

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P3-86-791

**И.Бысковеану, Ж.А.Козлов, И.Пэдуреану,
С.Рапеану, Г.Ротареску, В.А.Семенов***

**ИССЛЕДОВАНИЕ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ
НЕЙТРОНОВ $ZrH_x(D_x)$
НА СПЕКТРОМЕТРЕ ДИН-2ПИ**

* Физико-энергетический институт, Обнинск

1. ВВЕДЕНИЕ

Гидриды и дейтериды металлов в последнее время являлись объектом многочисленных экспериментальных и теоретических исследований /1-9/. Неослабевающий интерес к этим материалам обусловлен прежде всего широким кругом практических задач, при решении которых эти материалы находят применение. Это катализаторы в химии, замедлители в атомных реакторах, аккумуляторы в водородной энергетике и т.п. С научной точки зрения, большой интерес представляет получение данных о потенциале взаимодействия между атомами кристаллической решетки в гидридах /дейтеридах/ металлов.

Системы $Zr-H_x(D_x)$ исследовались различными способами: с помощью прямых термодинамических измерений, неупругого рассеяния нейтронов, нейтронной дифракции, комбинационного рассеяния света /10/, сверхпроводящего туннелирования /11,12/, точечной контактной спектроскопии /13,14/. При изучении гидридов /дейтеридов/ металлов типа циркония методом неупругого рассеяния нейтронов оптические фононы, отвечающие, по существу, колебаниям атомов водорода /дейтерия/, должны отделяться от акустических из-за большого различия в массах водорода /дейтерия/ и металла. Изменяя изотопический сдвиг в частоте оптических мод, а также высокие гармоник оптических колебаний, можно получить информацию о потенциале водород-водородного взаимодействия: Как известно, в случае гармонического потенциала отношение $\gamma = \omega_H/\omega_D$ должно быть равным $\sqrt{2}$. Совместное измерение на образцах гидридов и дейтеридов дает возможность измерить отклонение γ от $\sqrt{2}$ и тем самым оценить степень ангармоничности потенциала.

В работе /1/ были представлены результаты по неупругому рассеянию нейтронов на гидридах циркония $ZrH_{1.8}$ и ZrH_2 . Как продолжение этих исследований в данной публикации приводятся результаты по неупругому рассеянию нейтронов на дейтериде циркония $ZrD_{1.8}$ и ZrD_2 , полученные на времяпролетном спектрометре ДИН-2ПИ, установленном на реакторе ИБР-2 ЛНФ ОИЯИ. Впервые для этих материалов получен полный обобщенный частотный спектр $g(\hbar\omega)$ с учетом тонкой структуры полос оптических и акустических колебаний. Частотные спектры ZrD_2 и ZrH_2 /1/ были использованы для расчета теплоемкостей $C_V(T)$, которые затем сравнивались с экспериментальными данными. Информация о динамике решетки ZrD_2 заканчивается сравнением экспериментального $g(\hbar\omega)$ с улучшенной теоретической моделью спектра частот, в основу которой положено предположение о центральном характере сил межатомного взаимодействия /CF-модель/.

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ, ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерения по неупругому рассеянию нейтронов для образцов $ZrD_{1.6}$ и ZrD_2 были выполнены на времяпролетном спектрометре ДИН-2ПИ. Условия эксперимента и некоторые характеристики спектрометра были описаны в работе /1/. Монохроматизация пучка нейтронов на спектрометре ДИН-2ПИ проводится с помощью механического прерывателя, сфазированного с работой импульсного реактора ИБР-2. Сечение пучка нейтронов определяется пакетом ротора механического прерывателя и составляет $\sim 18 \times 15 \text{ см}^2$. Интенсивность нейтронов, падающих на образец, контролируется мониторной камерой деления. В измерениях использовались цилиндрические образцы, расположенные в вакуумной камере на расстоянии 20 м от источника нейтронов. Образцы $ZrD_{1.6}$ и ZrD_2 готовились в виде порошка, который был заключен в герметичные кварцевые трубки с внутренним диаметром 2,5 мм и длиной ~ 18 см. Кварцевые трубки располагались по образующей цилиндра диаметром 15 см. Спектры рассеянных нейтронов регистрировались под углами $42^\circ \leq \theta \leq 133^\circ$ с помощью ^3He -детекторов, расположенных на расстоянии 7 м от образца. Начальная энергия E_0 равнялась 10 мэВ. Энергетическое разрешение спектрометра $\Delta E/E$ для всех рассматриваемых передач энергии не превышало 4%.

В измеренные спектры рассеянных нейтронов вносились поправки на фон от кварцевых трубок, на эффективность детектора, на самоэкранировку в образце, на многофононное и многократное рассеяние. Последние эффекты оценивались с помощью методов, изложенных в работах /1, 14/. Исправленные с учетом указанных выше эффектов, за исключением многофононного рассеяния, времяпролетные спектры рассеянных нейтронов для $ZrD_{1.6}$ и ZrD_2 представлены на рис. 1 и 2. Нормировка спектров до уровня сечений выполнена с использованием ванадия. Для получения частотного спектра $g(\hbar\omega)$ дважды дифференциальные сечения $d^2\sigma/d\Omega dt$ были преобразованы в $d^2\sigma/d\Omega dE$.

Обычно $g(\hbar\omega)$ получают из теоретических моделей динамики решетки, которые подгоняются под эксперимент по ограниченному числу фононов; измеренных на монокристаллах с помощью неупругого рассеяния нейтронов. Однако во многих случаях нет ни надежных моделей, ни необходимых монокристаллов. Поэтому желательно получать $g(\hbar\omega)$ непосредственно из эксперимента по неупругому рассеянию нейтронов, что, строго говоря, возможно только для некогерентно рассеивающих образцов. К несчастью, для большинства материалов когерентное рассеяние является преобладающим, как и в нашем случае $\sigma_{\text{coh}}^{\text{Zr}} = 6,2 \text{ б}$, $\sigma_{\text{inc}}^{\text{Zr}} = 0,1 \text{ б}$, $\sigma_{\text{coh}}^{\text{D}} = 5,597 \text{ б}$, $\sigma_{\text{inc}}^{\text{D}} = 2 \text{ б}$. Из эксперимента с большими передачами момента, где пригодно некогерентное приближение, можно определить $g(\hbar\omega)$. Однако большие передачи момента означают и большие поправки на многофононное рассеяние. В работах /15-17/ авторы рассматривали проблему измерения $g(\hbar\omega)$ с помощью неупругого рассеяния нейтро-

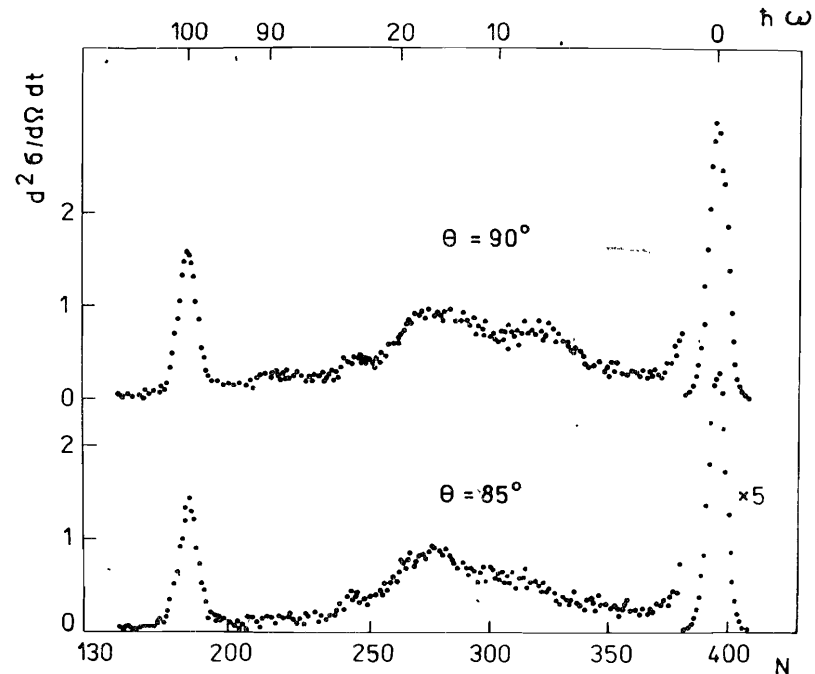


Рис. 1. Дважды дифференциальное сечение рассеяния нейтронов на $ZrD_{1.6}$, в б/ср.мкс.см $^{-1}$ (N - номер канала, $\tau = 8$ мкс)

нов для случая когерентного рассеяния. Они показали, что даже для средних значений передаваемых моментов $g(\hbar\omega)$ можно получить, если в эксперименте провести усреднение по большой области углов рассеяния. Согласно работе /16/ для поликристаллического образца сечение рассеяния в телесный угол, ограниченный углами рассеяния θ_1 и θ_2 при равномерном распределении рассеивающих углов, выражается следующим образом:

$$\sigma(E_0 \rightarrow E)_{\theta_1, \theta_2} = \Delta\Phi \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin\theta \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial E} d\theta \approx a_{\text{coh}}^2 \frac{e^{-2W} (Q_2^4 - Q_1^4)}{Q^2 \omega (e^{\hbar\omega / K_B T} - 1)} g(\hbar\omega),$$

где Q_1 и Q_2 - минимальное и максимальное значения передаваемого момента, $Q = \vec{K} - \vec{K}_0$; \vec{K} , \vec{K}_0 - волновой вектор рассеянного и падающего нейтрона. Ошибки, обусловленные этим приближением, порядка $1/n$, где $n = V_S / V_B$, V_S и V_B - объем образца и зоны Бриллюэна соответственно. Остальные величины в приведенной формуле имеют общепринятый физический смысл.

В соответствии с этим методом были определены частотные спектры для $ZrD_{1.6}$ и ZrD_2 , которые приведены на рис. 3 и 4. На ри-

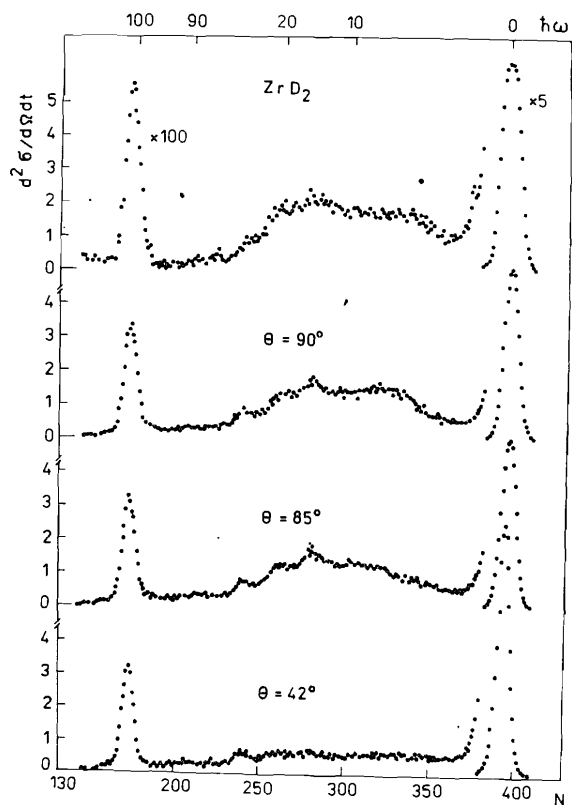


Рис. 2. Дважды дифференциальное сечение рассеяния нейтронов на ZrD_2 , в б/ср.мкс.см $^{-1}$

сунках видно, что как в акустической, так и в оптической части спектра появляется тонкая структура. Для $ZrD_{1,6}$ акустические пики расположены при $\hbar\omega = 15,5$ мэВ, $18,5$ мэВ и 27 мэВ. При $\hbar\omega = 9$ мэВ проявляется плечо. Основной оптический пик расщеплен на два подпика с максимумами при $\hbar\omega$, равном $101,5$ и 106 мэВ. Для ZrD_2 наблюдается сдвиг этих положений. Так, для акустической части положение максимумов соответствует передачам энергии 15 , 20 и $29,5$ мэВ и для плеча - $7,5$ мэВ. Оптический пик имеет бо-

лее сложную структуру, чем в случае $ZrD_{1,6}$. Видны два разрушенных подпика при $\hbar\omega$, равном 104 и 107 мэВ, и, кроме того, два плеча при 114 и 119 мэВ.

Сравнивая положение основных пиков оптической полосы частот для ZrD_x и $ZrH_x^{1/2}$, мы получили отношение $\gamma = \omega_H/\omega_D = 1,317$ для $x = 2$ и $\gamma = 1,35$ для $x = 1,6$. Таким образом, наблюдается отклонение от гармонического приближения для $ZrH(D)_2$ порядка 7%. Оптические фононы в ZrD_x , так же как и в $ZrH_x^{1/2}$, по энергии хорошо отделены от акустических. Полуширина оптической полосы частот составляет 23 мэВ для ZrD_2 и 25 мэВ для $ZrD_{1,6}$.

Используя процедуру, описанную в работе $^{1/}$, нами был оценен вклад многофононного рассеяния. Оценка была сделана для наибольших углов рассеяния с использованием спектра частот $g(\hbar\omega)$, полученного по методике работы $^{16/}$. Найденный вклад этого эффекта составляет около 15% для $ZrD_{1,6}$ и 10% для ZrD_2 . Многофононное рассеяние - это наиболее существенный эффект, который может привести к искажению реальной ширины оптической полосы частот. Для меньших углов рассеяния вклад от многофононного рассеяния меньше указанных выше величин.

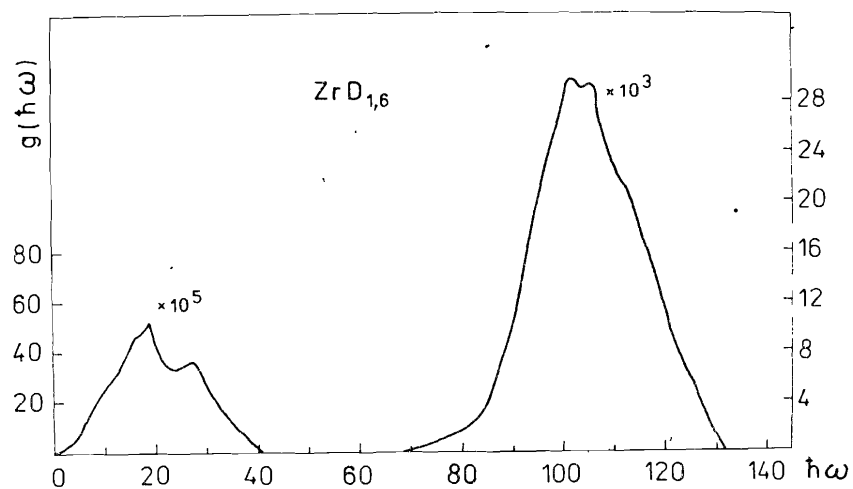


Рис. 3. Обобщенный спектр частот $ZrD_{1,6}$ в мэВ $^{-1}$, $\hbar\omega$ в мэВ.

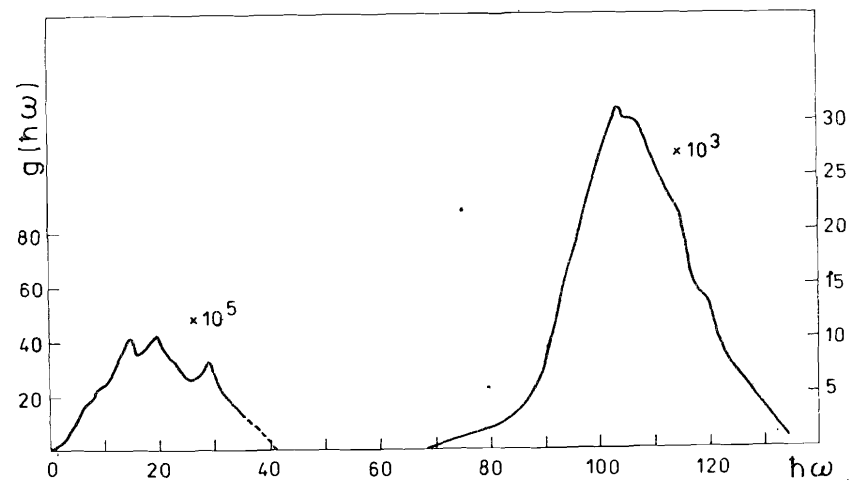


Рис. 4. Обобщенный спектр частот ZrD_2 в мэВ $^{-1}$, $\hbar\omega$ в мэВ.

3. СРАВНЕНИЕ С ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИМИ РЕЗУЛЬТАТАМИ

В работе $^{18/}$ была измерена температурная зависимость теплоемкостей ZrH_2 и ZrD_2 в интервале $5 - 350$ К. Используя для описания колебаний легких атомов эйнштейновскую модель изотропных

гармонических осцилляторов с $\nu = 1190 \pm 30$ см⁻¹ для атомов H и $\nu/\sqrt{2}$ - для атомов D, авторы получили удовлетворительное согласие между расчетом и экспериментом во всей области указанных температур. Интересно сравнить теплоемкости ZrH₂ и ZrD₂; вычисленные с использованием полученных нами спектров частот, с результатами работы /18/.

В эксперименте измеряется $C_p(T)$, тогда как из расчетов получается $C_v(T)$. Преимущественный вклад в теплоемкость дают оптические колебания, частоту которых мы измерили с помощью неупругого рассеяния нейтронов. Значительный вклад может давать ангармонизм оптических колебаний и водород-водородное взаимодействие. В данной работе при вычислении $C_v(T)$ учитывались следующие факторы:

$$C_v(T) = C_v^{ac}(T) + C_v^{op}(T) + C_v^{el}(T).$$

Здесь решеточный вклад рассчитывался отдельно для акустических и оптических мод. Акустическая часть вычислялась по формуле

$$C_v^{ac}(T) = 3R \int_0^{\epsilon_{max}} \left(\frac{\epsilon}{K_B T}\right)^2 \frac{e^{\epsilon/K_B T}}{(e^{\epsilon/K_B T} - 1)^2} g^{ac}(\epsilon) d\epsilon,$$

где R - газовая постоянная ($R = 8,31434$ Дж/моль·град К), а $g^{ac}(\epsilon)$ - акустическая часть спектра частот. Вклад за счет оптических колебаний можно записать, следуя работе /18/:

$$C_v^{op}(T) = 4E(\epsilon_0) + 2E(\epsilon_1),$$

где $E(\epsilon_i)$ - функция теплоемкости Эйнштейна на одну степень свободы:

$$E(\epsilon_i) = R \frac{\epsilon_i^2}{K_B T} \frac{e^{\epsilon_i/K_B T}}{(e^{\epsilon_i/K_B T} - 1)^2}.$$

Симметрия атомов водорода /дейтерия/ в ZrH₂(ZrD₂) предполагается такой, что одна из частот дважды вырождена, а вторая - не вырождена. Поэтому спектр оптических колебаний содержит 2N моды с основной частотой ω_0 и N мод с частотой ω_1 . Из наших измерений по неупругому рассеянию нейтронов были взяты $\hbar\omega_0 = 137$ мэВ и $\hbar\omega_1 = 141$ мэВ для ZrH₂ и $\hbar\omega_0 = 104$ мэВ и $\hbar\omega_1 = 107$ мэВ для ZrD₂. Замечено, что вклад оптических частот в теплоемкость существенен для температур выше 100 К. При очень низких температурах основной вклад вносит электронный газ, теплоемкость которого на единицу объема выражается формулой

$$C_v^{el}(T) = \frac{T^2}{2} K_B n \left[\frac{K_B T}{E_F(0)} \right] = \gamma_{el} \cdot T,$$

где n - число электронов в единице объема, а $E_F(0)$ - энергия Ферми, соответствующая $T = 0$ К. В пределе $T \rightarrow 0$ электронная теплоемкость пропорциональна T, а решеточная часть уменьшается как T³, то есть

$$C_v(T) = \gamma_{el} T + \gamma_D T^3.$$

В наших расчетах $\gamma_{el} = 9,8 \cdot 10^4$ кал/град² моль.

Результаты расчетов с использованием наших экспериментальных данных представлены на рис. 5 для ZrH₂ и ZrD₂. При этом для

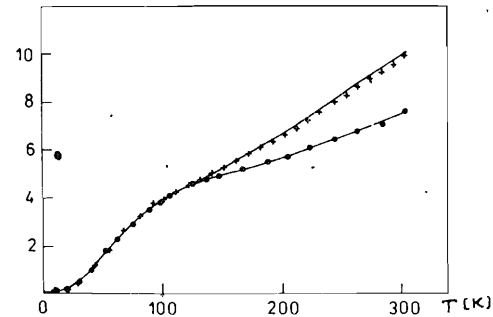


Рис. 5. Теплоемкость ZrH₂ и ZrD₂ в кал/град·моль. Точки - экспериментальные данные для ZrH₂, крестики - экспериментальные данные для ZrD₂, сплошные линии - расчеты, использующие наши экспериментальные данные.

ZrD₂ приведен вариант расчета, выполненный в предположении, что $\omega_D = \omega_H/\sqrt{2}$

/гармоническое приближение/. Как видно из рис. 5, для ZrH₂ согласие расчета с экспериментальными данными работы /18/ очень хорошее. Для ZrD₂, в случае использования гармонического приближения, между экспериментом и расчетом имеется некоторое расхождение. При использовании в расчете реальных частот, полученных для ZrD₂ из эксперимента, также получается хорошее согласие.

Следует отметить два обстоятельства. Первое - расчеты были выполнены в предположении, что спектр частот акустических колебаний $g^{ac}(\hbar\omega)$ в интервале до 300 К не зависит от температуры; второе - теплоемкость $C_v(T)$, которая вычисляется, и теплоемкость $C_p(T)$, которая измеряется, связаны между собой через дилатационный член:

$$C^D(T) = C_p - C_v,$$

где $C^D(T) = \beta^2 \cdot T \cdot V \cdot V_1$, β - объемный коэффициент теплового расширения, V - молярный объем и V_1 - изотермическая сжимаемость. Предполагается, что величиной $C^D(T)$ для $T < 300$ К можно пренебречь.

4. ТЕОРИЯ

Для интерпретации экспериментальных результатов была разработана теоретическая модель; предполагающая центральный характер сил взаимодействия между атомами /CF - потенциал/. Взаимодействие

с ближайшими соседями учитывается до пятого порядка для D и до третьего для Zr. Впервые был учтен эффект тетрагональности решетки. До сих пор все динамические расчеты для ZrH_2 проводились в приближении ГЦК структуры. На самом деле, при комнатной температуре решетка ZrH_2 (ZrD_2) имеет тетрагональное искажение. Для ZrD_2 параметры решетки следующие: $a_0 = 4,972 \pm 0,01 \text{ \AA}$, $c_0 = 4,447 \pm 0,01 \text{ \AA}$ /18/. В дальнейшем модель будет описана более детально. Здесь мы ограничимся лишь краткой информацией.

Состояние кристалла описывается динамической матрицей $D(\vec{q})$, элементы которой являются функциями волнового вектора \vec{q} и содержат силовые константы. В случае центрального взаимодействия меж-атомный потенциал $\phi(R^2)$ зависит только от расстояния R. Силовые константы в системе определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} \mu &= \phi''_{Zr-D}(R^2), \quad \mu' = \phi'_{Zr-D}(R^2) & \text{для } R &= \frac{1}{4} \sqrt{2a^2 + c^2}, \\ \gamma &= \phi''_{Zr-Zr}(R^2), \quad \gamma' = \phi'_{Zr-Zr}(R^2) & \text{для } R &= \frac{1}{2} \sqrt{a^2 + c^2}, \\ \xi &= \phi''_{Zr-Zr}(R^2), \quad \xi' = \phi'_{Zr-Zr}(R^2) & \text{для } R &= a\sqrt{2}/2, \\ \nu &= \phi''_{D-D}(R^2), \quad \nu' = \phi'_{D-D}(R^2) & \text{для } R &= c/2, \\ \zeta &= \phi''_{D-D}(R^2), \quad \zeta' = \phi'_{D-D}(R^2) & \text{для } R &= a/2, \\ \delta &= \phi''_{D-D}(R^2), \quad \delta' = \phi'_{D-D}(R^2) & \text{для } R &= \frac{1}{2} \sqrt{a^2 + c^2}, \\ \epsilon &= \phi''_{D-D}(R^2), \quad \epsilon' = \phi'_{D-D}(R^2) & \text{для } R &= a\sqrt{2}/2, \\ \phi' &= \frac{d\phi}{d(R^2)}, \quad \phi'' = \frac{d^2\phi}{d(R^2)^2}. \end{aligned}$$

Величина параметров $\mu, \mu', \dots, \epsilon, \epsilon'$ выбирается путем подгонки расчетного спектра частот ZrD_2 под экспериментальный до получения наилучшего согласия.

Результаты вычислений представлены на рис. 6а и 6б, где показаны частотные спектры колебаний атомов дейтерия и циркония в системе ZrD_2 . Видно, что учет большего числа взаимодействий между атомами и эффекта тетрагональности решетки ведет к более сложной тонкой структуре спектров частот по сравнению с опубликованными ранее. Этот результат согласуется с нашими экспериментальными данными. Вместе с тем пик при больших передачах энергии в оптической части расчетного спектра дейтерия не согласуется с экспериментом. Это может быть следствием более высокой симметрии CF-модели. Думается, что улучшение модели в области больших передач энергии можно получить, если учесть для дейтерия более высокий, чем пятый, порядок взаимодействия с ближайшими соседями.

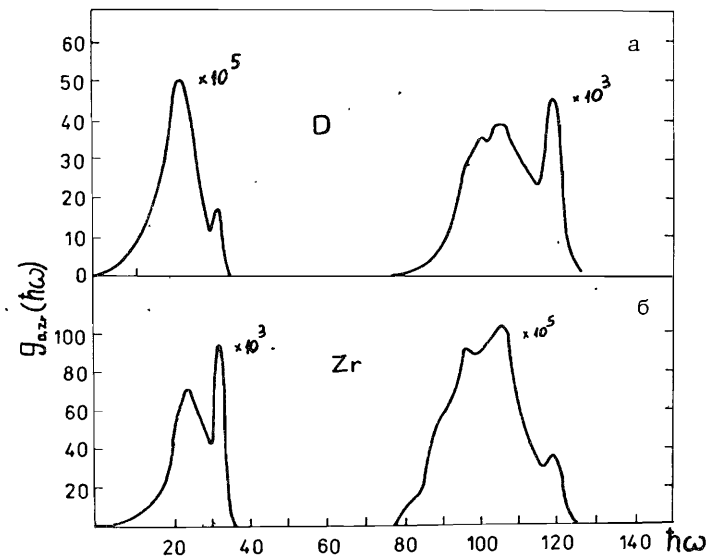


Рис. 6. Спектры частот колебаний дейтерия /а/ и циркония /б/ в ZrD_2 , полученные с использованием улучшенной теоретической модели, основанной на CF-потенциале, $g(\hbar\omega)$ - в мэВ⁻¹, $\hbar\omega$ - в мэВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Козлов Ж.А. и др. ОИЯИ, РЗ-85-805, Дубна, 1985.
2. Springer T. Hydrogen in Metals I, Topics in Applied Physics (ed. by Heffeld G., Völkl J.). Springer, New York, 1978, Vol.28.
3. Ruch J.J. et al. Phys.Rev.B, 1981, 24, p.4903.
4. Ecert J. et al. Phys.Rev.B, 1983, 27, p.1980.
5. Padureanu I. et al. IRNE-151, Piñesti, 1982.
6. Răpeanu S. et al. St.Cerc. Fis., 1983, 35, p.753.
7. Hempelmann R., Richter V., Kollmar A. Z.Phys.B, 1981, 44, p.159.
8. Rodmacq B., Mangin Ph., Chamberod A. J.Phys.F: Met.Phys., 1985, 15, p.2259.
9. Hemmes H., Geerken B.M., Grissen R. J.Phys.F: Met.Phys., 1984, 14, p.2923.
10. Sherman R. et al. Phys.Lett., 1977, 62A, p.353.
11. Dumoulin L. et al. Phys.Status Solidi b, 1978, 90, p.207.
12. Stritzker B., Wühl H. Hydrogen in Metals, Vol.II, (ed. by Alefeld G., Völkl J.). Topics in Applied Physics, Berlin, 1978, p.243.
13. Griessen R., Gvoot D.G. Helv.Phys.Acta, 1982, 55, p.699.

14. Bleck I.A., Averbach B.L. Phys.Rev., 1965, A137, p.1113.
15. Bredov M.M. et al. Sov.Phys.Solid.St., 1967, 9, p.1.
16. Oskotskiy V.S. Sov.Phys.Solid.St., 1967, 9, p.9.
17. Kotov B.A. et al. Sov.Phys.Solid.St., 1968, 9, p.9.
18. Flotow H.E., Osborne D.W. J.Chem.Phys., 1961, 34, p.1418.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
D13-85-793	Труды XП Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 декабря 1986 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Бысковеану И. и др.

P3-86-791

Исследование неупругого рассеяния нейтронов $ZrH_x(D_x)$ на спектрометре ДИН-2ПИ

Представлены результаты исследования $ZrD_{1,6}$, ZrD_2 методом неупругого рассеяния нейтронов на реакторе ИБР-2. Полученные спектры частот ZrH_2 и ZrD_2 использованы для расчета теплоемкостей. Для интерпретации экспериментальных результатов развита теоретическая модель, в основу которой положено предположение о центральном характере сил межатомного взаимодействия.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Bascoveanu I. et al.

P3-86-791

The Study of Inelastic Neutron Scattering on $ZrH_x(D_x)$ at DIN-2PI Spectrometer

The results of the measurements performed by inelastic neutrons scattered on $ZrD_{1,6}$, and ZrD_2 at the IBR-2 reactor are presented. The frequency spectra for ZrD_2 and ZrH_2 are used to calculate the specific heat. A theoretical interpretation of the experimental results in terms of an improved theoretical model based on central force potential is given.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986