi} \frac{S(Q) \omega_0^2 \Omega^2 r(Q)}{[\omega r(Q) (\omega^2 - \omega_l^2)]^2 + (\omega^2 + \omega_0^2)^2},$$

где $r(Q) = (\Omega^2/\pi)^{-1/2}/2$.

4. Модель Лавси для некогерентного рассеяния /9/:

$$S_{\text{нког}}(Q, \omega) = \frac{1}{\pi} \frac{r \delta_1 \delta_2}{[\omega r (\omega^2 - \delta_1 - \delta_2)]^2 + (\omega^2 - \delta_1)^2},$$

где $\delta_1 = \langle \omega^2 \rangle$; $r = 1/\xi \sqrt{\delta_2}$; $\xi = MD\Omega/kT$; $\delta_2 = 2\delta_1 + \Omega^2$;

$$\Omega^2 = \frac{4\pi n}{3M} \int g(r) dr \left[\frac{\partial^2 \phi(r)}{\partial r^2} + \frac{2\partial \phi(r)}{r \partial r} \right].$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Cocking S.J. Inel. Neutron Scatt. Proc. of Symp. IAEA, Vienna, 1963, vol.1, p. 227.
2. Randolph P.D. Phys.Rev., 1964, A134, p. 1238.
3. Rapeanu S. et al. Rev.Roum.Phys., 1981, 26, p. 1115.
4. Desai R.C., Yip S. Phys.Rev., 1969, A180, p. 299.
5. Pathak K.N. et al. Nuovo Cimento, 1973, 13B, p. 185.
6. Pathak K.N., Singwi K.S. Phys.Rev., 1970, A2, p. 2427.
7. Lovesey S.W. J.Phys. C: Solid St. Phys., 1971, 4, p.3057.

8. Ailawadi N.K., Rahman A., Zwanzig R. Phys.Rev., 1971, A4, p. 1616.
9. Lovesey S.W. J.Phys. C: Solid St. Phys., 1973, 6, p. 1856.
10. Schiff D. Phys.Rev., 1969, 186, p. 151.
11. Padureanu I. et al. Rev.Roum. Phys., 1978, 23, p. 121.
12. Greenfield A.J., Wellendorf J., Wiser N. Phys.Rev., 1971, A4, p. 1607.
13. De Gennes P.G. Physica, 1959, 25, p. 825.
14. Bondarenko I.I. et al. Inel.Neutron Scatt.Proc. of Symp. IAEA, Vienna, 1963, vol.1, p. 127.
15. Лифоров В.Г. и др. Препринт ФЭИ-129, Обнинск, 1968.
16. Padureanu I. et al. Preprint IRNE-ISI-1982, Pitesti.
17. Carpenter J.M. Rev.Sci. Instr., 1969, 40, p. 4.
18. Johnson M.W. et al. Phys.Chem. Lig., 1977, 6, p. 243.
19. Данилкин С.А., Закуркин В.В., Морозов С.И. Препринт ФЭИ-958, Обнинск, 1979.
20. Söderström O. Phys.Rev., 1981, A23, p. 785.
21. Rahman A. Phys.Rev.Lett., 1967, 19, p. 420.
22. Randolph P.D. Phys.Rev.Lett., 1968, 20, p. 531.
23. Rapeanu S. et al. Preprint IRNF-153-1982, Pitesti.
24. Sköld K. et al. Phys.Rev., 1972, A6, p. 1107.
25. Copley J.R.D., Rowe J.M. Phys.Rev.Lett., 1974, 32, p. 49; Phys.Rev., 1974, A9, p. 1656.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 декабря 1983 года.

Пэдуреану И. и др.

14-83-806

Динамическая функция рассеяния жидкого натрия

Представлены результаты исследования жидкого натрия при $T = 413$ К методом неупругого рассеяния медленных нейтронов. Особое внимание уделено эффекту многократного рассеяния нейтронов в образце, который рассчитывался по методу Монте-Карло. Окончательные данные представлены в виде симметризованной динамической функции рассеяния $\tilde{S}(Q, E)$ в области передач волнового вектора $0,9 \text{ \AA}^{-1} \leq Q \leq 9 \text{ \AA}^{-1}$. Проведено сравнение этой функции с расчетами, выполненными на основе нескольких моделей, предложенных для описания динамики простых жидкостей. Получена также спектральная функция корреляций продольных токов $E^2 \tilde{S}(Q, E)$.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Padureanu I. et al.

14-83-806

Dynamical Function of Liquid Sodium Scattering

The experimental results obtained on liquid Na at $T = 413$ K by means of inelastic slow neutron scattering are reported. This experiment has been performed at the double time-of-flight spectrometer of slow neutrons DIN-1M at IBR-30 reactor. A special attention has been paid to the multiple neutron scattering effect calculated by Monte Carlo method. The final data are given in the form of the symmetrized dynamic scattering function $\tilde{S}(Q, E)$ in the range of the wave vector transfer $0,9 \text{ \AA}^{-1} \leq Q \leq 9 \text{ \AA}^{-1}$. The comparison with the theoretical predictions is done in terms of several theoretical models proposed for description of simple liquid dynamics. From this comparison it is concluded that the proposed models describe the experimental data quite well.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой