

Полные сечения взаимодействия нейтронов с бензолом, толуолом и уксуснокислым натрием в интервале энергий 0,03—0,5 эв

И. С. Анисимов, В. И. Никитин, А. И. Сауков, А. А. Угоденко

При расчете замедления нейтронов с энергиями меньше 1 эв в водородсодержащих средах необходимо учитывать связь атомов водорода в молекулах. В работах [1—3] изучалось влияние химической связи атомов водорода на процесс замедления нейтронов в H_2O , $ZrH_{1,2-2}$, MgH_2 . Представляет интерес изучить этот эффект в органических соединениях типа бензол, толуол.

В настоящей работе методом пропускания измерены полные сечения взаимодействия нейтронов с бензолом, толуолом и уксуснокислым натрием в диапазоне энергий 0,03—0,5 эв. Источником нейтронов служила реакция $T(d, n)He^4$, протекавшая на тритиевой мишени импульсной ускорительной трубки. Мишень окружалась слоем парафина толщиной 12 см. В качестве детектора нейтронов использовалась порошкообразная смесь LiF , обогащенного изотопом Li^6 (30%), с ZnS (70%). Слой порошка толщиной 90 мг/см², заключенный в тонкостенный плексигласовый контейнер, помещался на фотокатод ФЭУ-43. Детектор располагался в коллимированном пучке нейтронов на расстоянии от мишени 3,3 м. В опыте методом времени пролета измерялись спектры нейтронов до и после прохождения ими образцов из исследуемых веществ. Из экспериментальных значений коэффициентов пропускания вычислялось отношение сечений связанного и свободного водорода (σ и σ_0 соответственно) в зависимости от энергии нейтронов. Результаты расчетов приведены на рис. 1. Видно, что различия в σ/σ_0 для C_6H_6 , $C_6H_5CH_3$ и CH_3COONa находятся в пределах точности эксперимента ($\pm 5\%$). Примерно с такой же точностью полученные значения σ/σ_0 можно описать в данном энергетическом интервале эмпирической формулой

$$f(E) = 1 + \frac{0,073}{E} - \frac{0,00076}{E^2}$$

где E — энергия нейтронов, эв. Для сравнения на рис. 1 приведены значения σ/σ_0 для H_2O , взятые из работы [4], и результаты расчета для C_6H_6 , полученные в работе [5]. Небольшое (< 10%) превышение расчетных данных над экспериментальными, по-видимому, можно объяснить наличием дополнительных энергетических состояний молекулы C_6H_6 в интервале 0,005—0,05 эв, которые не учитывались при теоретическом рассмотрении [6]; в частности, возможны деформационные колебания молекулы бензола [7].

В настоящей работе не измерялись потери энергии нейтроном при одном соударении, которые, как и сечения, необходимы для расчета замедления нейтронов. Однако, теоретические расчеты, основанные на моделях замедления, в которых используется эффективная масса [3, 8], показывают на наличие связи между сечением и потерями энергии. Это позволяет определить потери энергии в исследуемых веществах. Так как сечение, приходящееся на один атом водорода, в исследуемых веществах мало отличается от сечения в H_2O , то можно предположить, что зависимость нейтронных потерь от сечения для исследуемых веществ и воды будет одинакова.

Можно показать, что средние потери энергии при рассеянии ΔE будут соответствовать потерям при угле рассеяния, близком к 90° . Используя экспериментальные данные работы [2] по потерям энергии

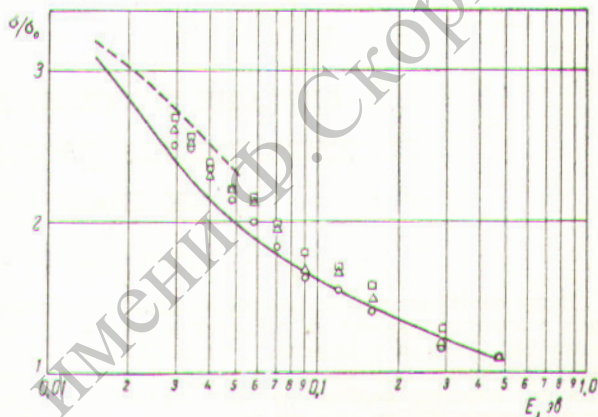


Рис. 1. Зависимость отношений сечений связанного и свободного водорода от начальной энергии нейтрона: \circ — бензол; \triangle — толуол; \square — уксуснокислый натрий; — — — вода [4]; - - - - бензол [5].

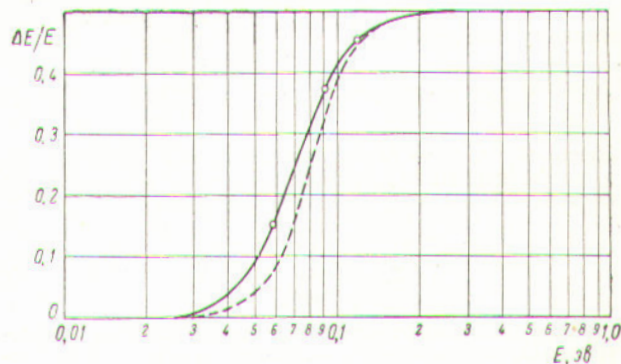


Рис. 2. Зависимость средних относительных потерь энергии нейтроном при одном соударении с молекулами воды и исследуемых веществ от начальной энергии нейтрона: — — — вода [2]; - - - - бензол, толуол, уксуснокислый натрий.

в H_2O (при $\theta = 90^\circ$ и E , равной 0,059; 0,009; 0,117 эв) и учитывая, что

$$\frac{\Delta E}{E} \rightarrow 0,5 \text{ при } E \rightarrow 1 \text{ эв; } \frac{\Delta E}{E} \rightarrow 0 \text{ при } E \rightarrow 0,025 \text{ эв,}$$

были вычислены средние относительные потери энер-

гии нейтроном при одном соударении в бензоле, толуоле и укуснонхислом натрия (рис. 2).

Поступило в Редакцию 12/II 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Нелкип, Е. Коуэн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Избр. докл. иностр. ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 634.
2. А. Мак-Рейнольдс и др. Там же, стр. 648.
3. С. И. Дроздов и др. «Труды Второй междуна-

- родной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Докл. советск. ученых. Т. 1. М., Атомиздат, 1959, стр. 486.
4. Д. Ю.з. Атлас нейтронных сечений. Изд. 2. М., Атомиздат, 1959.
5. М. А. Ковнер, Г. П. Колеров. В сб. «Нейтронная физика». Под ред. П. А. Крутицкого. М., Госатомиздат, 1961, стр. 100.
6. A. Mission. Phys. Rev., 84, 204 (1951).
7. Н. Шеппард. Успехи спектроскопии. Под ред. Г. У. Томпсона. М., Изд-во иностр. лит., 1963, стр. 354.
8. R. Sachs, E. Teller. Phys. Rev., 60, 18 (1941).

УДК 539.125.5:539.121.72

О влиянии резонансной структуры сечений на анизотропию рассеяния быстрых нейтронов и их прохождение в железе

А. П. Суворов, А. Г. Гусейнов, М. П. Николаев

В работе [1] освещается вопрос о влиянии резонансной структуры сечений на распространение и замедление нейтронов в различных средах. Подробно исследуется изменение «микроструктуры» нейтронного спектра, которую необходимо знать при определении средних сечений. Для случаев, когда поток нейтронов $F_0(r, E)$ изменяется сравнительно мало на расстояниях порядка длины свободного пробега, т. е. когда выполняется условие $\left| \frac{D\nabla^2 F}{F} \right| \ll \Sigma_a + \frac{\xi \Sigma_s}{\Delta u}$, при достаточно узких резонансах энергетическая зависимость моментов нейтронного потока $F_l(r, E)$ удовлетворяет приближенному соотношению

$$F_l(r, E) \approx \Phi_l(r, E) \sum_{n=0}^l \frac{a_l - n}{\Sigma_{n+1}(E)}. \quad (1)$$

Здесь $\Phi_l(r, E)$ — слабо изменяющаяся функция E , а коэффициенты a_{l-n} определяются (с точностью до постоянной a_0) рекуррентной формулой

$$a_l = \frac{1}{1 - \frac{\langle \Sigma_s f_l \rangle}{\Sigma}} \sum_{n=0}^{l-1} \left\langle \frac{\Sigma_s f_l}{\Sigma_{n+2}} \right\rangle a_{l-n-1}, \quad (2)$$

где скобки означают усреднение по выбранному энергетическому интервалу; f_l — моменты индикатрисы рассеяния $f(\mu, E)$

$$f_l(E) = 2\pi \int_{-1}^{+1} d\mu P_l(\mu) f(\mu, E). \quad (3)$$

Таким образом, при определении пространственно-энергетического распределения нейтронов необходимо знать средние характеристики сечений $\left\langle \frac{1}{\Sigma_k} \right\rangle$ и $\left\langle \frac{\Sigma_s f_l}{\Sigma_k} \right\rangle$, где $k = 1, 2, \dots, l, l+1$.

В настоящей работе изучается влияние резонансной структуры сечений на прохождение быстрых нейтронов

в железе. Выбор этого элемента объясняется наличием ярко выраженной резонансной структуры сечений вплоть до энергий порядка нескольких мегаэлектронвольт [2] и сильной анизотропии упругого рассеяния в этой области энергий. Кроме того, железо широко применяется в конструкциях и защите ядерных реакторов, при изучении которой требуется возможно более точный учет анизотропии рассеяния.

Результаты измерений углового распределения нейтронов деления с $E \geq 1,5$ Мэв, рассеянных на тонких образцах, приведены в работе [3]. Схема опыта по исследованию резонансной самоэкранировки парциальных сечений показана на рис. 1. Быстрые нейтроны, выходящие с поверхности активной зоны реактора БР-5 [4], пройдя через фильтр из железа армо, установленный в отверстии (диаметром 50 см) парафинового

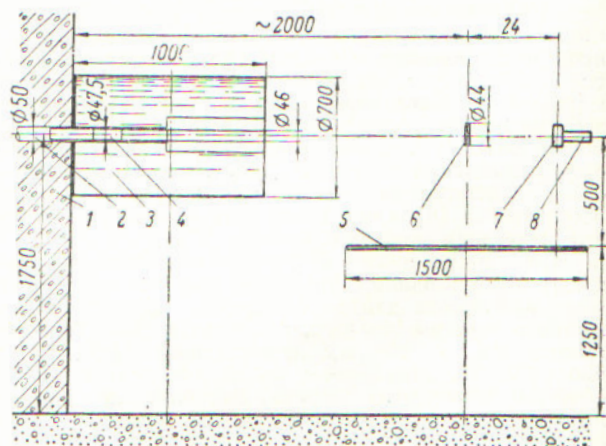


Рис. 1. Схема опыта:

- 1 — защита; 2 — коллимационный канал Б-3; 3 — коллиматор; 4 — блокирующий образец; 5 — вращающийся стол; 6 — расщепитель; 7 — детектор; 8 — предусилитель.