

С 342
Г-60.4

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

14 - 4408

В.В.Голиков

**ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФФУЗИОННЫХ
И КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ ДВИЖЕНИЙ В ЖИДКОСТЯХ
МЕТОДОМ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ**

Специальность 055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1969

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:
член-корреспондент АН СССР

Ф.Л. Шапиро

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук

Д.Н. Зубарев

кандидат физико-математических наук

М.Г. Землянов

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Физико-энергетический институт.

Автореферат разослан " " 1969 г.
Защита диссертации состоится " " 1969 г.

на заседании Объединенного Ученого совета Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ г. Дубна, Московской области, Объединенный институт ядерных исследований, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Ю. Чубурков

14 - 4408

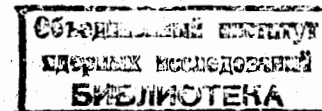
В.В.Голиков

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФФУЗИОННЫХ
И КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ ДВИЖЕНИЙ В ЖИДКОСТЯХ
МЕТОДОМ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

Специальность 055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

67048



Изучение динамики движения молекул в конденсированных системах представляет большой научный интерес, т.к. характер и особенности движения молекул определяют свойства самых разнообразных физических явлений: процессов приближения физических систем к состоянию термодинамического равновесия, процессов переноса и т.д. Характер движения молекул определяет также закономерности взаимодействия разнообразных излучений (электромагнитного, нейтронного и т.д.) с веществом.

Особые трудности представляет изучение молекулярных движений в жидкости, т.к. до настоящего времени нет надежных методов, позволяющих теоретически вычислить с достаточной точностью основные равновесные и кинетические характеристики жидкого состояния вещества. Поэтому большое значение приобретают различные экспериментальные методы изучения динамики молекулярных движений в жидкостях, среди которых особое место занимает метод неупругого рассеяния медленных нейтронов. Этот метод в принципе позволяет получить полную информацию о пространственно-временных корреляциях атомов в жидкости.

В диссертации приведены результаты исследования атомных движений в двух типах жидкостей, обладающих как некогерентным сечением рассеяния нейтронов (вода), так и полностью когерентным (жидкий свинец), причем основное внимание при рассмотрении полученных данных на воде уделено анализу квазиупругого рассеяния нейтронов.

В первой главе диссертации содержится обзор основных теоретических работ, рассматривающих связь динамических характеристик вещества с сечением неупругого рассеяния нейтронов и носящих общий характер, применимый для любых систем. Таким общим методом описания динамики вещества является метод пространственно-временных коррелятивных функций Ван-Хова ^{1/}. Отмечается, что дважды дифференциальное сечение когерентного рассеяния медленных нейтронов является фурье-образом полной коррелятивной функции $G(r, t)$, которая в классическом пределе представляет собой коррелятор плотности частиц системы в двух различных точках пространства в два разных момента времени. В то же время дважды дифференциальное сечение некогерентного рассеяния является фурье-образом автокоррелятивной функции $G_s(r, t)$, которая описывает динамику отдельной частицы, что соответствует неинтерференционному характеру некогерентного рассеяния. Вообще говоря, путем двойного фурье-преобразования данных, полученных из экспериментов по неупругому рассеянию нейтронов, можно восстановить функцию $G(r, t)$ (или $G_s(r, t)$) и таким образом получить полную информацию о временном поведении классической жидкости. Однако на практике эту идею очень трудно осуществить: приходится прибегать к различным приближенным описаниям атомных движений в жидкостях. Как правило, сопоставление теории с экспериментом проводится на уровне сечений рассеяния нейтронов, при использовании для расчета коррелятивных функций тех или иных модельных представлений. Для объяснения результатов по неупругому рассеянию нейтронов жидкостями предложено много различных моделей, часть из которых рассмотрена в этой главе и использована при анализе полученных экспериментальных данных.

Во второй главе диссертации дается описание экспериментального метода и аппаратуры, применявшихся автором для ис-

следования неупругого рассеяния медленных нейтронов в жидкостях. Все измерения выполнены на установках, использующих в качестве источника нейтронов импульсный реактор на быстрых нейтронах (ИБР). Подобные исследования, как правило, проводятся на реакторах непрерывного действия. Создание в начале 1961 г. первой в мире установки для измерений с холодными нейтронами, использующей импульсный источник нейтронов, и первые проведенные на ней эксперименты по квазиупругому некогерентному рассеянию нейтронов на ряде водородосодержащих жидкостей показали, что ИБР является очень перспективным аппаратом для такого рода исследований.

а) Установка для измерений некогерентного рассеяния холодных нейтронов, Реактор ИБР генерирует быстрые нейтроны периодическими импульсами полушириной ≈ 40 мксек при частоте повторения 3 ± 50 сек⁻¹. Импульс быстрых нейтронов попадает на водородосодержащий замедлитель, расположенный на расстоянии 5 см от отражателя реактора. Энергия холодных нейтронов, падающих на образец, определяется полосой пропускания бериллиевого фильтра, расположенного вплотную к замедлителю. Общая длина блока бериллия - 32 см, поперечное сечение - 12×12 см². Расположение фильтра вплотную к замедлителю увеличивает поток холодных нейтронов, падающих на образец, в четыре раза по сравнению со случаем, когда бериллий находится вдали от замедлителя. Выигрыш в интенсивности связан с тем, что бериллий играет роль отражателя тепловых и быстрых нейтронов. Холодные нейтроны, для которых бериллий прозрачен, выводятся из глубины замедляющего блока "замедлитель - бериллий", где плотность тепловых, а значит, и холодных нейтронов, существенно выше, чем на краю одного замедлителя при отодвинутом бериллии.

С целью дополнительного увеличения потока холодных нейтронов замедлитель и бериллий охлаждаются до температу-

ры жидкого азота. С одной стороны, при понижении температуры резко уменьшается сечение неупругого рассеяния бериллия, так что пропускание холодных нейтронов фильтром приближается к 1. С другой стороны, охлаждение замедлителя сдвигает максимум максвелловского распределения нейтронов, выходящих из замедлителя, в сторону меньших энергий, увеличивая выход холодных нейтронов. В данной установке охлаждение замедлителя до температуры жидкого азота примерно в 3,5 раза увеличивало поток холодных нейтронов.

Энергия нейтронов, рассеянных образцом на угол $\theta = 75^\circ \pm 4^\circ$, определяется по времени пролета известного расстояния L_2 между образцом и детектором. Расстояние L_2 могло изменяться от 10 до 45 метров. Для регистрации рассеянных нейтронов использовался сцинтилляционный детектор на основе смеси $ZnS(Ag) + B_2^{10}O_3$ площадью 2000 см^2 . Эффективность детектора для холодных нейтронов составляет $\approx 45\%$.

Холодные нейтроны, вообще говоря, не являются монохроматическими. Однако наличие резкого обрыва спектра холодных нейтронов при $E = 5,2 \text{ мэв}$, во многих случаях (и в частности при изучении квазиупругого рассеяния в жидкостях) позволяет сделать такие же выводы из эксперимента, как при наличии монохроматической линии $E = 5,2 \text{ мэв}$. Показано, что в этом случае разрешающая способность установки определяется выражением $\Delta E/E = 2\tau/T$, где T - время регистрации рассеянного нейтрона, а τ - полуширина бериллиевой границы, определяемая в основном средним временем жизни нейтрона в замедлителе. В рассматриваемой установке $\tau \approx 120 \text{ мксек}$, и для энергии бериллиевой границы $\Delta E/E = 1,8\%$ при пролетной базе $L_2 = 17 \text{ м}$ и $\Delta E/E = 0,6\%$ при $L_2 = 45 \text{ м}$.

Светосилу установки удобно характеризовать интенсивностью нейтронов, упруго рассеянных ванадием, приходящейся на временной канал определенной ширины. Введение такой характеристики облегчает сравнение между собой различных установок по времени пролета, поскольку градуировка всех ус-

тановок, как правило, выполняется по упругому рассеянию нейтронов ванадием. Интенсивность упруго рассеянных нейтронов на образце ванадия размерами $10 \times 7 \times 0,6 \text{ см}^3$ при мощности реактора 1 квт и пролетной базе $L_2 = 17 \text{ м}$ составляет $\approx 20 \text{ отсч/мин}$ на 32 мксек ширину канала анализатора при фоне $\approx 1 \text{ отсч/мин}$.

Описанная установка как по разрешающей способности, так и по светосиле, являлась одной из лучших в мире для исследования квазиупругого рассеяния холодных нейтронов. К сожалению, биологическая защита реактора позволяла проводить измерения всего лишь на один угол рассеяния. Необходимость изменения угла рассеяния в довольно широком диапазоне при проведении экспериментов по когерентному рассеянию нейтронов потребовала создания новой установки, устраняющей указанный выше недостаток.

б) Установка для измерений когерентного рассеяния медленных нейтронов. В основу ее работы положен так называемый метод "обратной геометрии", в котором энергия нейтронов, падающих на расположенный в экспериментальном зале образец, определяется по времени пролета расстояния замедлитель - образец ($L_1 \approx 10 \text{ м}$), а энергия рассеянных нейтронов определяется полосой пропускания бериллиевого фильтра. При использовании установки с бериллиевым фильтром перед детектором измеряется сечение передачи энергии нейтроном атомам образца (в отличие от предыдущего метода, где изучалось "нагревание" холодных нейтронов). Установка позволяла осуществлять плавное изменение угла рассеяния нейтронов в пределах от 3° до 90° . Коллимация пучка варьировалась в зависимости от угла рассеяния и составляла 1° при малых углах рассеяния и 5° - при больших. В качестве детектора, расположенного на расстоянии $1+3 \text{ м}$ от образца, использовался сцинтилляционный детектор площадью 150 см^2 . Для избежания весьма существенного при измерениях на ма-

лые углы рассеяния на воздухе все пролетное расстояние от замедлителя до детектора (в том числе и месторасположение образца) вакуумировалось.

Установка позволяла получать экспериментальные данные по рассеянию нейтронов в свинце при относительно малых значениях переданного системе импульса κ ($\kappa < 2\text{Å}^{-1}$). Экспериментальные результаты в области больших значений κ ($\kappa > 2\text{Å}^{-1}$) были получены на двойном спектрометре медленных нейтронов ^{/2/}.

В качестве монохроматора нейтронов, падающих на образец, служит механический прерыватель, вращающийся синхронно с диском реактора с заданным сдвигом фазы. В зависимости от величины сдвига фазы по отношению к моменту импульса мощности реактора ротор прерывателя пропускает нейтроны определенной энергии E_0 (при проведении экспериментов со свинцом E_0 составляла 15,2 мэв). Спектры нейтронов, рассеянных на угол $37,5^\circ$, измерялись на пролетной базе длиной 5,5 м; при углах рассеяния 45° , 84° , 96° , 109° и 121° использовалась пролетная база длиной 10,67 м.

В третьей главе диссертации описываются экспериментальные результаты по квазиупругому рассеянию нейтронов в воде и проводится их обсуждение. К началу проведения данных исследований был выполнен ряд работ по рассеянию холодных нейтронов в воде ^{/3/}, в которых были получены крайне противоречивые результаты относительно величины уширения квазиупругого пика. В связи с этим представлялось весьма интересным проведение исследований квазиупругого рассеяния нейтронов в воде с разрешающей способностью ($\Delta E/E \approx 6 \cdot 10^{-3}$) заметно лучшей, чем предельное разрешение $\Delta E/E \approx 4 \cdot 10^{-2}$, достигнутое в предыдущих работах.

Измерения с водой проводились в интервале температур от -3°C до $+60^\circ\text{C}$. Для уменьшения многократного рассеяния исследования в основном выполнялись на образце воды толщи-

ной 0,2 мм (пропускание образца $\geq 0,9$). Результаты измерений после вычитания фона, измеренного при помещении пустого контейнера в пучок холодных нейтронов, приводились к постоянной эффективности детектора и исправлялись на пропускание 6-миллиметрового слоя алюминия, находившегося на пути рассеянного пучка, и на ослабление пучка в воздухе (на пролетной базе участок длиной 5 м не был вакуумирован).

В модели непрерывной диффузии молекул жидкости пик квазиупругого рассеяния моноэнергетических нейтронов имеет лоренцеву форму с полушириной.

$$\Delta E = 2h\kappa^2 D, \quad (1)$$

где D — коэффициент самодиффузии молекул воды. В модели скачкообразной диффузии квазиупругий пик также обладает лоренцевой формой при условии, что время скачка τ_1 много меньше времени колебательного движения τ_0 . В этом случае, если средний квадрат смещения за время τ_1 много больше среднего квадрата отклонения молекулы от положения равновесия,

$$\Delta E = \frac{2h}{\tau_0} \left(1 - \frac{e^{-2W}}{1 + \kappa^2 D \tau_0} \right), \quad (2)$$

где $2W$ — дебай-валеровский фактор.

При ступенчатой форме падающего нейтронного спектра [$\Phi(E) = 0$ для $E > E_0$; $\Phi(E)dE \approx E dE$ для $E \leq E_0$] квазиупругое рассеяние приводит к размытию границы спектра. Показано, что при предположении лоренцевой формы линии уширение бериллиевой границы связано с полушириной ΔE соотношением

$$\Delta E = \frac{8E_0}{\pi} \frac{1}{t_0/\Delta t + 5}, \quad (3)$$

где t_0 - время пролета, соответствующее энергии E_0 бериллиевой границы, Δt - полуширина границы в шкале времени пролета. С учетом аппаратного разрешения Δt вычислялось по формуле

$$\Delta t = \sqrt{(\Delta t_{\text{H}_2\text{O}})^2 - (\Delta t_{\text{ванад.}})^2},$$

где $\Delta t_{\text{H}_2\text{O}}$ и $\Delta t_{\text{ванад.}}$ - полуширина для воды и ванадия соответственно.

Отмечается, что основная ошибка в определении величины уширения квазиупругого пика связана со способом отделения квазиупругого рассеяния от подложки, обусловленной неупругим рассеянием. Поскольку подложка слабо меняется с энергией рассеянных нейтронов, мы принимали ее постоянной в области бериллиевой границы. Рассмотренные в диссертации другие способы выделения квазиупругого пика приводили к изменению $\Delta t_{\text{H}_2\text{O}}$ не более чем на 25%.

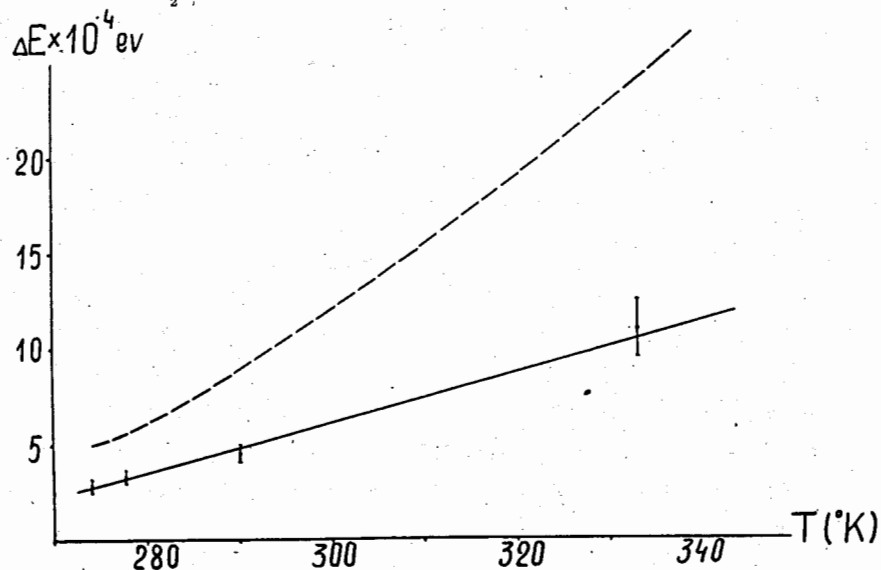


Рис.1. Температурная зависимость полуширины квазиупругого пика для воды. Сплошная кривая - экспериментальные данные; пунктирная - расчет по модели непрерывной диффузии.

На рис. 1 приведены экспериментальные значения ΔE для воды в зависимости от температуры образца, полученные из измерений рассеяния нейтронов на угол $\theta = 75^\circ$ ($\kappa^2 = 3,7 \text{ \AA}^{-2}$). На этом же рисунке пунктиром нанесены значения ΔE , рассчитанные по формуле непрерывной диффузии (1) на основе значений D , измеренных методом спинового эха [4]. Как видно из рис. 1, экспериментальные значения ΔE примерно в 2 раза меньше ожидаемых из модели непрерывной диффузии во всем исследованном температурном диапазоне.

Уменьшение ΔE по сравнению со значением, даваемым (1), можно объяснить скачкообразным механизмом диффузии в воде. В приведенной ниже таблице представлены значения среднего времени колебательного движения молекул воды τ_0 в зависимости от температуры, рассчитанные по формуле (2) при использовании экспериментальных значений ΔE . В последней колонке таблицы даются значения средней длины скачка \bar{l} , полученные при предположении $\tau_1 = 0$ из соотношения $\bar{l}^2 = 6D\tau_0$.

T °K	$\tau_0 \times 10^{12}$ сек	$\bar{l} \times 10^8$ см
274	3	1,4
277	2,5	1,4
290	1,9	1,5
313	1,1	1,5
333	0,8	1,5

Средняя длина скачка \bar{l} оказывается не зависящей от температуры образца и составляет примерно половину среднего расстояния между молекулами воды. Из зависимости τ_0 от температуры определена энергия активации диффузионного скачка $E_{\text{акт.}}$ ($E_{\text{акт.}} = 3,5 \pm 0,8$ ккал/моль).

В четвертой главе диссертации приводятся экспериментальные результаты по когерентному рассеянию медленных нейтронов в жидком свинце и проводится их сравнение с различны-

ми теоретическими моделями. Выбор свинца в качестве объекта исследований вызван следующими причинами: во-первых, свинец рассеивает нейтроны почти полностью когерентно (сечение некогерентного рассеяния, по крайней мере, в 1000 раз меньше сечения когерентного рассеяния); во-вторых, твердый свинец обладает очень простой кристаллографической структурой (кубической), так что он имеет только акустические ветви колебаний, что существенно упрощает анализ полученных результатов.

Измерения проводились при температурах образца 20°C, 290°C и 350°C (температура плавления свинца - 327°C). Толщина образца варьировалась от 5 до 20 мм. Для изучения влияния многократного рассеяния серия измерений была проделана на образце, который состоял из ячеек свинца размером 5x5x5 мм³, разделенных между собой перегородками из сильно поглощающего материала (кадмий в алюминиевом кожухе).

Отмечается, что счет в канале временного анализатора шириной dt от свинца N после вычитания фоновых измерений от пустого контейнера определяется в установках по методу времени пролета с фильтром перед детектором в довольно хорошем приближении следующим выражением:

$$N = K dt \int_0^{\infty} \int_0^{E_0} dE dE' \Phi(E) \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \psi(E') \epsilon(E') \delta\left(t - \frac{\alpha L_1}{\sqrt{E}} - \frac{\alpha L_2}{\sqrt{E'}}\right) \quad (4)$$

где E и E' - энергия падающего и рассеянного нейтронов, $\Phi(E)$ - спектр нейтронов, падающих на образец; $d^2\sigma/d\Omega dE'$ - дважды дифференциальное сечение рассеяния нейтронов на образце; $\psi(E')$ - функция пропускания холодных нейтронов бериллиевым фильтром; $\epsilon(E')$ - эффективность детектора, $\delta\left(t - \frac{\alpha L_1}{\sqrt{E}} - \frac{\alpha L_2}{\sqrt{E'}}\right)$ - условие регистрации нейтрона в момент t, $\alpha = \sqrt{\frac{2m}{\hbar}}$; m - масса нейтрона; L₁ и L₂ - расстояния от замедлителя до образца и от образца до детектора; K - некоторый параметр установки, определяемый из калибровочных

измерений с ванадием; E₀ - максимальная энергия нейтронов, пропускаемых бериллиевым фильтром. (При работе на двойном спектрометре счет в канале временного анализатора определяется аналогичным выражением). Вследствие трудности извлечения величин $d^2\sigma/d\Omega dE'$ из экспериментальных скоростей счета N, последние сравнивали с абсолютными величинами, рассчитанными по формуле (4), используя теоретические выражения для $d^2\sigma/d\Omega dE'$ и экспериментально определенные значения $\Phi(E)$, $\psi(E')$ и $\epsilon(E')$.

Из экспериментальных данных вычитался вклад многофононных и многократных процессов. Многофононное рассеяние рассчитывалось в дебаевском некогерентном приближении согласно разложению Шеландера^{/5/}. Вклад многократного рассеяния определялся по методу, предложенному Кокиным^{/8/}, с учетом конечных размеров образца. Результаты расчетов показывают, что с ростом κ резко возрастает вклад многофононных процессов в общую картину рассеяния, так что при больших κω многофононное рассеяние становится доминирующим. Поведение многократных процессов диаметрально противоположно. При малых углах рассеяния практически все квазиупругое рассеяние в жидком свинце обусловлено многократным рассеянием.

На рис. 2 представлены в пространстве переменных ω и κ положения всех неупругих максимумов, проявившихся в спектрах нейтронов, рассеянных твердым и жидким свинцом. В области 0,8 Å⁻¹ < κ < 3 Å⁻¹ данные разбиваются на 2 группы, что указывает на наличие в жидком свинце двух типов коллективных возбуждений, характеризующихся своими дисперсионными соотношениями. По аналогии с твердым свинцом эти возбуждения можно интерпретировать как продольные и поперечные колебания в жидком свинце, причем время жизни этих высокочастотных возбуждений (ω ≈ 11·10¹² рад.сек⁻¹, κ ≈ 1 Å⁻¹) оказывается очень малым (Δt ≈ 1,3·10⁻¹³ сек). Кривая дисперсии поперечных колебаний в жидком свинце лежит заметно ниже аналогичной кривой в поликристалле, в то время как

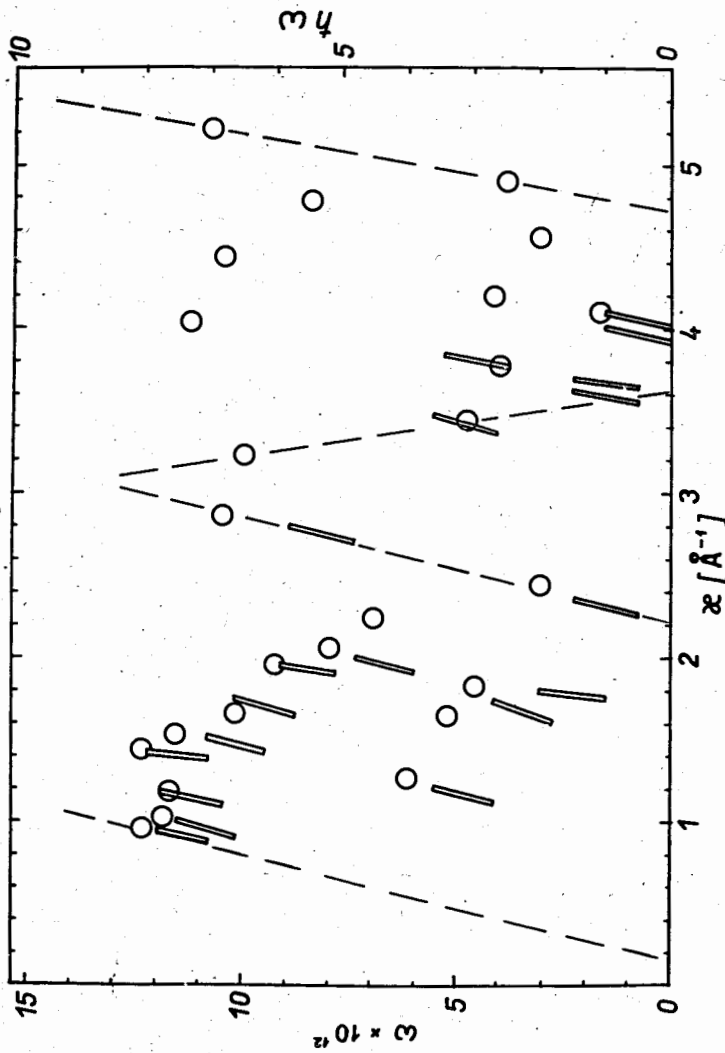


Рис.2. Дисперсионные кривые для твердого и жидкого свинца. \circ - $T = 290^\circ\text{C}$; \bigcirc - $T = 350^\circ\text{C}$. Пунктирные линии показывают пределы областей измерений. По оси ординат даны значения ω в рад.сек $^{-1}$ и $\hbar\omega$ в эв.

кривые дисперсии продольных колебаний близки друг к другу в обоих фазах. Из-за многофононного рассеяния не удалось сделать какого-либо вывода о поведении дисперсионной кривой для продольных колебаний в жидком свинце в области больших значений κ ($\kappa > 3\text{\AA}^{-1}$).

Проведено сравнение экспериментальных результатов с поликристаллической моделью жидкости Игельстаффа /3/, предполагающей, что однофононное когерентное рассеяние нейтронов в жидкости можно описать таким же способом, как и от поликристалла, если заменить дискретные векторы обратной решетки на структурный фактор жидкости $S(\kappa)$. При расчете использовалось упрощающее предположение о существовании чисто продольной и двух вырожденных чисто поперечных ветвей колебаний. Принималось, что спектр частот $Z(\omega)_L$ для продольных колебаний в жидком свинце тот же, что и в твердом свинце, в то время как вид спектра частот $Z(\omega)_T$ для поперечных колебаний в жидком свинце подбирался для получения удовлетворительного согласия эксперимента с моделью (рис. 3).

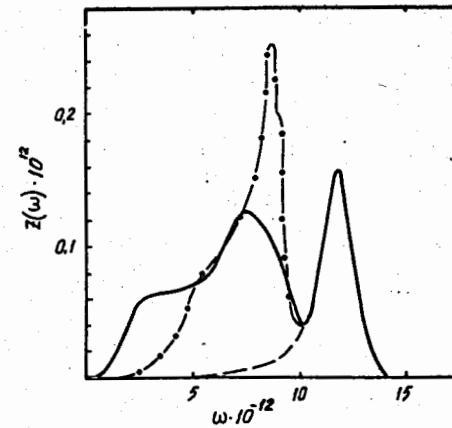


Рис.3. Спектры частот $Z(\omega)_L$ и $Z(\omega)_T$ для жидкого свинца, использованные в расчетах по поликристаллической модели (сплошная линия). Штрих-пунктирной линией показан спектр частот $Z(\omega)_T$ для твердого свинца при комнатной температуре. Пунктирной линией показана низкочастотная часть $Z(\omega)_L$. По оси ординат даны значения $Z(\omega)$ в сек.рад $^{-1}$; по оси абсцисс - значения ω в рад.сек $^{-1}$.

Несмотря на очень грубые предположения, поликристаллическая модель удовлетворительно описывает основные особенности картины рассеяния при $\kappa > 1,5 \text{ \AA}^{-1}$. Однако модель совершенно не объясняет экспериментальных результатов в области малых значений κ ($\kappa < 1,5 \text{ \AA}^{-1}$). Ожидаемая из модели интенсивность рассеянных нейтронов с уменьшением κ все сильнее отклоняется от экспериментально наблюдаемой, и при $\kappa \approx 1 \text{ \AA}^{-1}$ составляет всего $\approx 1/30$ от реальной интенсивности рассеянных нейтронов, что явно указывает на существование некоторого предела применимости использованной модели.

Поскольку поликристаллическая модель не описывает экспериментальных результатов в области малых κ , было проведено сравнение полученных данных с гидродинамической моделью [7]. При интерпретации результатов по рассеянию нейтронов, где мы имеем дело с довольно быстро изменяющимися в пространстве и времени флуктуациями плотности ($\omega \approx 10^{12} \text{ рад.сек}^{-1}$), согласно релаксационной теории распространения звука [8] необходимо учитывать зависимость коэффициентов сдвиговой η и объемной η' вязкостей и теплопроводности λ от частоты ω . Предполагая, что времена релаксации η и η' в жидком свинце совпадают, расчет проводился при следующей зависимости коэффициента поглощения звука Γ от частоты

$$\Gamma(\omega) = \frac{1}{\rho} \frac{\eta' + 4/3 \eta}{1 + \omega^2 \tau^2} + \left(\frac{c_p}{c_v} - 1 \right) c_0^2 \frac{D_T \kappa^2}{\omega^2 + (D_T \kappa^2)^2}, \quad (5)$$

где ρ - плотность свинца, τ - время релаксации η и η' ; c_v и c_p - удельные теплоемкости при постоянном объеме и давлении; $D_T = \frac{\lambda}{c_0 \rho}$; c_0 - скорость звука при $\omega \tau \ll 1$. В области $\kappa \approx 1 \text{ \AA}^{-1}$ гидродинамическая модель при $\tau = (4+2) \cdot 10^{-13}$ сек гораздо лучше описывает экспериментальные результаты, чем модель поликристалла. Однако резкое отличие расчета от эксперимента с увеличением κ показывает, что учет в модели зависимости кинетических коэффициентов только от частоты недостаточен для $\kappa > 1 \text{ \AA}^{-1}$.

Условие применимости классической гидродинамической трактовки требует, чтобы временная шкала рассматриваемых процессов ($\frac{1}{c \kappa}$ для распространения звука и $1/D_T \kappa^2$ для теплопроводности) была много больше времени релаксации τ , т.е. $1/c \kappa \gg \tau$; $1/D_T \kappa^2 \gg \tau$. При увеличении κ ($\frac{1}{c \kappa} \ll \tau$) существующий в жидкости локальный порядок как бы "замораживается" в течение рассматриваемого времени, и жидкость, согласно [9], ведет себя подобно твердому телу. Полученные экспериментальные результаты и их сравнение с теоретическими моделями подтверждают эти утверждения. Определенное время релаксации $\tau = (4+2) \cdot 10^{-13}$ сек показывает, что при $\kappa > 1,5 \text{ \AA}^{-1}$ условие $\frac{1}{c \kappa} \ll \tau$ хорошо выполняется, и в этом случае поликристаллическая модель жидкости успешно описывает результаты эксперимента. При уменьшении κ приближаемся к переходной области $\frac{1}{c \kappa} \approx \tau$, где не справедливы ни поликристаллический, ни гидродинамический подходы, и данные эксперимента не описываются использованными моделями. Применительно к жидкому свинцу переход к чисто гидродинамическому описанию ожидается при $\kappa \lesssim 10^{-10} \text{ \AA}^{-1}$.

Итоги проведенных исследований сводятся к следующим основным моментам:

1. На базе импульсного реактора на быстрых нейтронах созданы установки для изучения динамики вещества методом неупругого рассеяния медленных нейтронов.
2. Проведены измерения неупругого рассеяния нейтронов в воде и жидком свинце.
3. Из анализа полученных данных по некогерентному квазиупругому рассеянию нейтронов в воде установлено, что скачкообразный механизм диффузии является доминирующим процессом диффузии в воде в области температур от 1°C до 60°C .
4. Определены значения средней длины скачка и среднего времени "оседлой" жизни молекулы воды в зависимости от температуры.
5. Из анализа полученных данных по когерентному рассеянию нейтронов в жидком свинце установлено наличие двух

типов высокочастотных коллективных возбуждений, характеризующихся дисперсионными соотношениями, аналогичными законам дисперсии продольных и поперечных колебаний в твердом свинце.

6. Получена оценка времени релаксации объемной и сдвиговой вязкостей в жидком свинце.

7. Проведено сравнение экспериментальных результатов с поликристаллической моделью жидкости и гидродинамической моделью, учитывающей зависимость кинетических коэффициентов от частоты, и указаны их пределы применимости.

Основные результаты, полученные в диссертации, докладывались на ряде симпозиумов МАГАТЭ (1962, 1964, 1966 гг.), рабочих совещаниях по физике медленных нейтронов в Дубне (1961, 1964 гг.) и опубликованы в трудах указанных совещаний и научных журналах.

1. В.В. Голиков, Ф.Л. Шапиро, А. Шкатула, Е. Яник. Материалы рабочего совещания по физике медленных нейтронов. Дубна, 184 (1962).
2. А. Байорек, В.В. Голиков, И. Жуковская, Ф.Л. Шапиро, А. Шкатула, Е. Яник. Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids, Vienna 1, 383 (1963).
3. В.В. Голиков, И. Жуковская, Ф.Л. Шапиро, А. Шкатула, Е. Яник. Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids, Vienna, 2, 201 (1965).
4. В.В. Голиков, Ф.Л. Шапиро, А. Шкатула, Е. Яник. Inelastic Scattering of Neutr. in Sol. and Liq., Vienna, 1, 119 (1963).
5. В.В. Голиков, Ф.Л. Шапиро, А. Шкатула. ПТЭ, 1,62 (1966).
6. V.V.Golikov, Z.A.Kozlov, F.L.Shapiro. Research Applications of Nucl. Pulsed Syst., Vienna, 161 (1967).
7. В.В. Голиков, Ж.А. Козлов. Препринт ОИЯИ Р14-4355 (1969).

Л и т е р а т у р а

1. L.Van Hove, Phys. Rev., 95, 249 (1954); Physica 24, 404 (1958).
2. V.G.Liforov, M.N.Nikolaev, A.G.Novikov et al., Research Applications of Nuclear Pulsed Systems, Vienna, 196 (1967).
3. Thermal Neutron Scattering, edited by P.A.Egelstaff, Academic Press (London) 1965.
4. J.H.Simpson, H.Y.Carr. Phys. Rev., III, 1201 (1958).
5. A.Sjölander, Arkiv Physik 14, 315 (1958).
6. S.J.Cocking, AERE - R5867 (1968).
7. L.P.Kadanoff, P.C.Martin, Ann. of Physics 24 419 (1963); M.Nelkin, Van Leewen, S.Yip, Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids, Vienna (1965) 2, 35.
8. И.Л. Фабелинский. "Молекулярное рассеяние света". Изд-во "Наука" 1965.
9. Я.И. Френкель. "Кинетическая теория жидкостей". Собр. избр. трудов, т.3, Изд-во АН СССР, 1959; Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц "Механика сплошных сред", Гостехиздат, М., (1953).

Рукопись поступила в издательский отдел
10 апреля 1969 года.