

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P3-91-392

Ж. А. Козлов, И. Пэдуреану<sup>1</sup>, С. Рапеану<sup>1</sup>,  
Г. Ротареску<sup>1</sup>, В. А. Семенов<sup>2</sup>

РАССЕЯНИЕ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ  
В  $\text{ThO}_2$  И  $\text{UO}_2$

---

<sup>1</sup>Институт атомной физики, Бухарест

<sup>2</sup>Физико-энергетический институт, Обнинск

## 1. Введение

Знание физических свойств двуокисей тория ( $\text{ThO}_2$ ) и урана ( $\text{UO}_2$ ) важно как с научной точки зрения, так и в связи с той ролью, которую играют эти материалы в приложениях к ядерной энергетике. Ряд предшествующих работ [1-4] был связан с измерением дисперсионных соотношений колебательных мод для различных направлений кристаллической решетки  $\text{UO}_2$  с помощью однофононного когерентного рассеяния медленных нейтронов. Интерпретацией результатов этих измерений в рамках силовых моделей взаимодействия между атомами и использованием этих моделей для вычислений различных термодинамических величин.

$\text{UO}_2$  и  $\text{ThO}_2$  имеют кристаллическую структуру типа флюорита ( $\text{CaF}_2$ ). Она состоит из трех взаимопроницающих гранецентрированных кубических решеток с  $\text{Th(U)}$  ионами в начале координат и кислородными ионами в положениях  $\frac{1}{2}(1/4, 1/4, 1/4)a$  и т.д., где  $a$  - сторона куба (для  $\text{UO}_2$   $a=5,468$  Å, для  $\text{ThO}_2$   $a=5,586$  Å).

Значительный интерес наблюдается к изучению этих материалов при низких и высоких температурах. Известно, что  $\text{UO}_2$  становится антиферромагнетиком при температурах около 30 К. Магнитная теплоемкость имеет пик, который наблюдается только выше температуры антиферромагнитного перехода, подтверждающая существование ближнего магнитного порядка. При высоких температурах особенно важным для  $\text{UO}_2$  является существование аномального экспоненциального увеличения энтальпии  $H_p$  выше 1500 К [5], а также пика в теплоемкости  $c_p$  при 2610 К [6]. Вклад в увеличение энтальпии могут вносить рождающиеся дефекты Френкеля в кислородной подрешетке [7] и малые поляроны [8,9]. Разупорядочение подрешетки кислорода в  $\text{UO}_2$  и  $\text{ThO}_2$  при высоких температурах наблюдалось в работах [10,11] с помощью дифракции и когерентного диффузного квазиупругого рассеяния нейтронов.

Соединениям, имеющим структуру флюорита, в последнее время вообще посвящено много работ. Эти материалы имеют высокую подвижность ионов или суперионную проводимость. Большинство из флюоритов ( $\text{CaF}_2$ ,  $\text{BaF}_2$ ,  $\text{SrCl}_2$ ,  $\text{PbF}_2$ ) имеют аномалию типа Шоттки в теплоемкости при температуре  $T_c$ , которая на несколько сот градусов ниже температуры плавления. Вблизи  $T_c$  наблюдается относительно высокая динамическая разупорядоченность анионной подрешетки [12,13]. Расчеты энергии статических дефектов [14] и динамики

молекул также установили существование высокой подвижности ионов в этих материалах [15-18]. Предполагается, что в  $UO_2$  и  $ThO_2$ , имеющих подобные структуры, аналогичные эффекты также играют существенную роль в динамике решетки. Эксперименты по дифракции и диффузному рассеянию нейтронов показывают увеличение количества ионов кислорода, сместившихся из их основных положений при высоких температурах [19].

В данной работе представляются результаты экспериментов по неупругому рассеянию нейтронов в  $ThO_2$  и  $UO_2$ . Приводятся функции распределения частот колебаний атомов  $g(\hbar\omega)$  для  $ThO_2$  и  $UO_2$  при комнатной температуре. Получены также предварительные данные о функциях  $g(\hbar\omega)$  для  $ThO_2$  при температурах  $T=778$  К и  $1278$  К.

## 2. Эксперимент

Эксперименты по неупругому рассеянию нейтронов в  $ThO_2$  и  $UO_2$  были выполнены на времяпролетном спектрометре ДИН-2пи на реакторе ИБР-2. Характеристики спектрометра описаны в работе [20]. В качестве образцов использовались порошки  $ThO_2$  и  $UO_2$ , которые засыпались в цилиндрические контейнеры из алюминия в измерениях при комнатной температуре и из нержавеющей стали при высоких  $T$ . Высокотемпературные эксперименты велись с помощью термостата, специально созданного для измерений до  $1500$  К [21].

Измерения спектров рассеянных нейтронов проводились в интервале углов  $4^\circ < \theta < 134^\circ$  при двух энергиях падающих нейтронов  $E_0=7,4$  и  $10,34$  мэВ, что соответствует передачам энергии и импульса, показанным на рис.1.

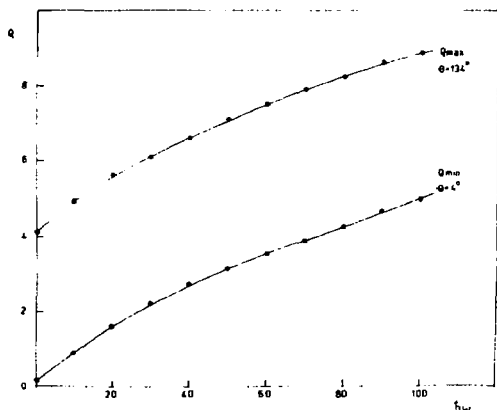


Рис.1. Область использования ( $Q, \hbar\omega$ ) в данной работе.

При обработке измеренных спектров вводились поправки на фоны от контейнера и термостата, эффективность детекторов, самоэкранировку в образце, многофононное и многократное рассеяние нейтронов. Методики введения поправок подробно описаны в работах [20,22].

Спектры неупругого рассеяния нейтронов в  $\text{ThO}_2$  по времени пролета при различных углах  $\theta$  показаны при  $E_0=7,4$  мэВ на рис.2, а при  $E_0=10,34$  мэВ на рис.3. Данные, полученные на угле  $4^\circ$ , не показаны

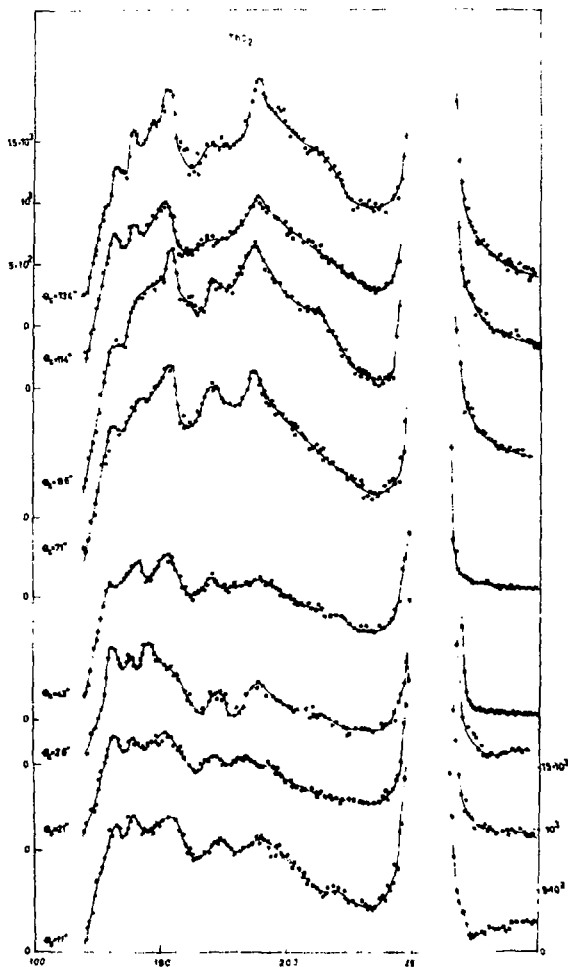


Рис.2. Экспериментальные спектры неупругого рассеяния нейтронов для  $\text{ThO}_2$  при комнатной температуре,  $E_0=7,4$  мэВ.

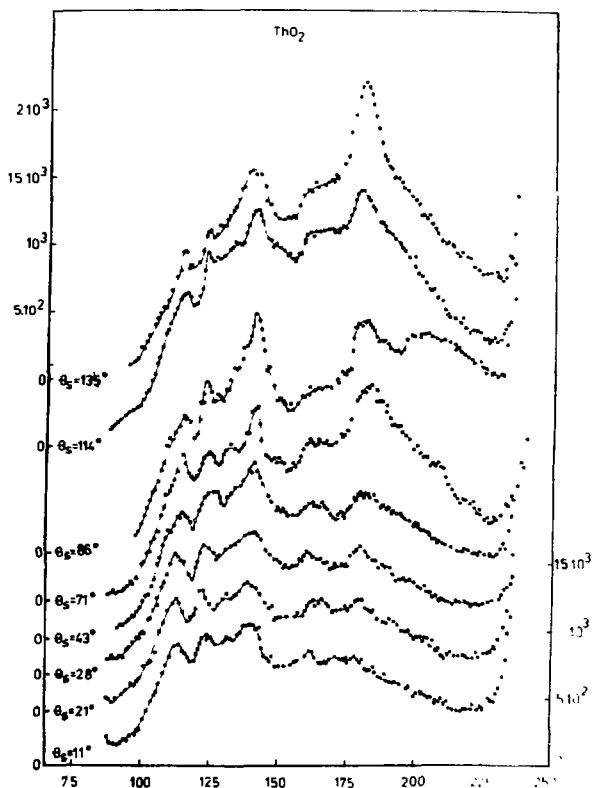


Рис.3. Экспериментальные спектры неупругого рассеяния нейтронов для  $\text{ThO}_2$  при комнатной температуре.  $E_0 = 10,34$  мэВ.

из-за больших ошибок, связанных с измерением фона. Дважды дифференциальные сечения  $d^2\sigma/d\Omega dt$  для  $\text{ThO}_2$  при  $E_0 = 7,4$  и  $10,34$  мэВ представлены на рис.4 и 5. Нормировка сечений проводилась с помощью ванадия.

### 3. Определение функции распределения фононов по энергиям

Функция  $g(\omega)$  для некоторых кристаллов может быть получена прямо из эксперимента по неупругому некогерентному рассеянию нейтронов. Как известно, в некогерентном приближении сечение связано с обобщенным спектром частот  $g(\omega)$  соотношениями:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\varepsilon} = \frac{\sigma_b}{4\pi} \left(\frac{\varepsilon}{E_0}\right)^{1/2} S(Q, \varepsilon),$$

$$S(Q, \varepsilon) = e^{-2W} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2W)^n}{n!} G_n(\varepsilon),$$

$$G_1(\varepsilon) \approx g(\hbar\omega), \quad \varepsilon = E - E_0, \quad \vec{Q} = \vec{k} - \vec{k}_0.$$

где  $2W$ -фактор Дебая-Валлера.

Однако в большинстве случаев необходимо учитывать вклад когерентного рассеяния. В нашем случае когерентное рассеяние нейтронов является преобладающим ( $\sigma_{cohTh} = 12,17 \text{ б.}$ ,  $\sigma_{incTh} = 0$ ,

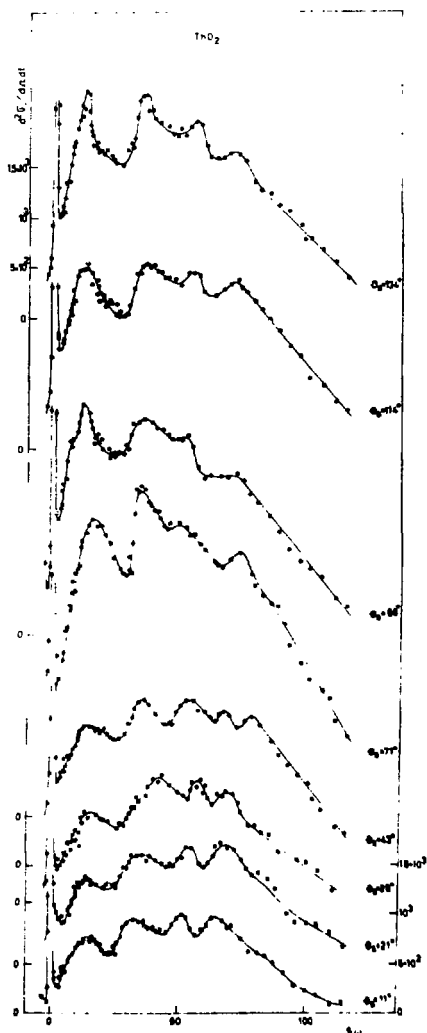


Рис.4. Дважды дифференциальные сечения рассеяния нейтронов для  $\text{ThO}_2$  при комнатной температуре.  $E_0 = 7,4 \text{ мэВ.}$

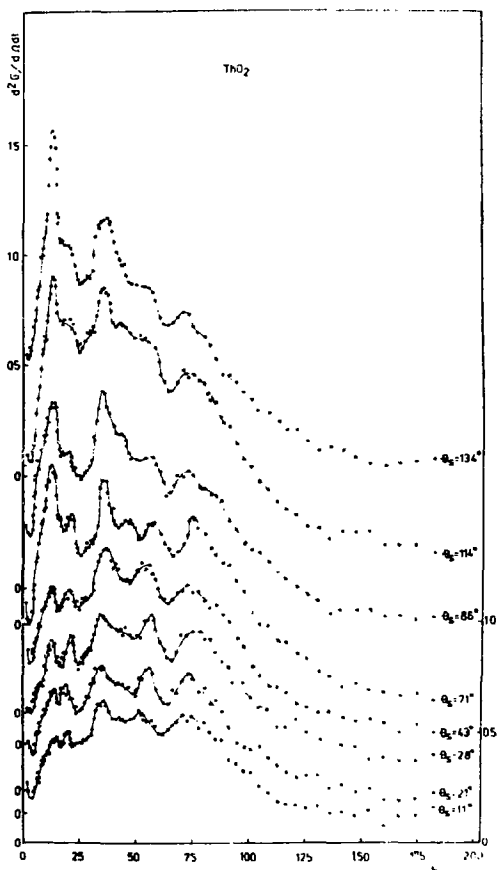


Рис. 5. Дважды дифференциальные сечения рассеяния нейтронов для  $\text{ThO}_2$  при комнатной температуре.  $E_0=10,34$  мэВ.

$\sigma_{\text{cohU}}=8,882$  б,  $\sigma_{\text{incU}}=0$ ). С помощью неупругого когерентного рассеяния нейтронов на монокристаллах можно получить дисперсионные соотношения  $w(\vec{q})$ , где  $w$ -частота и  $\vec{q}$ -волновой вектор фонона. Если  $w(\vec{q})$  измерены для большого числа направлений в кристалле, тогда может быть рассчитан спектр частот  $g(w)$ , но эта трудоемкая работа требует сложных и длительных измерений.

В ряде работ [23-28] была рассмотрена возможность определения функции  $g(w)$  из экспериментов по неупругому рассеянию нейтронов на поликристаллических образцах, если при этом выполнены два условия: 1) обеспечено в процессе когерентного рассеяния участие фононов с любыми волновыми векторами  $\vec{q}$  и поляризацией, 2) сечение неупругого

рассеяния нейтронов в определенном телесном угле зависит только от частоты фононов и не зависит от волнового вектора и поляризации. Это означает, что в обратной решетке кристалла, приведенной к одной элементарной ячейке, конец вектора  $\vec{Q}$  заполняет ее полностью и равномерно по объему ячейки и по ориентациям к кристаллографическим осям при любой передаче энергии. Поликристаллические образцы обеспечивают лишь равномерное распределение векторов  $\vec{Q}$  по направлениям, а изменение длины вектора  $Q$  при постоянных величинах векторов  $\vec{k}$  и  $\vec{k}_0$  имеет место в пределах:

$$Q_{\min} = (k_0^2 + k^2 - 2k_0 k \cos \theta_{\min})^{1/2}$$

$$Q_{\max} = (k_0^2 + k^2 + 2k_0 k \cos \theta_{\max})^{1/2}$$

Дважды дифференциальное сечение когерентного рассеяния нейтронов на поликристаллических образцах дается выражением [23]

$$\left( \frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE} \right)_{\text{пк}} = \frac{h^2 k^2 a_{\text{ког}}^2}{8\pi k_0 M} e^{-2W} \sum_{\vec{s}} \int_{\vec{q}} d\vec{q} \left( \delta(\epsilon - \hbar \omega_{\vec{s}, \vec{q}}) \right) \times$$

$$\times \sum_{\vec{Q}} \int_{\vec{q}} d\vec{q} \left( \delta(\vec{Q} - \vec{q} - 2\pi \vec{z}) \right) \left| \sum_{\vec{s}, \vec{q}} \left( \vec{q} - 2\pi \vec{z} \right) \right|^2 p(\vec{Q}) d\vec{Q}$$

Все величины имеют общепринятые обозначения. При этом пренебрегалось зависимостью фактора Дебая-Валлера от  $Q$ , и интегрирование проведено по всем возможным значениям  $Q$  при  $\epsilon = \text{const}$  с весом  $p(Q)$ .

В нашей работе принят вариант получения спектра частот из измерений на поликристаллическом образце путем усреднения сечения когерентного рассеяния за счет вариации направлений конечных волновых векторов нейтронов в телесный угол, ограниченный углами рассеяния  $\theta_1$  и  $\theta_2$  и ширины  $\Delta \varphi$ :

$$\left( \frac{d\sigma}{dE} \right)_{\theta_1, \theta_2, \Delta \varphi} = \frac{h^2 k^2 a_{\text{ког}}^2}{8 k_0^2 M} e^{2W} (Q_2^4 - Q_1^4) \frac{g(\epsilon/\hbar)}{\epsilon (e^{-2W} k_B T)^{-1}}$$

Эта формула получена в предположении, что фактор  $e^{-2W}$  изотропен и не зависит от  $Q$  при  $\epsilon = \text{const}$ , а сумма

$$\sum_{\vec{Q}} \int_{\vec{q}} \left| \sum_{\vec{s}, \vec{q}} \left( \vec{q} - 2\pi \vec{z} \right) \right|^2 \delta(\vec{Q} - \vec{q} - 2\pi \vec{z}) p(\vec{Q}) d\vec{Q} = \frac{V}{3 V_b} p(Q)$$

где  $V$  — объем шарового пояса, ограниченного сферами с радиусами  $Q_{\min}$  и  $Q_{\max}$ ;  $V_b$  — объем зоны Бриллюэна.

Оценить точность полученной функции  $g(\omega)$  можно экспериментально с помощью двух измерений в разных условиях. В нашем эксперименте,



используя времяпролетную технику, измерения были проведены при двух начальных энергиях нейтронов  $E_0=7,4$  и  $10,34$  мэВ.

Полученные дважды дифференциальные сечения  $d^2\sigma/d\Omega dE$  были проинтегрированы в интервале углов от  $\theta_{\min}=4^\circ$  до  $\theta_{\max}=134^\circ$  (смотри рис.1). На рис.6 и 7 показаны функции распределения фоонов по энергиям для  $\text{ThO}_2$  при комнатной температуре, полученные из экспериментальных спектров с энергией падающих нейтронов  $E_0=7,4$  и  $10,34$  мэВ. Нетрудно убедиться, что спектры хорошо согласуются между собой как по структуре, так и по положению максимумов.

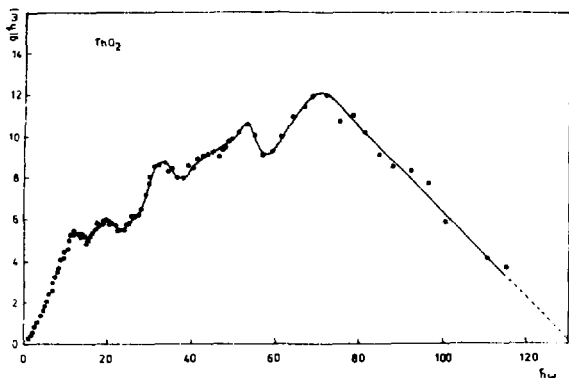


Рис.6. Функция распределения фоонов по энергиям для  $\text{ThO}_2$ .  $E_0=7,4$  мэВ.  $\tau=32$  мкс.

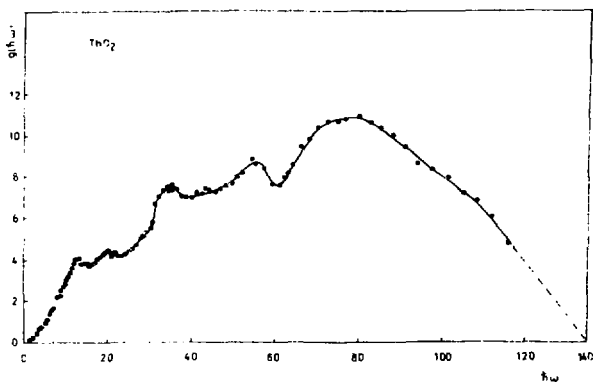


Рис.7. Функция распределения фоонов по энергиям для  $\text{ThO}_2$ .  $E_0=10,34$  мэВ.  $\tau=32$  мкс.

На рис.8 представлена функция  $g(\hbar\omega)$  для  $UO_2$  при комнатной температуре и  $E_0=10,34$  мэВ. В табл.1 приведены положения пиков в спектрах фононов для  $ThO_2$  и  $UO_2$  при комнатной температуре, а также теоретические оценки для  $UO_2$  [1].

Таблица 1

Образец	Положение пиков в мэВ (эксп)	Теория [1]
$ThO_2$	12,5±0,5; 19,5±0,5; 34,0±1; 53,0±1; 72,5±1,5	
$UO_2$	12,0±0,5; 20,0±0,5; 34,0±1; 50,0±1; 75,0±1,5	12,5; 20,0; 35,0; 54,0; 75,0

На рис.9 показана теоретическая функция распределения фононов  $g(\hbar\omega)$  для  $UO_2$ , воспроизведенная из работы [1]. В этой работе измерялись дисперсионные соотношения  $\omega_j(\vec{q})$  на монокристалле  $UO_2$  методом однофононного когерентного рассеяния медленных нейтронов. Измеренные  $\omega_j(\vec{q})$  описывались различными теоретическими моделями. Полученные результаты показывают, что модель жестких ионов кристалла с аксиально-симметричными силами между ближайшими соседними ионами с учетом поляризуемости ионов (оболочечная модель [2,3]) дает количественное согласие с измеренными дисперсионными кривыми и диэлектрическими величинами. Как видно из рисунков 6-9 и таблицы 1, функция  $g(\hbar\omega)$ , рассчитанная на основе такой модели, дает поразительное совпадение между расчетными и экспериментальными положениями всех пиков. Аналогичным образом спектр частот для  $UO_2$  был получен в работе [26] с использованием оболочечной модели и силовых констант, определенных из экспериментальных данных. Рассчитаны также взвешенные спектры частот урана и кислорода.

Сравнение полученных нами спектров частот для  $ThO_2$  и  $UO_2$  с теоретическими расчетами дает основание считать, что максимумы при энергиях -12, -20 и -34 мэВ относятся к осцилляциям  $Th(U)$ , в то время как пики при энергиях -54 и -75 мэВ-колебаниям атомов кислорода. Таким образом, имеет место хорошее согласие между величинами  $g(\hbar\omega)$  из двух разных экспериментов, с одной стороны, а также между теоретическими и экспериментальными положениями максимумов в спектре  $g(\hbar\omega)$ -с другой. Это позволяет заключить, что метод, предложенный в работах [23,24], является хорошей теоретической основой для извлечения фононных спектров из экспериментов по когерентному неупругому рассеянию нейтронов на поликристаллах. Наблюдаемое различие между экспериментальными и теоретическими результатами может быть связано, в частности, с ограниченным числом независимых волновых векторов внутри зоны Бриллюэна, использованных в расчете, и с разрешением в эксперименте. Эффект улучшения разрешения, например, легко заметить на рис.10, где

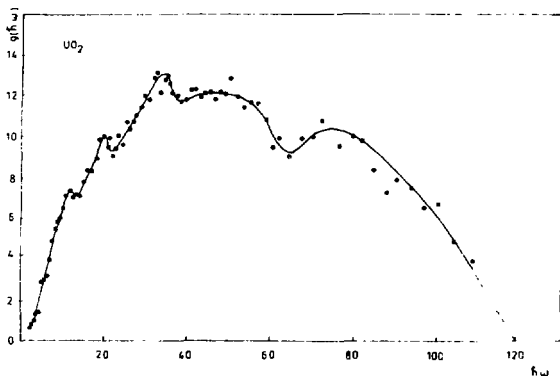


Рис.8. Функция распределения фононов по энергиям для  $UO_2$ .  
 $E_0=10,34$  мэВ.  $\tau=32$  мкс.

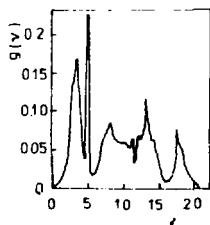


Рис.9. Теоретический спектр частот  
 для  $UO_2$  из работы [1].

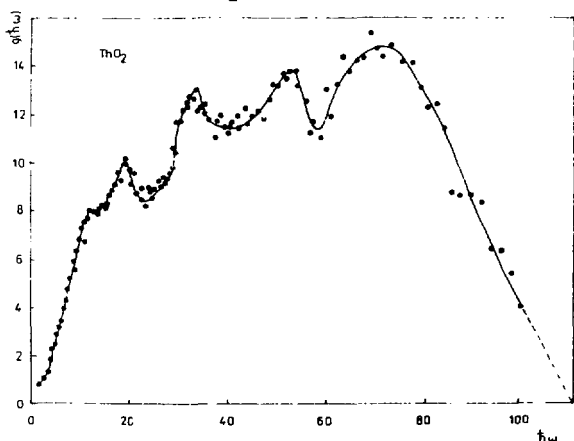


Рис.10. Функция распределения фононов по энергиям для  $ThO_2$ .  
 $E_0=7,4$  мэВ.  $\tau=8$  мкс.

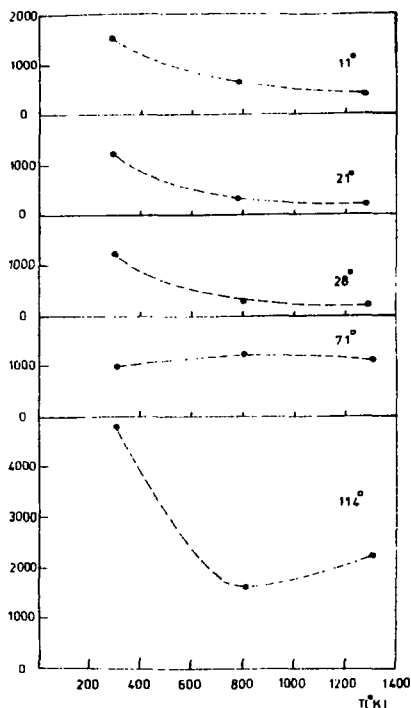


Рис. 11. Площадь  $S_d(Q)$  квазиупругого пика для  $\text{ThO}_2$  в зависимости от температуры при различных углах рассеяния нейтронов.

представлен спектр  $g(h\omega)$  для  $\text{ThO}_2$  при комнатной температуре с  $E_0 = 7,4$  мэВ и шириной временного канала  $\tau = 8$  мкс.

Статистические ошибки находятся в пределах от 3% при малых передачах энергии до 5% при больших. Спектры частот по площади отнормированы на единицу, значения по оси ординат на рисунках нужно разделить на  $10^3$ .

#### 4. Обсуждение результатов

Несмотря на широкое применение  $\text{ThO}_2$  и  $\text{UO}_2$  в реакторной технологии число публикаций по неупругому рассеянию нейтронов в этих материалах ограничено. Частично это связано с трудностями проведения экспериментов из-за большого сечения поглощения нейтронов ( $\sigma_a^{\text{U}} = 7,57$  б,  $\sigma_a^{\text{Th}} = 7,37$  б), что требует достаточно продолжительных измерений на высокопоточных нейтронных источниках, и когерентного характера сечения рассматриваемых материалов. Закон рассеяния для  $\text{UO}_2$  измерен в работе [4]. Спектр частот получен

методом экстраполяции к пределу  $Q \rightarrow 0$ . По-видимому, используемые в эксперименте интенсивность пучка нейтронов и разрешение установки не дали возможности наблюдения детальной структуры  $g(\hbar\omega)$  как в оптической, так и в акустической частях спектра. Для  $\text{ThO}_2$  в [27] определены полные сечения.

Хорошее совпадение экспериментальных спектров частот для  $\text{ThO}_2$  и  $\text{UO}_2$  между собой и хорошее согласие с теорией [26] позволяют по аналогии с  $\text{UO}_2$  сделать заключение, что взаимодействие между атомами в  $\text{ThO}_2$  состоит из двух частей, как если бы это был чистый ионный кристалл: дальнедействующие кулоновские силы плюс силы отталкивания. Поляризационные эффекты при этом могут быть рассчитаны с учетом электронной структуры атомов  $\text{ThO}_2$ .

В серии статей [28] авторы проводят оценку точности метода, предложенного в работах [23,24]. В их формулировке сечение однофононного когерентного рассеяния для кубической решетки Браве дается выражением:

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\theta_1, \theta_2, \Delta\varphi} = \frac{\hbar^2 \Delta\varphi a_{\text{КОГ}}^2 e^{-2W} (Q_2^4 - Q_1^4) p(\varepsilon) g(\varepsilon/\hbar)}{8 K_0^2 M \varepsilon (e^{\varepsilon/k_b T} - 1)},$$

$$\text{где } p(\varepsilon) = 3 v_b A(\vec{q}) \int_{\text{с.к.}} \frac{|\vec{q} - \vec{q}'|^2}{|\vec{q}|} \frac{Q_2^3(\varepsilon)}{p(Q_2^4 - Q_1^4)},$$

$$A(\vec{q}) = \sum_{\vec{r}} \varepsilon^{\vec{r}} (|\vec{q}' - \vec{q} - 2\pi\vec{r}|).$$

Работы [28] отличаются от [24] введением фактора  $p(\varepsilon)$ , учет которого расчетным путем должен повысить точность результатов, полученных в эксперименте. Однако вычисления этого фактора даже для простых кристаллических решеток имеют определенную степень приближения. В данном эксперименте  $p(\varepsilon)$  не вычислялся, поскольку мы считаем, что для исследуемых материалов учет его проблематичен в смысле повышения точности результатов. Проведенные измерения при двух энергиях падающих нейтронов, охватывающие различные области  $(Q, \varepsilon)$ , дали одну и ту же плотность фононных состояний  $g(\hbar\omega)$ . Несущественные различия, наблюдаемые при больших  $\hbar\omega$  в наших фононных спектрах, скорее всего, связаны с экспериментальным разрешением. Поэтому метод, предложенный в работах [23,24], был нами использован для получения  $g(\hbar\omega)$ .

Анализ площадей пиков квазиупругого рассеяния нейтронов при различных температурах в  $\text{ThO}_2$ , кажется, показывает аномалию в их поведении (рис.11). Согласно дебаевского приближения, описывающего колебания решетки кубического монокристалла, интенсивность брегговских отражений с ростом температуры уменьшается, как фактор Дебая-Валлера. Для простых ионных кристаллов, состоящих из нескольких типов атомов, каждый из них имеет свой температурный фактор. Как видно из рис.11, интенсивность квазиупругого нейтронного рассеяния

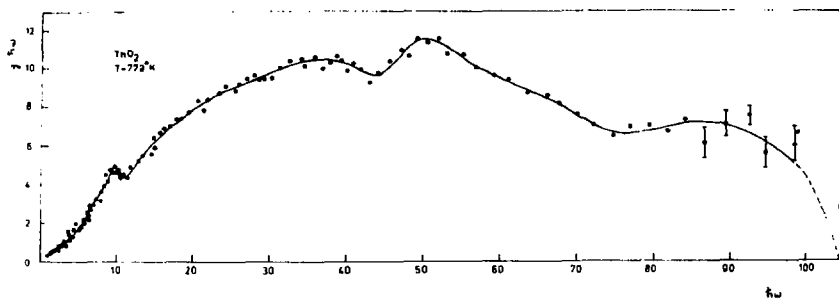


Рис.12. Функция распределения фононов по энергиям для  $\text{ThO}_2$  при  $T=778$  К.  $E_0=10,34$  мэВ.  $\tau=32$  мкс.

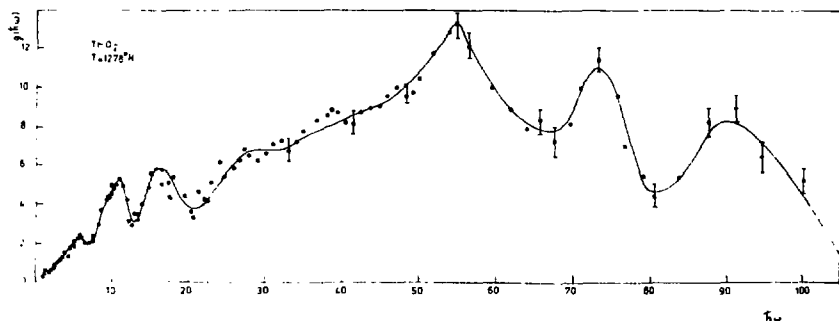


Рис.13. Функция распределения фононов по энергиям для  $\text{ThO}_2$  при  $T=1278$  К.  $E_0=10,34$  мэВ.  $\tau=32$  мкс.

$S_d(Q) = \int S_{qu}(Q, \omega) d\omega$  на всех углах падает с температурой, за исключением углов  $71^\circ$  и  $114^\circ$ . Для  $\theta=71^\circ$  наблюдается увеличение интенсивности при  $T=500^\circ\text{C}$  и затем небольшое уменьшение к  $T=1000^\circ\text{C}$ . Для  $\theta=114^\circ$  площадь  $S_d(Q)$  увеличивается с повышением температуры до  $T=1000^\circ\text{C}$ . Мы предполагаем, что это связано с когерентным рассеянием; исследование его поведения будет продолжено.

Из экспериментов по дифракции нейтронов в флюоритах [29] было определено, что когда температура возрастает, атомы кислорода из положений  $\pm(1/4, 1/4, 1/4)$  стремятся к разупорядочению, т.е. смещаются в направлении промежуточных положений  $(1/2, 1/2, 1/2)$  при  $\sim 1000^\circ\text{C}$ , и занимают ячейки с координатами  $(1/4+\delta, 1/4+\delta, 1/4+\dots)$ , где  $\delta=0,016$  для  $\text{UO}_2$  и  $\delta=0,014$  для  $\text{ThO}_2$ .

Однако имеется и другая точка зрения: кроме разупорядочения атомы кислорода могут колебаться сингармонично в положениях  $\pm(1/4, 1/4, 1/4)$ . Внести ясность можно с помощью дополнительного изучения диффузного рассеяния нейтронов. Такой метод использовался

в работе [30]. Эксперименты как по дифракции, так и по диффузному рассеянию [19] показали увеличение количества  $n_d$  ионов кислорода, сместившихся из их основных положений при температурах выше 2000К. Проведенный в работе [30] количественный анализ  $S_d(Q)$  показал на наибольшее увеличение квазиупругого рассеяния вблизи  $Q=(0,0,2.2)$  обратного пространства в галлоидных флюоритах. В нашем случае эта ситуация соответствует приблизительно углам рассеяния, где наблюдается аномальное поведение  $S_d(Q)$ . Можно предположить, что рассеяние при  $\theta=114^\circ$  связано с разупорядочением подрешетки атомов кислорода и пропорционально  $n_d$  и что когерентное диффузное рассеяние в  $\text{ThO}_2$  наблюдается при температурах 1278 К.

Плотность фононных состояний  $\text{ThO}_2$  показана на рис.12 при  $T=778$  К и на рис.13 при  $T=1278$  К. При высоких температурах функция  $g_{\text{ф}}(\omega)$  показывает серьезные изменения и в акустической, и в оптической частях спектра. Наблюдается заметное увеличение числа кислородных осцилляторов, а также модифицируется низкочастотная часть спектра.

Авторы выражают благодарность техническому персоналу спектрометра и А.Паулеску за помощь при проведении экспериментов, а также Ю.М.Останевичу и Е.Л.Ядровскому за весьма полезные обсуждения результатов и поддержку наших работ.

#### Литература

1. Doling G., Cowley R.A., Woods A.D.B. Can.J.Phys. 1965, 43, p.397.
2. Woods A.D.B., Cochran W., Brockhouse B.N. Phys.Rev. 1960, 119, p.980.
3. Cowley R.A., Cochran W., Brockhouse B.N., Woods A.D.B. Phys.Rev. 1963, 131, p.1030.
4. Thorson I.M. and Haywood B.C. Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids, IAEA, Chalk River, 1963, v.2, p.213.
5. Browning P., Hyland G.J., Ralph J. High Temp. High Pressur., 1983, 15, p.169.
6. Ralph J., Hyland G.J. J.Nucl.Mater., 1985, 76, p.132.
7. Hyland G.J., Ralph J. High Temp. High Pressur., 1985, 17, p.653.
8. MacInnes D.A. Proc.Int.Symp. on Thermodynamics of Nuclear Materials, Julich, FRG, 1979, p.129.
9. Winter P.W., MacInnes D.A. J.Nucl.Mat., 1986, 137, p.161.
10. Hutchings M.T. et.al. J.Phys.C, 1984, 17, p.3903.
11. Clausen K. et.al. Phys.Rev.Lett., 1984, 52, p.1238.
12. Schrotter W. and Nolting J.. J.de Physique, Colloque C6, 1980, 41, p.C6-20.
13. Hutchings M.T. Neutron Scattering CANL, 1981, ed.J.faber. Jr., p.209.
14. Catlow C.R.A. Comments in Solid State Physics, 1980, 9, p.151.
15. Dixon M. and Gillan M.J. J.Phys. C, 1980, 13, p.1919.

16. Dixon M. and Gillan M.J. J.Physique, Coll.C6 Suppl., 1980, 41, p.7c24-7.
17. Walker A.V. et.al. J.Phys. C, 1982, 15, p.4061.
18. Gillan M.T. and Dixon M. J.Phys. C, 1980, 13, p.1901.
19. Hutchings M.T. J.Chem.Soc., Faraday Trans, 1987, Pt.2, 83, p.1083.
20. Козлов Ж.А. и др. ОИЯИ, РЗ-85-805, Дубна, 1985.
21. Padureanu I., Raresanu S. Rev.Roum.Phys., 1989, 34, p.657.
22. Bleck I.A. et.al. Phys.Rev., 1965, A137, p.1113.
23. Бредов М.М. и др. ФТТ, 1967, 9, с.287.
24. Оскотский В.С. ФТТ, 1967, 9, с.550.
25. Gompf F. et.al. Neutron Inelastic Scattering, Proceedings of a Symposium Grenoble 6-10 march, 1972.
26. Young J.A. Nucleonic, 1969, 12, p.205.
27. Beshai S.F. AE-222, 1966, p.1-87.
28. Горбачев Б.И. и др. УФЖ, 1972, 17, n1; УЖФ, 1972, 17, n5; УЖФ, 1973, 18, n4; УЖФ, 1973, 18, n8; УЖФ, 1973, 18, n9; УЖФ, 1974, 19, n9.
29. Wills B.T.M. Proc.Roy.Soc., 1963, 274, p.122.
30. Clausen K.N. et.al. Physica B, 1989, 156&157, p.103.

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 августа 1991 года.