

Г-604

2/4-1969

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P14 - 4355



В.В.Голиков, Ж.А.Козлов

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

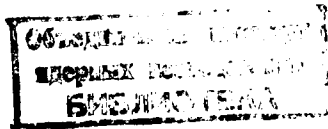
КОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ
МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ЖИДКИМ СВИНЦОМ

1969

P14 - 4355

В.В.Голиков, Ж.А.Козлов

КОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ
МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ЖИДКИМ СЗИНЦОМ



1. В в е д е н и е

В настоящее время для жидкого состояния вещества пространственно-временные корреляции атомов могут быть строго описаны только для двух предельных областей пространства и времени: для очень малых времен и расстояний, где жидкость ведет себя подобно газу, и для очень больших времен и расстояний, где имеют силу уравнения гидродинамики. В промежуточной же области существуют лишь попытки описания поведения атомов, основанные на модельных представлениях, требующих экспериментальной проверки. Наиболее удобным средством для такой проверки является неупругое рассеяние нейтронов, в принципе позволяющее получить полную информацию о пространственно-временных корреляциях атомов в жидкости.

Существующие теоретические работы по коллективным движениям атомов в простых жидкостях в основном исходят из двух следующих феноменологических модельных представлений. С одной стороны, развиваются идеи обобщения низкочастотной гидродинамической теории на возмущения, довольно быстро изменяющиеся в пространстве и времени, путем введения частотной зависимости кинетических коэффициентов и дисперсионных эффектов в скорость звука^{/1-3/}. Это путь оказался успешным при объяснении характера распространения звуковых волн высокой частоты ($\omega \approx 10^{10}$ сек⁻¹), проявляющихся в мандельштам-бриллюэновском рассеянии света^{/3/}. С другой стороны, проведенные за последнее время эксперименты по когерентному рассеянию медленных нейтронов в простых жидкостях (инертные газы и жидкие металлы) показали большое сходство между твердым и жидким состояниями вещества и послужили опорой для

ряда квазикристаллических моделей жидкости^{/4-5/} (в частности, в ряде жидкостей был определен характер зависимости частоты коллективных возбуждений от величины переданного импульса κ в области крайне высоких частот ($\omega \geq 10^{12}$ сек⁻¹)^{/6-9/}).

В связи с этим представляет значительный интерес проведение экспериментов по когерентному неупругому рассеянию нейтронов в простых жидкостях в возможно большем диапазоне изменения величин ω и κ как с целью определения пределов применимости гидродинамического описания (область малых значений κ), так и для выяснения особенностей поведения коллективных возбуждений в жидкостях в области больших значений κ .

В настоящей работе обсуждаются экспериментальные данные по когерентному рассеянию медленных нейтронов твердым и жидким свинцом в диапазоне изменения κ ($0,8 + 5$) Å^{-1} , полученные на импульсном реакторе ИБР. Выбор свинца в качестве объекта исследований связан с рядом обстоятельств: 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; в-третьих, свойства свинца довольно хорошо изучены при помощи различных методов исследований.

2. Детали эксперимента

Основная часть экспериментальных данных в области малых значений κ получена на установке по методу времени пролета с фильтром перед детектором, схема которой приведена на рис. 1. Энергия нейтронов, падающих на образец (5), определялась по времени пролета расстояния замедлитель (1) - образец ($L_1 \approx 10$ м). Энергия рассеянных нейтронов, регистрируемых детектором, задавалась полосой пропускания бериллиевого фильтра ($E \leq 5,2$ мэв). Бериллиевый фильтр охлаждался до температуры жидкого азота и имел размеры $10 \times 10 \times 24$ см³. В качестве детек-

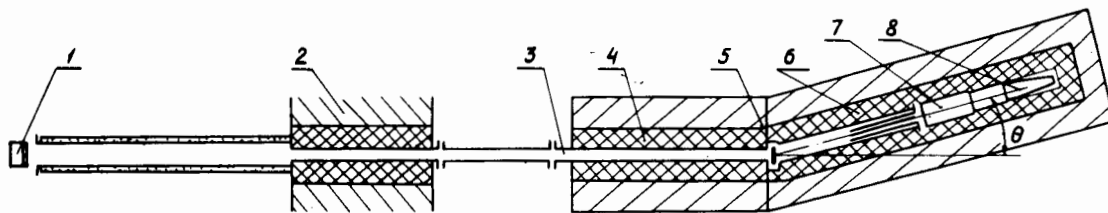


Рис. 1. Схема установки по рассеянию нейтронов на малые углы. 1 - активная зона реактора с замедлителем; 2 - биологическая защита реактора; 3 - вакуумные нейтронотводы; 4 - защита из парафина с бором; 5 - образец; 6 - соллеровский коллиматор; 7 - бериллиевый фильтр; 8 - детектор.

тора, расположенного на расстоянии ≈ 3 м от образца, использовался сцинтилляционный детектор, изготовленный на основе смеси $ZnS(Ag) + B^{10}$, площадью 150 см^2 .

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. Образец помещался в контейнер из алюминия с толщиной стенки ≈ 1 мм и представлял собой пластину площадью $10 \times 10 \text{ см}^2$. При проведении измерений рассеяния на малые углы образец располагался перпендикулярно рассеянному пучку нейтронов. 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 $5 \times 5 \times 5 \text{ мм}^3$, разделенных между собой перегородками из сильно поглощающего материала (кадмий в алюминиевом кожухе). Нагрев образца осуществлялся электропечью, детали которой не находились в пучке нейтронов и дополнительно экранировались поглощающим нейтроны материалом. Измерения были проведены при температурах образца 20 , 290 и 350°C . Уровень фона определялся путем измерения рассеяния от пустого контейнера, находящегося при соответствующей температуре. Точность поддержания температуры составляла $\pm 5^\circ\text{C}$.

Во избежание весьма существенного при измерениях на малые углы рассеяния на воздухе все пролетное расстояние от замедлителя до детектора (в том числе и месторасположение образца) вакуумировалось.

Экспериментальные результаты в области больших значений переданного импульса k были получены на двойном спектрометре медленных нейтронов/10/. Энергия E_0 падающих на образец нейтронов составляла $15,2$ мэв. Спектры нейтронов, рассеянных на угол $37,5^\circ$, измерялись по методу времени пролета на пролетной базе длиной $5,55$ м; при углах 45 ; 84 ; 96 ; 109 и 121° использовалась пролетная база длиной $10,67$ м. Коллимация пучка при всех углах рассеяния составляла $\approx 3^\circ$.

При всех сериях измерений с жидким свинцом как на установке с фильтром перед детектором, так и на двойном спектрометре проводились измерения рассеяния нейтронов от стандартного образца ванадия с целью

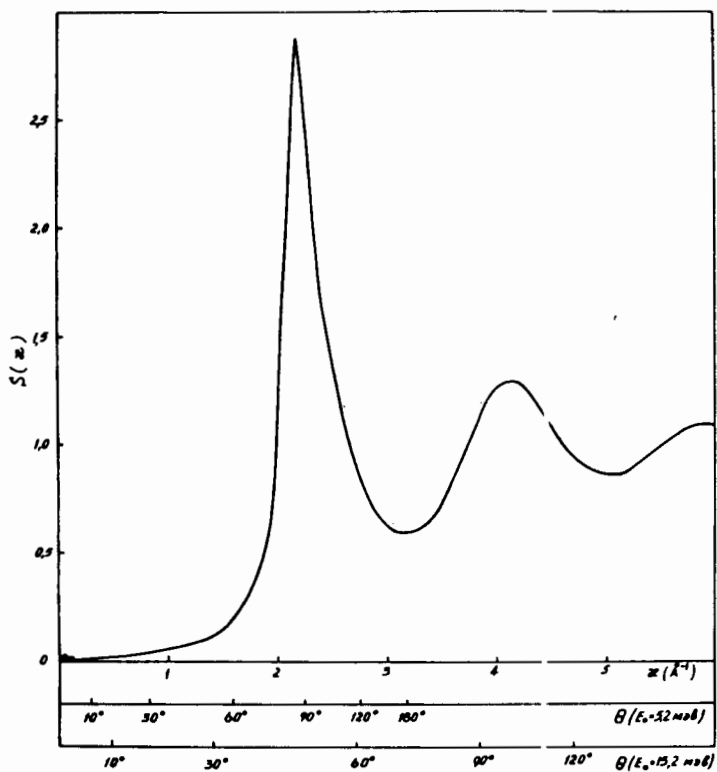


Рис. 2. Структурный фактор $S(k)$ для жидкого свинца. Стрелкой указано предельное значение $S(k)$ при $k \rightarrow 0$.

нормировки различных серий измерений и определения абсолютных величин сечения рассеяния.

3. Экспериментальные данные и их обработка

Прежде чем переходить к изложению полученных результатов, обратим внимание на принципиальную трудность, возникающую при проведении экспериментов по когерентному рассеянию нейтронов при малых значениях κ . Полная интенсивность рассеянных нейтронов J пропорциональна следующему выражению:

$$J \approx (\sigma_{\text{неког.}} \int_{-\infty}^{\infty} S_{\text{неког.}}(\kappa, \omega) d\omega + \sigma_{\text{ког.}} \int_{-\infty}^{\infty} S_{\text{ког.}}(\kappa, \omega) d\omega) = \sigma_{\text{неког.}} + \sigma_{\text{ког.}} S(\kappa), \quad (1)$$

где $\sigma_{\text{неког.}}$ и $\sigma_{\text{ког.}}$ - сечения некогерентного и когерентного рассеяния соответственно; $S(\kappa)$ - структурный фактор исследуемого вещества.

В случае свинца величина $\sigma_{\text{неког.}}$ пренебрежимо мала ($\sigma_{\text{неког.}} \approx 3 \cdot 10^{-3}$ барна), и, таким образом, полная интенсивность рассеянных нейтронов определяется структурным фактором $S(\kappa)$. В жидком свинце $S(\kappa)$ принимает очень малое значение при $\kappa < 1,5^0 \text{ \AA}^{-1/11/}$ (рис. 2), что приводит к крайне низким скоростям счёта при измерениях и к необходимости корректного учёта различных факторов, способных исказить полученные результаты (в особенности многократного рассеяния).

Характерные картины спектров нейтронов, рассеянных твердым и жидким свинцом, приведены на рис. 3 (а,б,в) и 4 (а,б). Из данных вычтен фон, величина и форма которого показана штрих-пунктирной линией для угла рассеяния $\theta = 13^0$ (рис. 4а). Характер спектров существенно зависит от угла рассеяния или от величины κ . С одной стороны, при больших значениях κ (рис. 3 а,б,в,) в области неупругого рассеяния в твердом свинце при комнатной температуре проявляется структура, соответствующая испусканию или поглощению в процессе рассеяния нейтроном поперечного и продольного фонона (низкочастотные и высокочастотные максимумы для данного угла рассеяния соответственно). Положение

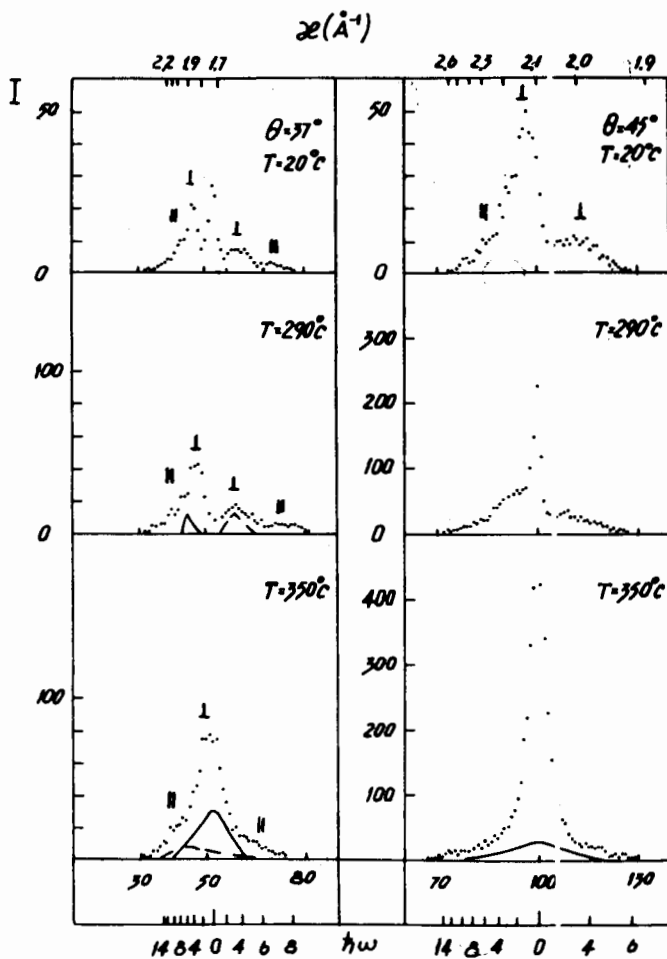


Рис. За. Спектры нейтронов, рассеянных твердым и жидким свинцом, полученные на двойном спектрометре медленных нейтронов. Пунктирная линия - многофононное рассеяние; сплошная - многократное рассеяние; штрих-пунктирная - экспериментальное разрешение. Значками || и \perp указаны положения высокочастотных и низкочастотных максимумов для данного угла рассеяния. Углы рассеяния - 37 и 45°.

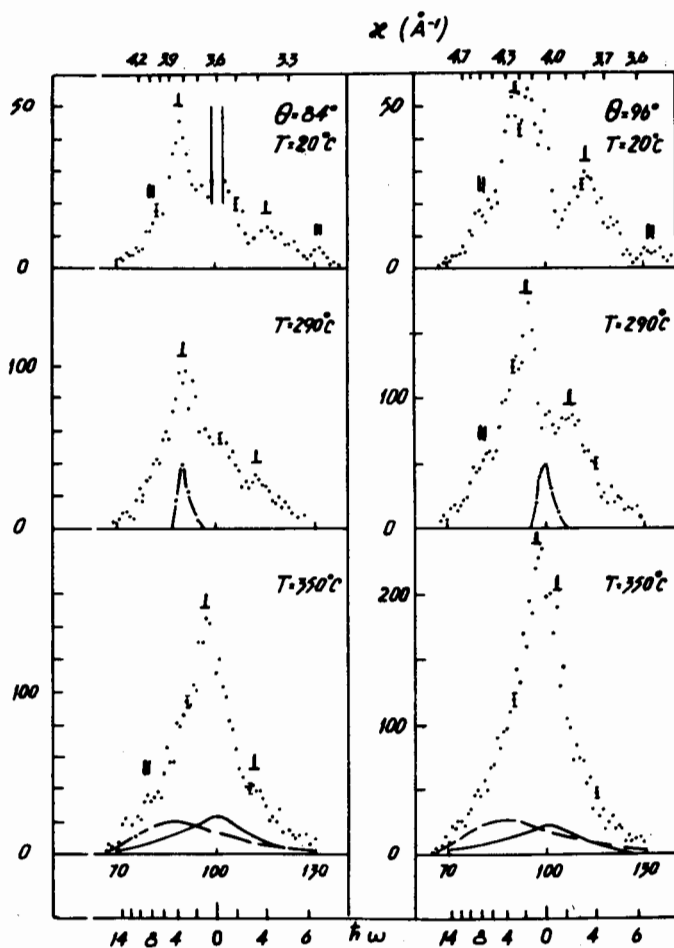


Рис. 36. Спектры нейтронов, рассеянных твердым и жидким свинцом, полученные на двойном спектрометре медленных нейтронов. Пунктирная линия - многофононное рассеяние; сплошная - многократное рассеяние; штрих-пунктирная - экспериментальное разрешение. Вертикальными линиями показано брэгговское рассеяние от алюминиевого контейнера. Значками \parallel и \perp указаны положения высокочастотных и низкочастотных максимумов для данного угла рассеяния. Углы рассеяния 84° и 96° .

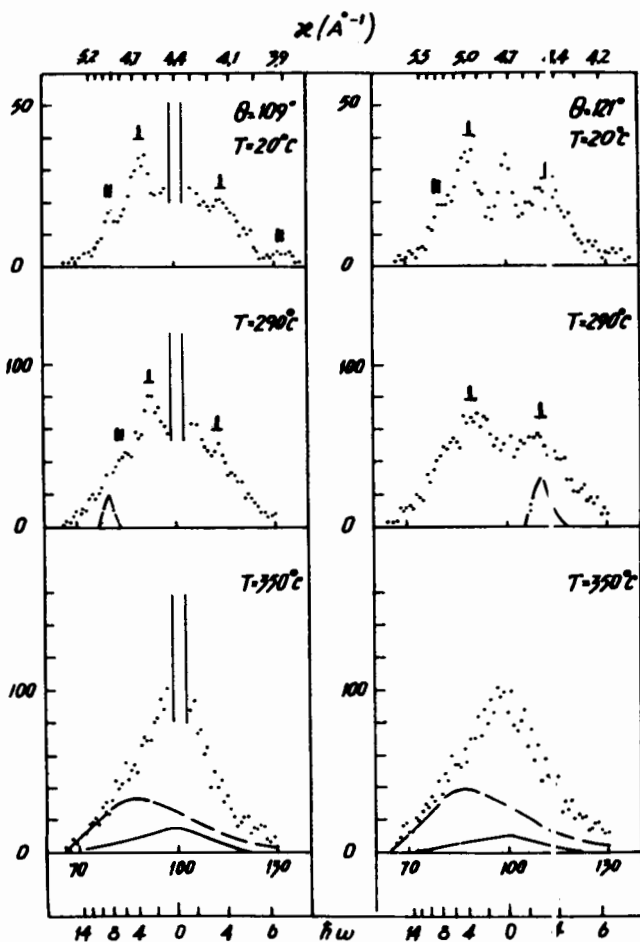


Рис. 3в. Спектры нейтронов, рассеянных твердым и жидким свинцом, полученные на двойном спектрометре медленных нейтронов. Пунктирная линия - многофононное рассеяние; сплошная - многократное рассеяние; штрих-пунктирная - экспериментальное разрешение. Вертикальными линиями показано брэгговское рассеяния от алюминиевого контейнера. Значками || и ⊥ указаны положения высокочастотных и низкочастотных максимумов для данного угла рассеяния. Углы рассеяния 109 и 121°.

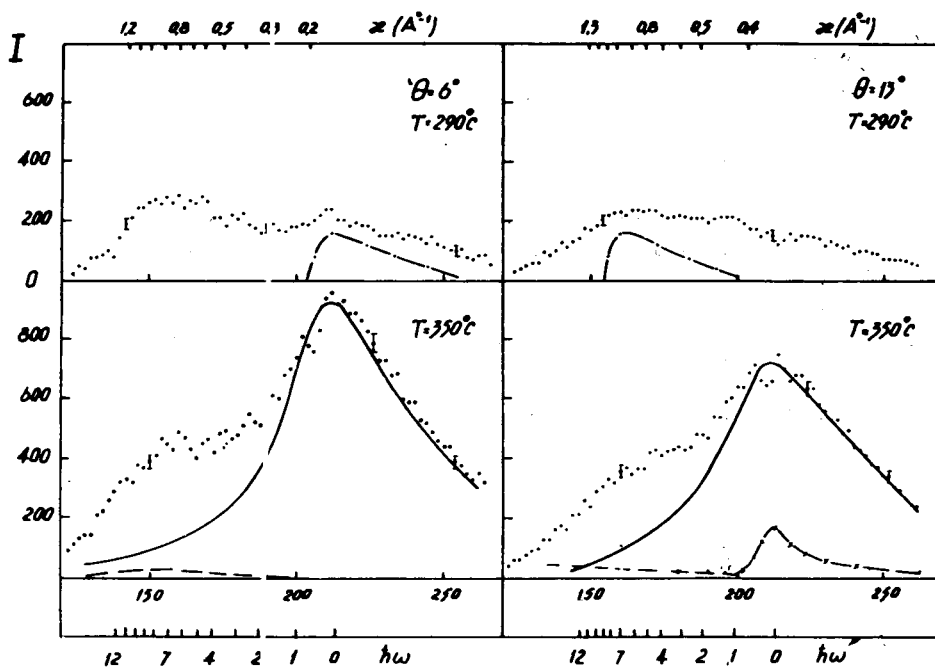


Рис. 4а. Спектры нейтронов, рассеянных твердым и жидким свинцом, полученные на установке по времени пролета с фильтром перед детектором. Из данных вычтен фон, величина и форма которого показан пунктирной линией для угла рассеяния 13° . Для углов рассеяния $6, 20, 35^\circ$ пунктирная линия показывает вклад многофононного рассеяния. Многократное рассеяние дается сплошной линией. Разрешение данной установки показано штрих-пунктирной линией. По оси абсцисс дается время пролета нейтронов (в каналах временного анализатора), изменение энергии нейтронов (в мэв) и изменение импульса (в A^{-1}). Углы рассеяния - 6 и 13° .

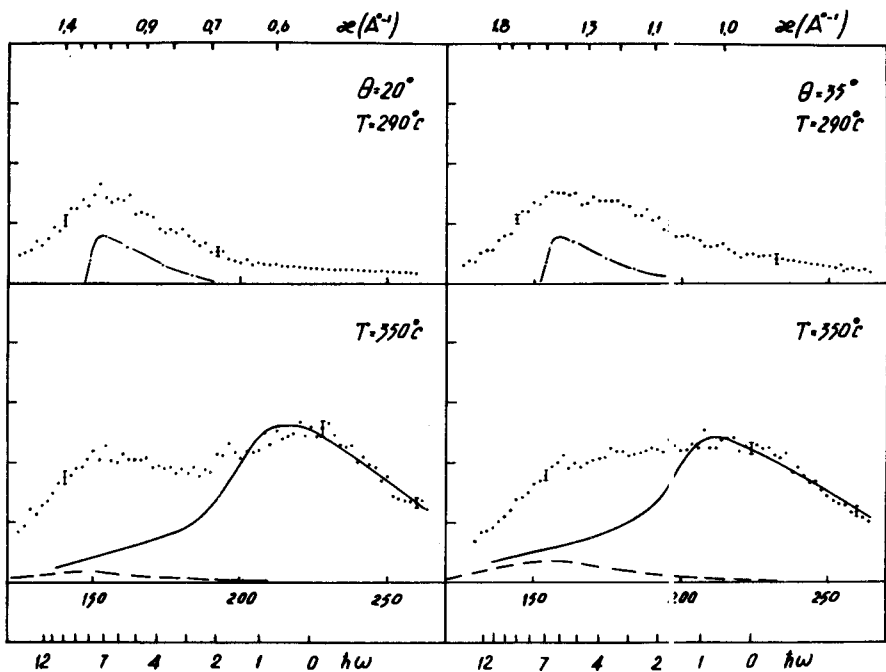


Рис. 46. Спектры нейтронов, рассеянных твердым и жидким свинцом, полученные на установке по времени пролета с фильтром перед детектором. Из данных вычтен фон, величина и форма которого показана пунктирной линией для угла рассеяния 13° . Для углов рассеяния $6, 20, 35^\circ$ пунктирная линия показывает вклад многофононного рассеяния. Многократное рассеяние дается сплошной линией. Разрешение данной установки показано штрих-пунктирной линией. По оси абсцисс дается время пролета нейтронов (в каналах временного анализатора), изменение энергии нейтронов (в мэв) и изменение импульса (в A^{-1}). Углы рассеяния 20 и 35° .

максимумов изменяется при изменении угла рассеяния. С ростом температуры интенсивность рассеянных нейтронов возрастает, одновременно происходит некоторое сглаживание структуры с заметным смещением в сторону меньших энергий максимумов, связанных с поперечными фононами. При переходе через точку плавления наблюдается дальнейшее смещение низкочастотных максимумов и их размытие, так что при больших углах рассеяния $\theta = 10^\circ$ и 121° очень трудно говорить о какой-либо структуре в области неупругого рассеяния в жидком свинце.

С другой стороны, при рассеянии на малые углы (малые κ , рис. 4а) в спектре неупруго рассеянных нейтронов твердым свинцом имеется всего один максимум, который нужно приписать продольным фононам, поскольку величина κ в данном случае соответствует точкам, лежащим внутри первой зоны Бриллюэна и, следовательно, интенсивность рассеяния, связанная с квазипоперечными коллективными возбуждениями, должна быть крайне мала. Переход из одной фазы в другую в этом случае не приводит к значительному изменению формы рассеянного спектра в области неупругого рассеяния. В то же время наблюдается значительная разница в области квазиупругого рассеяния нейтронов твердым и жидким свинцом, проявляющаяся в резком увеличении интенсивности квазиупругого рассеяния при переходе через точку плавления. Резкое увеличение интенсивности квазиупругого рассеяния при $\theta = 45^\circ$ (рис. 3а) связано с приближением κ к значению $\kappa = 2,2 \text{ \AA}^{-1}$, при котором структурный фактор $S(\kappa)$ жидкого свинца проявляет сильный максимум (соответствующий брэгговскому пику от плоскости (III) в твердом свинце).

Ясно, что прямое сравнение теоретических моделей с приведенными экспериментальными данными невозможно, поскольку последние искажены как аппаратными факторами, обусловленными (скажем, в случае работы по методу обратного бериллиевого фильтра) формой падающего на образец спектра нейтронов $\Phi(E)$, функцией пропускания холодных нейтронов фильтром $\Psi(E')$, эффективностью детектора $\epsilon(E')$ и функцией разрешения установки, связанной в основном с немонотонностью регистрируемых нейтронов, а также с возможным вкладом многофононных и многократных процессов.

Можно легко показать, что счёт в канале временного анализатора шириной dt от свинца N_{Pb} после вычитания соответствующих фоновых измерений $N_{фон}$ при учёте нормировочных измерений с ванадием N_V определяется в установках по методу времени пролета с фильтром перед детектором в довольно хорошем приближении следующим выражением:

$$N_{Pb} - N_{фон} = \frac{(TS \cdot \rho \cdot x)_{Pb}}{(TS \cdot \rho x)_V} \cdot \frac{M_V}{M_{Pb}} \cdot \frac{A_{Pb}}{A_V} \cdot \frac{4\pi}{\sigma_V} \cdot \frac{5 dt}{2 E_0^2} \sum (N_V - N_{фон}) \times \quad (2)$$

$$\times \int_0^{\infty} \int_0^{E_0} dE dE' \cdot E \cdot e^{-E/kT_1} \frac{d^2\sigma}{d\Omega \cdot dE'} \cdot \Psi(E') \cdot \epsilon(E') \cdot \delta\left(t - \frac{\alpha L_1}{\sqrt{E}} - \frac{\alpha L_2}{\sqrt{E'}}\right),$$

где ρ и x - плотность и толщина свинца и ванадия, M_{Pb} и M_V - масса атома свинца и ванадия, T и S - время измерений и площадь свинца и ванадия, A_{Pb} и A_V - малые поправки, учитывающие ослабление пучка нейтронов в свинце и ванадии, E и E' - энергия падающего и рассеянного нейтрона, $E \cdot e^{-E/kT_1} = \Phi(E)$, ($kT_1 = 30$ мэв), $\frac{d^2\sigma}{d\Omega \cdot dE'}$ - дважды дифференциальное сечение рассеяния нейтронов на образце, связанное с введенным в формуле (1) законом рассеяния $S(\kappa, \omega)$ соотношением

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega \cdot dE'} = S(\kappa, \omega) \cdot \frac{\sigma}{4\pi h} \sqrt{\frac{E'}{E}},$$

E_0 - максимальная энергия нейтронов, прошедшая через бериллиевый фильтр ($E_0 = 5,2$ мэв), $\delta\left(t - \frac{\alpha L_1}{\sqrt{E}} - \frac{\alpha L_2}{\sqrt{E'}}\right)$ - условие регистрации нейтрона в момент t , $\sum N_V$ - интегральное значение счёта в упругом пике от ванадия, L_1 и L_2 - пролетные расстояния замедлителя до образца и от образца до детектора.

Как следует из приведенного выражения, связь между измеренной величиной $N_{Pb} - N_{фон}$ и $d^2\sigma/d\Omega \cdot dE'$ оказывается очень сложной. Трудность получения в явном виде выражения для $d^2\sigma/d\Omega \cdot dE'$ в конечном счёте связана с тем, что настоящие эксперименты выполнены техникой времени пролета, когда постоянным сохраняется угол рассеяния θ , а κ и ω изменяются одновременно (эта задача значительно облегчается при проведении измерений методом постоянного κ при переменном ω). Поэтому мы предпочли сравнивать непосредственно полученные экспериментальные данные с абсолютными величинами, рассчитанными по формуле (2), используя теоретические выражения $d^2\sigma/d\Omega \cdot dE'$ и экспериментально определенные величины $\Phi(E)$, $\Psi(E')$ и $\epsilon(E')$. При работе на двойном спектрометре счёт в канале временного анализатора N_{Pb} определяется аналогичным выражением:

$$N_{Pb} - N_{фон} = \frac{(T \cdot S \cdot f \cdot x)_{Pb}}{(T \cdot S \cdot \rho \cdot x)_V} \times \frac{M_V}{M_{Pb}} \times \frac{A_{Pb}}{A_V} \times \frac{4\pi}{\sigma_V} \times \frac{dt}{E_2 - E_1} \times \Sigma(N_V - N_{фон}) \times \quad (25)$$

$$\times \int_0^{\infty} \int_{E_1}^{E_2} dE \cdot dE' \cdot \exp \left\{ - \frac{(E - E_0)^2}{2 \delta^2} \right\} \times \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \times \epsilon(E') \times \delta \left(1 - \frac{\alpha L_1}{\sqrt{E}} - \frac{\alpha L_2}{\sqrt{E'}} \right),$$

где E_1 и E_2 - минимальная и максимальная энергия нейтронов, пропускаемая селектором, L_1 и L_2 - расстояния от селектора до образца и от образца до детектора.

а. Многофонное рассеяние

Поскольку измерения были выполнены при высоких температурах по сравнению с дебаэвской температурой свинца ($\theta_D < 100^\circ K$), необходимо из экспериментальных данных вычесть вклад многофонного рассеяния. Многофонные процессы были рассчитаны в дебаэвском некогерентном приближении с использованием разложения^{/12/}. Корректность применения некогерентного приближения для расчёта многофонных процессов при когерентном рассеянии была ранее показана экспериментально^{/13/}. Рас-

чёты выполнены для нескольких значений θ_D по формулам (2) и (2б) при использовании следующего выражения для $(d^2\sigma/d\Omega \cdot dE')_{M\Phi}$:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}\right)_{M\Phi} = \frac{\sigma}{4\pi h} \sqrt{\frac{E}{E'}} \exp\left[-2W - \frac{h(\omega - \omega')}{2kT}\right] \times \sum_{n=2}^5 \frac{(2W)^n}{n!} \bar{G}_n(\omega - \omega'); \quad (3)$$

$$\bar{G}_n(\omega - \omega') = \frac{1,74}{(2\pi n)^{1/2}} \exp\left\{-\frac{3,03}{2n} \left(\frac{\omega - \omega'}{\omega_D}\right)^2\right\}$$

$$h\omega_D = k\theta_D,$$

где $2W$ - дебай-валлеровский фактор, T - температура образца. Абсолютные значения рассчитанной интенсивности и форма кривой существенно зависят от величины θ_D . Наилучшее согласие расчёта с экспериментом получено при $\theta_D \approx 70^\circ\text{K}$ для жидкого свинца и $\theta_D = 80^\circ\text{K}$ для твердого свинца вблизи точки плавления. На рис. 3 и 4 пунктирной линией показан вклад многофононного рассеяния в экспериментальные данные при $T = 350^\circ\text{C}$. Как и следовало ожидать, вклад многофононных процессов незначителен при малых углах рассеяния и существенен при больших.

б) Многократное рассеяние

В последнее время применительно к плоскому образцу разработан способ расчёта многократного рассеяния (как упругого, так и неупругого) при когерентном рассеянии медленных нейтронов с учётом конечных размеров образца^{14/}. При проведении экспериментов с достаточно тонкими образцами ($n\sigma t < 1$) основную часть многократного рассеяния составляет двукратное рассеяние, величина которого определяется выражением:

$$\left(\frac{d^2 \sigma}{d \Omega d E'} \right) = \frac{\sigma^2}{3 \pi h} n t \exp(-n \sigma t \sec \theta) \int_{-\infty}^{\infty} d \omega_1 \int_0^{\pi} d \theta' \sin \theta' J(\theta') F(\theta');$$

$$J(\theta') = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} d \varphi S(\kappa_1, \omega_1) S(\kappa_2, \omega_2)$$

$$F(\theta') = \frac{\sec \theta'}{x + y} \left\{ R' \frac{\exp(x) - 1}{x} - \frac{1 - \exp(-y)}{y} \right\}$$

(4)

$$x = n \sigma_1 t (\sec \theta - \sec \theta'); \quad y = n t (\sigma_0 \sec \theta_0 - \sigma_1 \sec \theta')$$

$$R' = 1 \quad \text{для} \quad \theta' \leq \pi/2; \quad R' = \exp\{-(x + y)\} \quad \text{для} \quad \theta' > \frac{\pi}{2}$$

$$\kappa_n^2 = k_{n-1}^2 + k_n^2 - 2 k_{n-1} k_n \cos \alpha_n$$

$$\cos \alpha_1 = \cos \theta_0 \cos \theta' - \cos \phi \sin \theta_0 \sin \theta'$$

$$\cos \alpha_2 = \cos \theta \cos \theta' + \cos \phi \sin \theta \sin \theta',$$

где $\theta_0, \theta', \theta$ - углы между нормалью к плоскости образца и направлениями падающего однократно и двукратно рассеянных нейтронов соответственно, σ_0 и σ_1 - полное сечение рассеяния для падающего и рассеянного нейтрона; $n t$ - толщина образца, выраженная в ат.см²; $h \omega_1$ и $h \omega_2$ - изменение энергии нейтрона при первом и втором рассеянии ($\omega = \omega_1 + \alpha_2$); κ_1 и κ_2 - изменение импульса нейтрона при первом и втором рассеянии; k_0, k_1, k_2 - волновые векторы падающего, однократно и двукратно рассеянных нейтронов; α_1 и α_2 - первый и второй углы рассеяния нейтрона.

Основная трудность проведения подобных расчётов заключается в необходимости знания закона рассеяния $S(\kappa, \omega)$ в широкой области значений κ и ω . В качестве начального приближения мы использовали значения $S(\kappa, \omega)$ для жидкого свинца из работы^{/6/} и рассчитали вели-

чину многократного рассеяния в указанных данных. Исправленный закон рассеяния $S(\kappa, \omega)$ был использован для расчётов вклада многократного рассеяния в нашем эксперименте. На рис. 3 и 4 сплошной линией показаны результаты расчётов для жидкого свинца. При малых углах рассеяния практически все квазиупругое рассеяние в жидком свинце обусловлено многократным рассеянием. С увеличением угла рассеяния вклад многократных процессов в экспериментальные данные значительно уменьшается.

До проведения изложенного выше расчёта мы, как и ряд других авторов^{/7/}, в одной из ранних работ^{/15/} сделали попытку оценить уровень многократного рассеяния путем проведения экспериментов с различными толщинами образца. На основании того, что результаты слабо менялись при изменении толщины образца, мы сделали ошибочное заключение о том, что вклад многократных процессов в наши данные мал. Проведенные расчёты дают объяснение этому факту, показывая, что при использованных толщинах образцов уровень многократного рассеяния меняется значительно медленнее, чем толщина образца.

Причина значительного вклада многократного рассеяния в полученные экспериментальные данные состоит в том, что, как показано ранее, интенсивность однократно рассеянных нейтронов в случае жидкого свинца очень низка при малых углах рассеяния, и дважды рассеянные нейтроны после первого рассеяния на большой угол могут составить главную часть наблюдаемой на эксперименте интенсивности. Положение ухудшается тем обстоятельством, что размеры образца несмотря на его малую толщину велики, и вероятность двойного рассеяния оказывается значительной, поскольку главный максимум в $S(\kappa)$ при $\kappa = 2,2 \text{ \AA}^{-1}$ соответствует рассеянию холодных нейтронов ($\lambda \approx 4 \text{ \AA}$) на угол $\vartheta = 90^\circ$. Использование ячеистого образца с перегородками из сильно поглощающего материала позволило уменьшить вклад многократного рассеяния примерно в 1,5 раза.

Отсутствие подобного значительного многократного рассеяния при измерениях с твердым свинцом можно объяснить тем, что твердый образец состоит из довольно крупных монокристаллов, и поэтому при рассеянии нейтронов не происходит полного развертывания дебай-шереровского конуса.

Подтверждает это утверждение работа/16/, в которой наблюдались пики упругого многократного рассеяния при прохождении нейтронов через свинец, состоящий из очень мелких зерен.

4. Сравнение с теоретическими моделями и обсуждение полученных результатов

На рис. 5а суммированы в пространстве переменных ω и κ положения всех неупругих максимумов для твердого и жидкого свинца, проявившихся в данном эксперименте после вычитания вкладов многофононного и многократного рассеяния.

В области $0,8 \text{ \AA}^{-1} < \kappa < 3 \text{ \AA}^{-1}$ представленные точки разбиваются на две группы, соответствующие высоко- и низкочастотным максимумам, 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. Заметим, что кривая дисперсии поперечных колебаний в жидком свинце лежит заметно ниже аналогичной кривой в поликристалле, в то время как дисперсионные кривые для продольных колебаний в обоих фазах очень близки друг к другу.

В области больших значений κ ($\kappa > 3 \text{ \AA}^{-1}$) надежность данных о поведении кривых дисперсии (особенно для продольных колебаний) уменьшается по ряду причин: во-первых, с ростом κ резко возрастает вклад многофононных процессов в общую картину рассеяния (рис. 3в), так что при больших ω многофононное рассеяние становится доминирующим; во-вторых, конечное время жизни коллективных возбуждений в жидком свинце приводит к уширению и размазыванию неупругих пиков, что затрудняет их выделение из общей картины рассеяния; в-третьих, недостаточная статистическая точность полученных результатов в этой области ω и κ . Отмеченные обстоятельства не позволили установить характер дисперсионных кривых для продольных колебаний в жидком свинце в области $\kappa > 3 \text{ \AA}^{-1}$

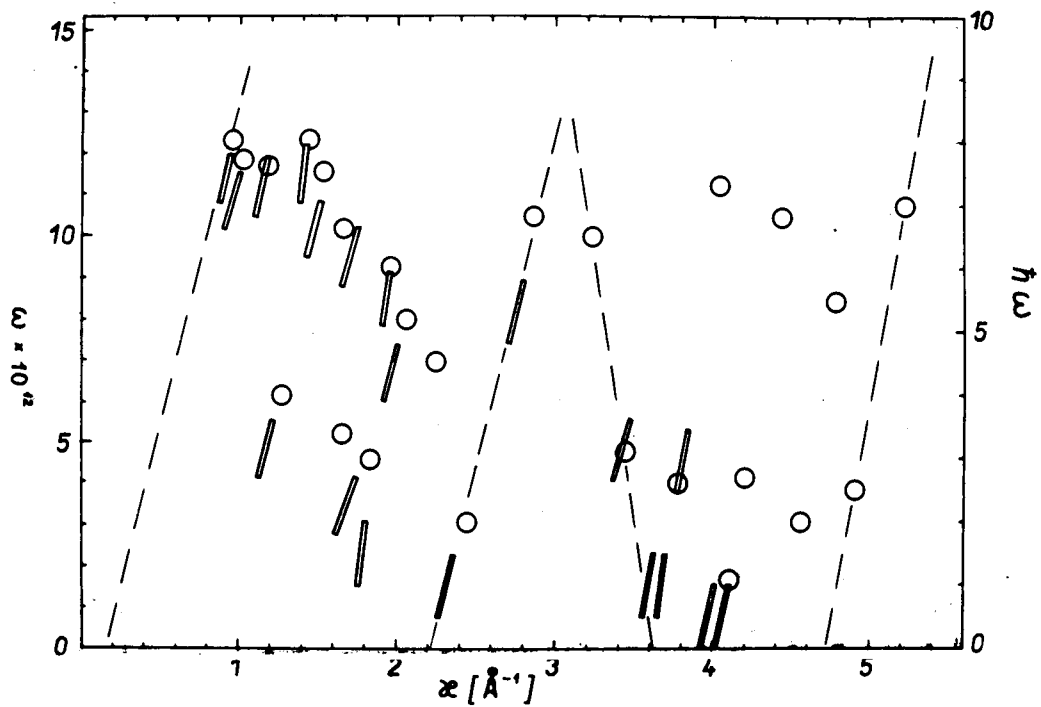


Рис. 5а. Дисперсионные кривые для твердого и жидкого свинца, полученные в данном эксперименте \circ - $T = 290^\circ\text{C}$, \square - $T = 350^\circ\text{C}$. Пунктирные линии показывают пределы областей измерений. По оси ординат даны значения ω - в рад·сек $^{-1}$ и $\hbar\omega$ - в Мэв.

Сравнение полученных нами для жидкого свинца данных с работами [8,6,14] показывает (рис. 5б), что в пределах точности измерений результаты по высокочастотной ветви дисперсионной кривой согласуются друг с другом.

Важным вопросом является величина времени жизни коллективных возбуждений в жидком свинце. К сожалению, мы можем дать такую оценку лишь из данных при малых углах рассеяния, где в картину рассеяния вносят вклад только продольные возбуждения. После учёта экспериментального разрешения полуширина на полувысоте $\Lambda\omega$ пика неупругого рассеяния в жидком свинце при $\theta = 13^\circ$ ($\kappa \approx 1 \text{ \AA}^{-1}$; $\omega \approx 11 \cdot 10^{12} \text{ рад} \cdot \text{сек}^{-1}$) оказалась равной $\approx 4 \cdot 10^{12} \text{ рад} \cdot \text{сек}^{-1}$, что соответствует времени жизни $\Delta t \approx 1,3 \cdot 10^{-13} \text{ сек}$. Для сравнения укажем, что время жизни фонона в твердом свинце при $T = 425^\circ\text{K}$, согласно данным [17], составляет $3 \cdot 10^{-13} \text{ сек}$. При предположении, что время жизни фонона $\approx \frac{1}{T}$, данные, полученные в данном эксперименте для жидкого свинца, находятся в соответствии с результатами измерений на монокристаллах. Таким образом, следует признать, что возможное усреднение продольных дисперсионных кривых по различным направлениям в жидкости не очень сильно изменяет ширину пика неупругого рассеяния.

*а) Сравнение данных с поликристаллической моделью
жидкости*

Изложенные выше результаты являются основанием для применения 'квазифононной' модели жидкости при интерпретации неупругого рассеяния нейтронов в жидком свинце. Поскольку в данном эксперименте наблюдались как продольные, так и поперечные ветви колебаний, целесообразно сравнить полученные результаты с поликристаллической моделью жидкости [4], предполагающей наличие продольных и поперечных коллективных возбуждений.

Основное предположение модели состоит в том, что однофононное когерентное рассеяние нейтронов в жидкости можно описать тем же способом, что и в поликристалле, если заменить дискретные векторы обрат-

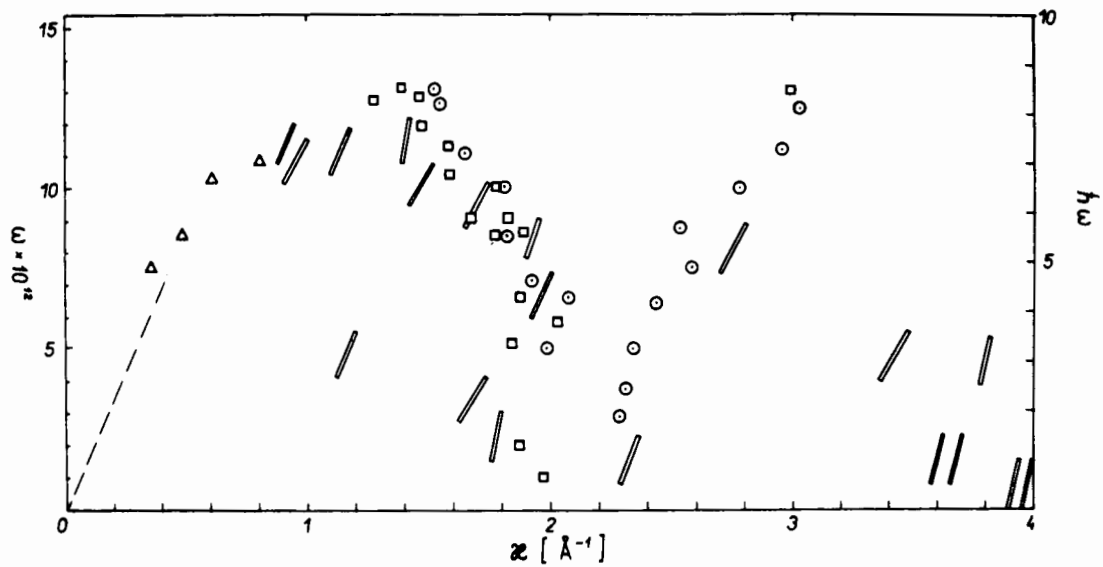


Рис. 56. Сравнение данных по дисперсионным кривым для жидкого свинца, полученных различными авторами ○ - /67/, □ - /77/, Δ - /8/, // - данный эксперимент.

ной решетки на структурный фактор жидкости $S(\kappa)$. Таким образом, $S(\kappa)$ интерпретируется как распределение величин векторов обратной решетки \mathbf{n} , следовательно, волновой вектор фонона в этом случае может иметь свое начало в любой точке обратного пространства. При введении упрощающих предположений о существовании чисто продольной и двух вырожденных чисто поперечных ветвей колебаний выражение для закона рассеяния принимает следующий вид^{/4/}:

$$S(\kappa, \omega) = S_s(\kappa, \omega)_L \times Z_L + S_s(\kappa, \omega)_T \times Z_T \quad (5)$$

Здесь

$$S_s(\kappa, \omega)_{L,T} = \frac{\hbar}{2M} \kappa^2 e^{-2W} \frac{Z(\omega)_{L,T}}{\omega \cdot \sinh \frac{\hbar \omega}{2kT}}$$

$$Z_{L,T} = \frac{1}{2\kappa q_{L,T}} \int_{\kappa - q_{L,T}}^{\kappa + q_{L,T}} d\tau' r' S(r') p(r'),$$

где $q_{L,T}(\omega)$ - импульс продольного и поперечного фонона соответственно, $Z(\omega)_{L,T}$ - функция распределения частот для продольных и поперечных колебаний, $p(r')$ - поляризационный фактор, который для случая продольной и поперечной компонент равен $\cos^2 \theta_L$ и $(1 - \cos^2 \theta_T)$, где

$$\cos^2 \theta_{L,T} = \frac{(\tau')^2 - \kappa^2 - q_{L,T}^2}{2\kappa q_{L,T}} \quad (6)$$

Для проведения сравнения модели с экспериментальными результатами необходимо знать спектры частот продольных $Z(\omega)_L$ и поперечных $Z(\omega)_T$

колебаний в жидком свинце, а также кривые дисперсии для этих возбуждений.

Естественно, что в первую очередь необходимо знать спектр частот $Z(\omega)$ для твердого свинца. В работе/18/ приводится спектр частот $Z(\omega)$, полученный из фононных дисперсионных кривых свинца при комнатной температуре (рис. 6). Сравнение с детальными дисперсионными кривыми свинца/19/ показывает, что высокочастотный пик должен быть преимущественно связан с продольными колебаниями, в то время как низкочастотная часть в основном обусловлена поперечными колебаниями. Такое приближенное разделение сделано на рис. 6. Площади $\int_0^{\infty} Z(\omega) d\omega$ для продольной и поперечной частей находятся в соотношении 1 : 2.

Поскольку дисперсионные кривые для продольных колебаний в жидком и твердом свинце очень близки друг к другу, мы приняли, что в жидкой фазе высокочастотная часть $Z(\omega)_L$ та же, что и в твердом свинце.

Использование подобной процедуры для выбора $Z(\omega)_T$ для жидкого свинца явно непоследовательно, так как экспериментальные данные по дисперсионной кривой для поперечной ветви указывают на смещение $Z(\omega)_T$ в сторону малых частот при переходе через точку плавления. Поэтому была подобрана функция $Z(\omega)_T$ для жидкого свинца, изображенная на рис. 6, которая дает удовлетворительное согласие экспериментальных данных с моделью. Для $\omega > 10 \cdot 10^{12}$ рад·сек⁻¹ $Z(\omega)_T$ по аналогии с твердым свинцом была принята равной нулю. Для выбранных $Z(\omega)_L$ и $Z(\omega)_T$ выполнено известное нормировочное соотношение

$$3/2 \int_0^{\infty} Z(\omega)_T d\omega = 3 \int_0^{\infty} Z(\omega)_L d\omega = 1. \quad (7)$$

При предположении изотропности дисперсионные соотношения для коллективных возбуждений связаны последовательным образом со спектром частот $Z(\omega)$

$$q^3 = \frac{3\pi^2 n}{B} \int_0^{\omega} Z(\omega) d\omega, \quad (8)$$

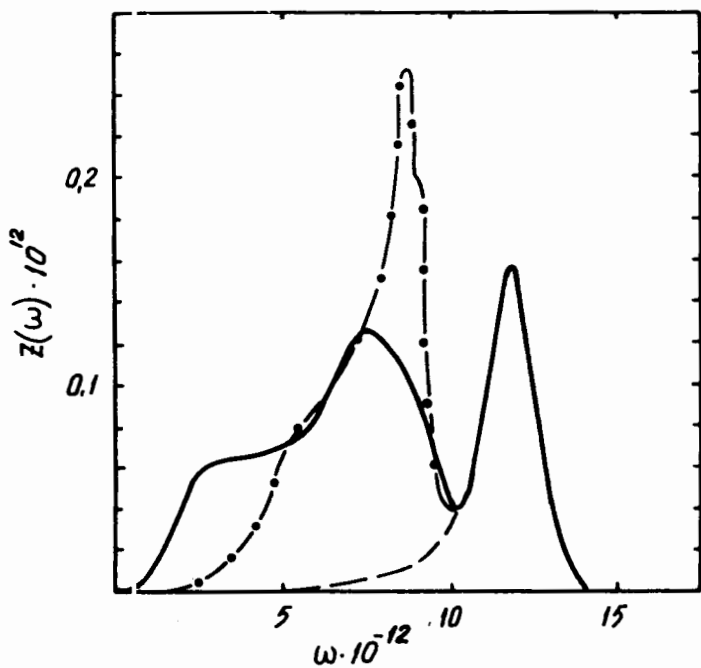


Рис. 6. Спектры частот $Z(\omega)_L$ и $Z(\omega)_T$ для жидкого свинца, использованные для расчётов по поликристаллической модели (сплошная линия). Штрих-пунктирной линией показан спектр частот $Z(\omega)_T$ для твердого свинца при комнатной температуре. По оси ординат даны значения $Z(\omega)$ в сек·рад⁻¹, по оси абсцисс – значения ω в рад·сек⁻¹.

где $n = 2$ для продольных и $n=1$ для поперечных колебаний, V - объем, приходящийся на атом свинца. Однако оказалось, что модель не очень чувствительна к деталям дисперсионных соотношений, поэтому в большинстве расчётов использованы следующие аппроксимационные выражения для законов дисперсии продольных и поперечных колебаний:

$$q_L = \frac{\omega}{c_{\parallel}(\omega)} ; \quad c_{\parallel}(\omega) = \frac{c_{\parallel}(0)}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega'}\right)^{10}} \quad (9)$$

$$q_T = \frac{\omega}{c_{\perp}(0)} ;$$

где $c_{\parallel}(0)$ и $c_{\perp}(0)$ - скорости продольных и поперечных волн в жидком свинце, $\hbar\omega' = 9$ мэв.

Результаты расчётов при выбранных функциях $Z(\omega)_L$ и $Z(\omega)_T$ и $c_{\parallel}(0) = 1,77 \cdot 10^5$ см.сек⁻¹ и $c_{\perp}(0) = 0,8 \cdot 10^5$ см.сек⁻¹ приведены на рис. 7 и 8, где также показаны экспериментальные данные после вычитания многофононного и многократного рассеяния. Несмотря на очень грубые предположения поликристаллическая модель удовлетворительно описывает основные особенности картины рассеяния при $\kappa > 1,5 \text{ \AA}^{-1}$ (средние и большие углы рассеяния) (рис. 7а,б). При низких частотах определяющим является вклад от поперечных колебаний и модель качественно правильно отображает не только изменение положения максимумов в неупругом рассеянии при изменении угла рассеяния, но и изменения в их интенсивности. Некоторое расхождение между расчётом и экспериментом при $\theta = 109$ и 121° частично, возможно, связано с уже упоминавшимися трудностями учёта многофононного рассеяния при больших κ .

Естественно, что использованная модель не в состоянии объяснить все тонкости экспериментальных данных, поскольку она основывается на предположении, что в жидкости могут распространяться фононы с бесконечным временем жизни. Введение в модель некоторой функции затухания

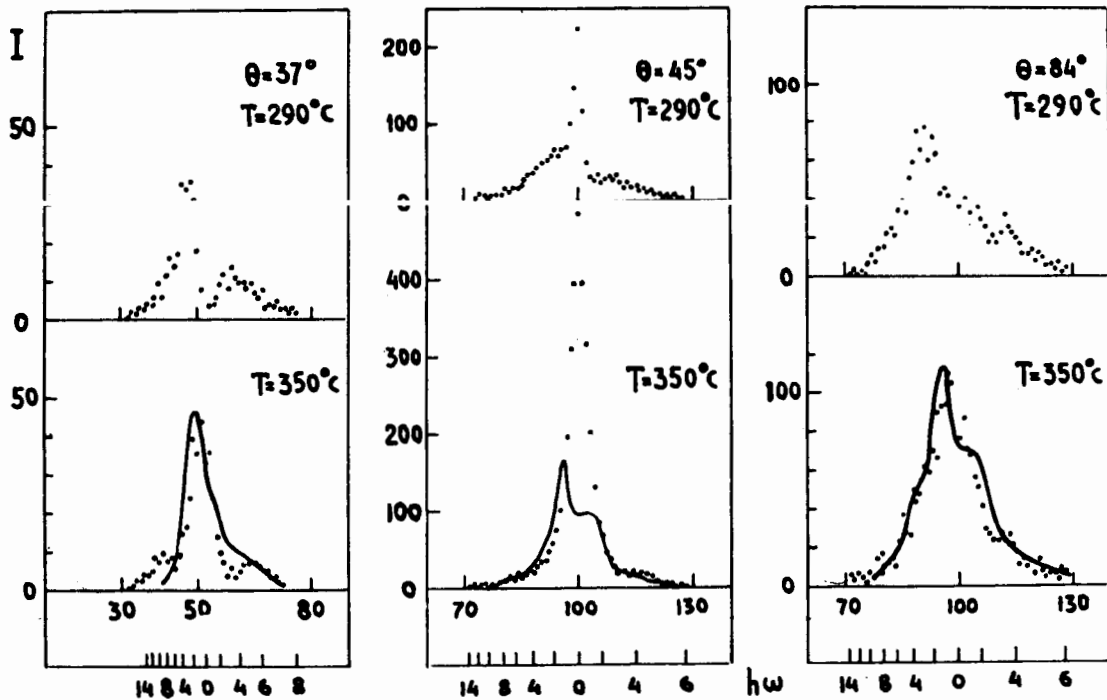


Рис. 7а. Сравнение экспериментальных данных, полученных на двойном спектрометре медленных нейтронов, с поликристаллической моделью. Углы рассеяния 37° , 45° , 84° .

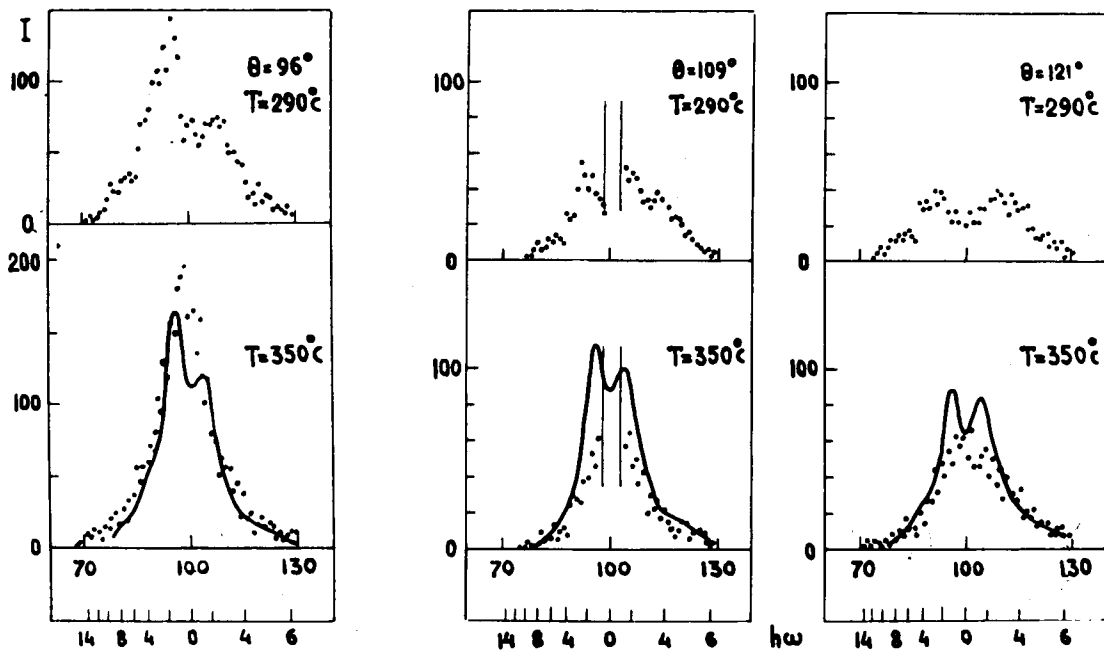


Рис. 76. Сравнение экспериментальных данных, полученных на двойном спектрометре медленных нейтронов, с поликристаллической моделью. Углы рассеяния 96° , 109° и 121° .

--
J.

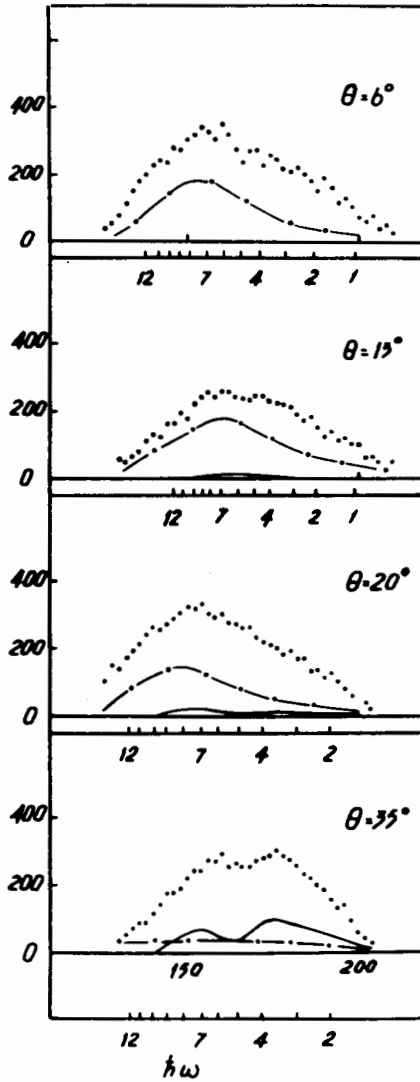


Рис. 8. Сравнение экспериментальных данных, полученных на установке с фильтром перед детектором с поликристаллической (сплошная линия) и гидродинамической (штрих-пунктирная линия) моделями.

коллективных возбуждений позволит добиться еще лучшего согласия с экспериментом. Однако модель совершенно не описывает экспериментальные результаты в области малых значений κ ($\kappa < 1,5 \text{ \AA}^{-1}$) (при малых углах рассеяния), рис. 8. Ожидаемая из модели интенсивность рассеянных нейтронов с уменьшением угла рассеяния все сильнее отклоняется от экспериментально наблюдаемой и при $\theta = 6^\circ$ составляет всего $\approx 1/30$ от реальной интенсивности рассеянных нейтронов, что явно указывает на существование некоторого предела применимости использованной модели.

б) Сравнение данных с гидродинамической моделью

Поскольку с помощью поликристаллической модели нельзя описать экспериментальные результаты в области малых κ , интересно сравнить, в какой степени эти данные могут быть объяснены посредством гидродинамической модели.

Исходя из гидродинамических уравнений, соответствующих однокомпонентной жидкости, в [21] получено следующее выражение для закона рассеяния $S(\kappa, \omega)$:

$$S(\kappa, \omega) = \frac{\rho k T \beta_T}{M \pi} \left\{ \frac{\frac{c_v}{c_p} c^2 \kappa^4 \omega^2 D_e + c^2 \kappa^6 D_T \left[\left(1 - \frac{c_v}{c_p}\right) c^2 + \frac{c_l}{c} \kappa^2 D_e D_T \right]}{\kappa^4 \left[\omega^2 \left(D_e + \frac{c_p}{c} D_T \right) - c^2 \kappa^2 D_T \right]^2 + \omega^2 \left[\omega^2 - c^2 \kappa^2 - \frac{c_p}{c} \kappa^4 D_e D_T \right]^2} \right\} \quad (10)$$

Здесь $D_e = \frac{4/3 \eta + \eta'}{\rho}$; $D_T = \frac{\lambda}{c_p \cdot \rho}$, где c_v и c_p - удельные теплоемкости при постоянном объеме и давлении, λ - коэффициент теплопроводности, η и η' - коэффициенты сдвиговой и объемной вязкости, ρ - плотность свинца, β_T - коэффициент изотермической сжимаемости, c - скорость звука. Приведенное выражение, строго говоря, справедливо только в области малых ω и κ , где $S(\kappa, \omega)$ как функция ω при фиксированном значении κ в полном согласии с феноменологической теорией, основанной на рассмотрении термодинамических флуктуаций в сис-

теме /22/, содержит три линии: центральный (несмещенный) пик и две смещенных компоненты дублета Мандельштамма-Бриллюэна, причем величина смещения $\Delta\omega$ определяется скоростью звука c в данной среде

$$\Delta\omega = + c \kappa .$$

Появление несмещенного пика связано с рассеянием излучения на изобарических флуктуациях плотности, механизмом рассасывания которых является процесс теплопроводности, и его ширина определяется коэффициентом температуропроводности среды D_T

$$\Delta\omega = 2 D_T \kappa^2 .$$

Дублет Мандельштамма-Бриллюэна является результатом рассеяния излучения на адиабатических флуктуациях давления, распространяющихся в виду звуковых волн, и их ширина и положение определяются коэффициентом поглощения Γ

$$\Gamma = D_e + D_T \left(\frac{c_p}{c_v} - 1 \right) . \quad (11)$$

При интерпретации экспериментальных результатов по рассеянию света и тем более нейтронов, где мы имеем дело с довольно быстро изменяющимися в пространстве и времени флуктуациями ($\omega > 10^{10}$ сек $^{-1}$; $\tau < 10^{-10}$ сек), необходимо, согласно релаксационной теории распространения звука Мандельштамма и Леонтовича^{/3/}, учитывать зависимость кинетических коэффициентов η, η' и λ от частоты ω .

В самом общем виде зависимость коэффициента поглощения Γ от частоты определяется следующим выражением:

$$\Gamma = \sum_{j=1}^3 \frac{c_j \tau_j}{1 + \omega^2 \tau_j^2} , \quad (12)$$

где суммирование по j включает все три члена, вызывающие затухание колебаний: сдвиговую и объемную вязкости и теплопроводность. Ниже

представлены значения коэффициентов c_j и времени релаксации τ_j , входящие в формулу (12),

j		c_j	τ_j
1	η	$\mu \cdot 4/3 \rho$	η/μ
2	η'	G/ρ	η'/G
3	λ	$\frac{c_p - c_v}{c_p} c_0^2$	$1/D_T \kappa^2$

где μ - модуль сдвига при бесконечно большой частоте, G - мгновенный модуль сжимаемости, c_0 - скорость звука при $\omega \rightarrow 0$ ($\omega \tau \ll 1$). При предположении, что времена релаксации η и η' в жидком свинце совпадают^{/23/}, формула (12) принимает следующий вид^{/24/}:

$$\Gamma(\omega) = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\eta' + 4/3 \eta}{1 + \omega^2 \tau^2} + \left(\frac{c_p}{c_v} - 1 \right) c_0^2 \frac{D_T \kappa^2}{\omega^2 + (D_T \kappa^2)^2} \quad (13)$$

Входящие в выражение (13) величины η , D_T ; $\frac{c_p}{c}$ хорошо известны в жидком свинце волизи точки плавления^{/25,26/} ($\eta = 0,023$ пуаза; $D_T \approx 10^{-1} \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$, $\frac{c_v}{c_p} = 0,826$), однако, нам неизвестны работы, в которых давалась бы величина η' . Поэтому для оценки значения η' мы использовали выражение, связывающее η' с временем релаксации τ ^{/3/}

$$\eta' = \tau \rho (c_\infty^2 - c_0^2), \quad (14)$$

где c_∞ - скорость звука при $\omega \tau \gg 1$, которое принималось равным скорости звука в твердом свинце ($c_\infty \approx 2,1 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$). Таким образом, в модели содержался фактически один произвольный параметр τ . Выражение (13) было использовано при расчёте теоретически ожидаемого рас-

какие-либо выводы о поведении несмещенного пика в связи с его малой интенсивностью в жидком свинце (интегральная интенсивность несмещенной компоненты относительно дублета определяется фактором $\frac{c_p}{c_v} - 1$ /22/).

в) Обсуждение полученных результатов

Для более удобного обсуждения результатов сравнения экспериментальных данных с теоретическими моделями введем две константы, обозначающие временную шкалу различных процессов в жидкости. Одна из них уже введена – время релаксации τ для возвращения флуктуаций в локальное термодинамическое равновесие. Пусть τ_{Γ} представляет гидродинамическую временную шкалу для процессов распространения звуковых волн и теплопроводности.

Гидродинамический режим справедлив для возмущений, которые изменяются в пространстве и времени так медленно, что всегда имеется локальное равновесие. Другими словами, условие применимости классической гидродинамической трактовки требует, чтобы временная шкала рассматриваемых процессов τ_{Γ} ($\frac{1}{c \kappa}$ для распространения звука и $1/D_T \kappa^2$ для теплопроводности) была много больше времени релаксации τ , т.е.

$$\frac{1}{c \kappa} \gg \tau; \quad \frac{1}{D_T \kappa^2} \gg \tau.$$

При увеличении κ так, что $\tau_{\Gamma} \approx \tau$, гидродинамическая трактовка становится неприменимой – нельзя рассматривать флуктуации как успевающие вернуться в состояние локального термодинамического равновесия.

При дальнейшем увеличении κ так, что

$$\frac{1}{c \kappa} \ll \tau,$$

существующий в жидкости локальный порядок как бы "замораживается" в течение рассматриваемого времени, и жидкость, согласно Ландау/28/ и Френкелю/23/, ведет себя подобно твердому телу или, точнее говоря, ее свойства близки к свойствам стеклообразного состояния. В этом случае в жидкости следует ожидать распространения сильно ангармонических колебаний как продольного, так и поперечного типа.

Полученные экспериментальные результаты и их сравнение с теоретическими моделями полностью подтверждают высказанные выше утверждения. В жидком свинце в области больших значений κ ($\kappa > 1 \text{ \AA}^{-1}$) действительно наблюдаются как продольные, так и поперечные колебания, причем время жизни этих возбуждений из-за сильного ангармонизма очень мало ($\Delta t \approx 1,3 \cdot 10^{-13}$ сек). Определенное в данной работе время релаксации $\tau = 4 \cdot 10^{-13}$ сек показывает, что при $\kappa > 1,5 \text{ \AA}^{-1}$ условие

$$\frac{1}{c \kappa} \ll \tau \quad \text{хорошо выполняется, и в этом случае поликристаллическая}$$

модель жидкости довольно успешно описывает результаты эксперимента. При уменьшении κ ($\kappa \approx 0,8 \text{ \AA}^{-1}$) мы входим в переходную область

$$\frac{1}{c \kappa} \approx \tau, \quad \text{где несправедливы ни твердотельный, ни гидродинамический}$$

подходы, и в этом случае данные эксперимента не описываются использованными моделями. К сожалению, эта переходная область $\tau_{\Gamma} \approx \tau$ в одноатомных жидкостях плохо изучена как в теоретическом, так и экспериментальном отношении. Применительно к жидкому свинцу, исходя из результатов данной работы, переход к чисто гидродинамическому описанию можно ожидать при $\kappa \approx 0,2 \text{ \AA}^{-1}$. Проведение измерений когерентного рассеяния медленных нейтронов в указанной области κ в основном ограничивалось недостаточной интенсивностью существующих нейтронных пучков. С повышением мощности реакторов представляет определенный интерес проведение подобных измерений в одноатомных жидкостях в области $\kappa \approx 0,05 \text{ \AA}^{-1} - 1 \text{ \AA}^{-1}$ с целью выяснения механизма и деталей перехода от гидродинамического описания к твердотельному.

В заключение авторы выражают свою искреннюю признательность Ф.Л.Шапиро за обсуждения и постоянное внимание к работе. Авторы благодарят В.А.Парфенова и В.Г.Лифорова за предоставленную возможность выполнения части данных экспериментов на двойном спектрометре медленных нейтронов.

Л и т е р а т у р а

1. L.P.Kadanoff, P.C.Martin. *Ann. of Physics.*, 24, 413 (1963).
2. Th. W.Ruijgrok. *Physica* 29, 617 (1963).
3. И.Л.Фабелинский. Молекулярное рассеяние света. Изд-во "Наука", 1965.
4. *Thermal Neutron Scattering*, edited by P.A.Egelstaff (Academic Press Inc., New York) 1965.
5. K.S.Singwi. *Physics.*, 31, 1257 (1965).
6. P.D.Randolph, K.S.Singwi. *Phys. Rev.*, 152, 99 (1966).
7. S.J.Cocking, P.A.Egelstaff. *Phys. Lett.*, 16, 130 (1965).
8. B.Dorner, Th.Plessner, H.Stiller. *Discussion of the Faraday Society No. 43. The Structure and Properties of Liquids*, London, 1967.
9. K.E.Sköld, K.E.Larsson. *Phys. Rev.*, 161, 102 (1957).
10. V.G.Liforov, M.N.Nikolaev, A.G.Novikov et al. *Research Applications of Nuclear Pulsed Systems*, Vienna (1967) 196.
11. R.Kaplow, S.L.Strong, B.L.Averbach. *Phys. Rev.*, 138, A1336 (1965).
12. A.Sjölander. *Arkiv Physik* 14, 315 (1958).
13. K.E.Larsson, S.Holmryd, U.Dahlborg, *Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids*, IAEA, Vienna (1967) 587.
14. S.J.Cocking. *AERE - R5867*, Harwell (1968).
15. V.V.Golikov, Z.A.Kozlov, F.L.Shapiro. *Research Applications of Nuclear Pulsed Systems*, Vienna (1967) 161.
16. G.D.Wignall. *AERE - M1911*, Harwell (1957).
17. B.N.Brockhouse., T.Arase, G.Gagliotti, M.Sakamoto. *Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids*, Vienna (1961) 531.
18. S.J.Cocking. *Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Fluids*, Vienna (1968) 463.
19. B.N.Brockhouse, T.Arase, G.Gagliotti, K.Rac, A.Woods. *Phys. Rev.*, 128, 1099 (1962).
20. R.B.Gordon. *Acta Met.*, 7, 1 (1959).
21. M.Nelkin, Van Leewen, S.Yip. *Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids*, Vienna (1965) II, 35.

22. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Гостехиздат, 1957.
23. Я.И.Френкель. Кинетическая теория жидкостей. Изд-во АН СССР, 1959.
24. P.A.Egelstaff. AERE - R 4641 (1965).
25. Л.П.Филиппов. Измерение тепловых свойств твердых и жидких металлов при высоких температурах. Изд-во МГУ, 1967.
26. В.Е.Микрюков. Теплопроводность и электропроводность металлов и сплавов. Металлургиздат, 1959.
27. P.Schofield. Proc. Phys., Soc., 88, 149 (1966).
28. Л.Д.Ландау, Е.М., Лифшиц. Механика сплошных сред. Гостехиздат, М., 1953.

Рукопись поступила в издательский отдел

13 марта 1969 года.