

в вольфрам и молибден при такой же температуре составляют $7,9 \cdot 10^{-12}$ и $6,8 \cdot 10^{-11}$ см²/с соответственно.

С увеличением длительности отжига изменение концентрации на границе раздела с UO_2 замедляется, протяженность первого участка концентрационной кривой сокращается, и точка перегиба постепенно смещается к поверхности раздела. Так, для поликристаллического вольфрама после отжига при 1700 °С в течение $2 \cdot 10^3$; $3 \cdot 10^3$; $5 \cdot 10^3$ и $7 \cdot 10^3$ ч точка перегиба располагалась на расстояниях 65, 32, 22 и 10 мкм от границы раздела $W - UO_2$. Аналогичная картина наблюдалась и при взаимодействии UO_2 с монокристаллическим вольфрамом и молибденом. Таким образом, перенос урана из UO_2 в тугоплавкие металлы в первые тысячи часов (до 4000 ч) соответствовал диффузии из переменного источника, а при более длительных отжигах — диффузии из постоянного источника, что неплохо согласуется с данными рис. 2.

Исследования взаимодействия достехиометрической UO_2 ($O/U = 1,93 \div 1,99$) с вольфрамом и молибденом при 1700 и 1900 °С показали, что концентрация урана в обоих металлах на границе раздела с UO_2 оказывается выше, чем в случае стехиометрической UO_2 , но с течением времени уменьшается, приближаясь к значению, соответствующему стабильному составу UO_2 . При взаимодействии сверхстехиометрической UO_2 ($O/U = 2,008 \div 2,014$) концентрация урана в вольфраме и молибдене на границе раздела с UO_2 была заметно ниже, чем в экспериментах с достехиометрической и даже стехиометрической UO_2 , но с течением времени увеличивалась, приближаясь к значению, соответствующему стабильному составу UO_2 .

В целях снижения взаимодействия окисного топлива с вольфрамом или молибденом предпочтительнее использовать достехиометрическую UO_2 с составом, близким к стабильному. При больших выгораниях, когда в результате деления атомов урана заметно возрастает отношение O/U [8], целесообразнее применять достехиометрическую UO_2 , у которой отношение O/U меньше значения, соответствующего стабильному составу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Загряжский В. Н. и др. — In: Thermodynamics Nuclear Materials. Vienna, IAEA, 1975, v. 2, p. 198.
2. Grossman L. — In: High Temperature Nuclear Fuels. N.Y.— London — Paris, 1968, p. 501.
3. Kaznoff A. e.a. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1964, v. 7, N 1, p. 100; 1965, v. 8, N 1, p. 32.
4. Fryxell R. e.a. — [2], p. 211.
5. Adamson M. e.a. — In: Proc. Intern. Symp. on Thermodynamics Nuclear Materials. Jülich, 1979, IAEA-SM-236-63.
6. Кутайцев В. И. Сплавы урана, тория и плутония. М., Атомиздат, 1962.
7. Бэррер Р. Диффузия в твердых телах. М., Изд. иностр. лит., 1948.
8. Schumacher G. — J. Nucl. Mater., 1979, v. 81, N 1-2, p. 53.

Поступило в Редакцию 13.05.80
В окончательной редакции 28.08.80

УДК 539.125.5.162.2

Сечение взаимодействия некоторых металлов с холодными нейтронами

ЖИТАРЕВ В. Е., МОТОРИН А. М., СТЕПАНОВ С. Б.

Исследования с использованием очень медленных — холодных (ХН) и ультрахолодных (УХН) — нейтронов всесторонне развиваются. Это обусловило возрастающую потребность в данных о полном сечении взаимодействия (σ_t), сечении поглощения (σ_a), сечении неупругого рассеяния (σ_{ne}) нейтронов при энергии $< 10^{-3}$ эВ в различных материалах, в частности в металлах. Последние исследования [1, 2] некоторых металлов с помощью очень холодных нейтронов и УХН ($10^{-7} < E < 10^{-5}$ эВ) показали возможность использовать результаты измерения σ_t для достаточно точного определения σ_a , выделения компонента σ_{ne} , несущего информацию о динамике кристаллической решетки, изучения микрогетерогенностей и т. п. Однако

число подобных работ невелико, а экспериментальных данных о сечениях в области энергии $10^{-4} - 10^{-3}$ эВ еще меньше [3, 4]. Для некоторых элементов таких данных нет вообще. Экстраполяция сечения из области тепловых нейтронов или УХН может привести к погрешности как за счет неточности использованных данных, так и из-за возможного отклонения от закона $\sigma_{ne} \sim \lambda$ при длине волн нейтронов $\lambda \lesssim 2$ нм [1].

В настоящей работе полное сечение σ_t измерено в нескольких металлах при комнатной температуре (22 ± 3 °С для нейтронов с длиной волны 1,3—1,9 нм. Измерения выполнены на кристаллическом спектрометре [5] с разрешением по длине волны $\Delta\lambda/\lambda \approx 0,03$. В качестве

Таблица 1

Полное сечение взаимодействия холодных нейтронов в металлах, 10^{28} м²

| Металл | λ , нм | | | | | | | |
|--------|----------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| | 1,30 | 1,40 | 1,50 | 1,60 | 1,70 | 1,80 | 1,90 | 2,06 |
| Al | 1,93±0,13 | 2,12±0,09 | 2,25±0,08 | 2,38±0,07 | 2,54±0,06 | 2,61±0,06 | 2,82±0,08 | 3,15±0,06 |
| Ni | 40,3±1,4 | 43,5±1,5 | 45,5±1,4 | 48,3±1,5 | 51,8±1,9 | 53,1±1,6 | 57,1±1,5 | 61,0±1,0 |
| Cu | 29,3±1,3 | 30,2±1,2 | 32,0±1,1 | 34,0±1,0 | 36,8±0,8 | 40,0±1,1 | 41,0±1,3 | — |
| Zn | 8,9±0,5 | 9,5±0,4 | 10,3±0,5 | 11,1±0,4 | 11,4±0,4 | 11,9±0,4 | 12,7±0,3 | 13,6±0,4 |
| Ge | 17,4±0,6 | 18,2±0,5 | 18,9±0,5 | 21,6±0,5 | 22,1±0,4 | 23,2±0,4 | 23,8±0,6 | 26,3±0,7 |
| Sn | 4,3±0,5 | 4,5±0,5 | 4,7±0,3 | 5,0±0,3 | 5,3±0,3 | 5,6±0,3 | 6,1±0,3 | 6,5±0,4 |
| Pb | 2,42±0,10 | 2,55±0,31 | 2,79±0,36 | 2,91±0,23 | 3,27±0,23 | 3,07±0,20 | 3,31±0,20 | 3,55±0,15 |

Таблица 2

Сечение неупругого рассеяния нейтронов с длиной волны 2,0 нм в металлах при комнатной температуре, 10^{28} м^2

| Металл | Настоящая работа | Другие источники |
|--------|------------------|--|
| Al | $0,47 \pm 0,06$ | $0,45 \pm 0,09$ [1] *, $0,65$ [3] *; $0,48$ [8] ** |
| Ni | 3 ± 1 | $2,5$ [3] * |
| Cu | $1,0 \pm 0,8$ | $2,6 \pm 2,5$ [1] *; $2,1 \pm 1,9$ [2] *; $1,16$ [4] ** |
| Zn | $1,5 \pm 0,4$ | Нет свед. |
| Ge | ~ 0 | То же |
| Sn | ~ 0 | » » |
| Pb | $1,3 \pm 0,2$ | ~ 0 [3] *; $0,9$ [6] ** |

* Эксперимент.
** Расчет.

образцов металлов использованы монокристаллы алюминия (содержание 99,99%, толщина 96 мм, плотность $2,70 \text{ г/см}^3$), германия (99,99%, 8 мм, $5,32 \text{ г/см}^3$) и свинца (99,99%, 28 мм, $11,34 \text{ г/см}^3$); крупнокристаллический алюминий (99,99%, 50 мм, $2,70 \text{ г/см}^3$) и цинк (99,99%, 18 мм, $7,14 \text{ г/см}^3$); поликристаллические никель (99,96%, 2 мм, $8,90 \text{ г/см}^3$), медь (99,99%, 3 мм, $8,93 \text{ г/см}^3$) и олово (99,999%, 21 мм, $7,29 \text{ г/см}^3$). Погрешность определения толщины не превышала 1%.

Предварительно на этих образцах исследовано малоугловое рассеяние нейтронов со средней длиной волны 2,06 нм ($\Delta\lambda/\lambda \approx 0,3$). Рассеяние оказалось заметным только в никеле и меди. В последующих опытах по пропусканию моноэнергетических нейтронов образцы меди и никеля располагали на расстоянии 200 мм от детектора, так что телесный угол регистрации нейтронов составлял $\sim 0,045$ ср, а влияние малоуглового рассеяния на измеряемое пропускание исключалось (табл. 1).

До сих пор в области ХН и УХН наиболее полно были исследованы сечения для алюминия [1, 3, 4] и меди [1—4], а наибольшие разногласия в данных наблюдались для свинца [6] (до 50%). Измеренное ранее полное сечение для олова [3] несколько меньше сечения поглощения, сообщаемого в работах [3, 7]. Для цинка и германия в области ХН опубликованных экспериментальных данных нет. При анализе полученных результатов использована линейная аппроксимация зависимости полного сечения от длины волны падающих нейтронов $\sigma_t = a + b\lambda$.

Данные настоящей работы для никеля удовлетворительно согласуются с линейной экстраполяцией данных работы [3] ($\lambda \leq 1,0$ нм). Результаты для алюминия в пределах погрешности совпадают с экстраполяцией сечения, измеренного для более холодных нейтронов [1], и с расчетом [8] для дебаевского спектра частот ($\Theta_D \approx 390 \text{ К}$), а для меди как с экстраполяцией [1], так и с данными работы [3] ($\lambda \leq 1,64$ нм). Сечения, найденные для свинца, значительно (до 60%) отличаются от результатов работы [3] ($\lambda \leq 1,65$ нм) и лучше соответствуют экспериментальным ($\lambda \leq 0,9$ нм) и расчетным ($\lambda \leq 1,65$ нм) данным, представленным в работе [6]. Однако отличие от расчетного сечения достигает 10%. Наши результаты для олова в пределах погрешности соответствуют сообщавшимся в работе [3],

т. е. меньше сечения поглощения, получаемого при экстраполяции данных [3, 7] из тепловой области по закону $\sigma_a \sim \lambda$.

Исследованные металлы можно разделить на три группы по соотношению сечений σ_t и σ_a . Для олова и германия можно говорить о совпадении этих сечений в пределах погрешностей. Для меди и никеля полученное различие не превышает 5%. Для алюминия, цинка и свинца различие больше 10% и заметно превышает погрешности. В табл. 2 представлены значения сечения неупругого рассеяния нейтронов с длиной волны 2,0 нм, полученные по результатам настоящей работы из соотношения

$$\sigma_{ne} = \sigma_t - \sigma_a - (\sigma_{св} - 4\pi b_K^2),$$

где $\sigma_{св}$ — сечение рассеяния на жестко связанном атоме; b_K — амплитуда когерентного рассеяния. Значения σ_a , $\sigma_{св}$ и b_K выбраны в результате анализа данных [3, 7] и некоторых других. Погрешность полученных значений σ_{ne} в основном определяется погрешностью этих величин. Показаны также значения σ_{ne} , представленные в других работах или полученные из приведенного соотношения по их данным. Результаты разных работ приведены для одинаковых сечений поглощения.

Результаты настоящей работы показали, что при исследовании полного сечения взаимодействия нейтронов в области энергии $10^{-4} - 10^{-3}$ эВ можно определять сечение неупругого рассеяния в металлах с точностью, по крайней мере не худшей, чем в области УХН. Сопоставление с расчетами и оценка соответствующей динамической модели возможны в тех случаях, когда $\sigma_{ne}/\sigma_t \gtrsim 0,1$. В связи с этим полезны измерения при повышенной температуре. Опубликованные данные относительно сечения поглощения и амплитуд когерентного и некогерентного рассеяния для большинства элементов нуждаются в дальнейшем уточнении, в чем могут помочь измерения сечения взаимодействия ХН и УХН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Steyerl A.— В кн.: II Школа по нейтронной физике. Дубна, ОИЯИ, 1974, с. 42.
2. Антонов А. В. и др.— Кр. сообщ. по физике, 1978, № 11, с. 13.
3. Hughes D., Schwartz R. Neutron Cross Sections, Sec. Ed., BNL-325, 1958.
4. CINDA 76/77. Vienna, IAEA, 1976, 1977.
5. Степанов С. Б. и др.— В кн.: Нейтронная физика. Материалы II Всесоюз. конф. Обнинск, изд. ФЭИ, 1974, ч. 4, с. 257.
6. Kanda K., Aizawa O.— Nucl. Sci. Engng, 1976, v. 60, N 3, p. 230.
7. Нозик Ю. З. и др. Нейтроны и твердое тело. М., Атомиздат, 1979, с. 36, 70.
8. Binder K.— Phys. Stat. Sol., 1970, v. 41, p. 767.

Поступило в Редакцию 19.06.80

[5] может быть использовано для определения длины волны падающих нейтронов. В работе [3] для алюминия и меди использованы монокристаллы, для свинца — крупнокристаллический алюминий. Погрешность определения толщины не превышала 1%. Предварительно на этих образцах исследовано малоугловое рассеяние нейтронов со средней длиной волны 2,06 нм ($\Delta\lambda/\lambda \approx 0,3$). Рассеяние оказалось заметным только в никеле и меди. В последующих опытах по пропусканию моноэнергетических нейтронов образцы меди и никеля располагали на расстоянии 200 мм от детектора, так что телесный угол регистрации нейтронов составлял $\sim 0,045$ ср, а влияние малоуглового рассеяния на измеряемое пропускание исключалось (табл. 1).