

УДК 539.122:518.5

## К ВОПРОСУ ОБ ОПИСАНИИ РАССЕЙЯНИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ В ФОРМАТЕ ENDF

Д. Г. Модестов  
(РФЯЦ-ВНИИТФ)

Анализируются ошибки, связанные с нефизичностью описания данных в формате ENDF. Особое внимание уделяется представлению закона рассеяния в приближении мгновенного столкновения. Приводятся сравнения значений интегральных сечений, полученных с использованием разных представлений закона рассеяния, а также аналогичных величин, полученных с использованием программы NJOY.

В настоящее время существует определенный круг практических задач, важную роль в которых играют процессы взаимодействия низкоэнергетических нейтронов с веществом. В частности, такие задачи возникают при разработке и сопровождении ядерных реакторов. При описании указанных взаимодействий в отличие от взаимодействий быстрых нейтронов, кроме учета структуры атомных ядер, дополнительно необходим учет химико-физического состояния вещества. Последнее обстоятельство сильно осложняет задачу, так как появляется зависимость дифференциальных сечений от температуры, химического состава, агрегатного состояния вещества.

Для разрешения возникающих проблем существует несколько подходов. Возможно, наиболее распространенным из них является использование библиотек оцененных ядерных данных, сохраненных в формате ENDF, описание которого приводится в руководстве [1]. Ссылки на эти библиотеки можно получить на сайте МАГАТЭ (IAEA Nuclear Data Centre, <http://www-nds.iaea.org>). Описание формата данных, связанных с учетом химико-физического состояния вещества при взаимодействии нейтронов, приводится в одном из разделов (FILE 7, Thermal neutron scattering law data) руководства [1]. К большому сожалению, этот раздел содержит несколько ошибок (опечаток), анализ которых затруднен отсутствием ссылок на работы, в которых обосновывается использование приведенных выражений. Наиболее опасной (и наименее заметной) видится ошибка представления закона рассеяния в приближении мгновенного столкновения, анализу которой посвящена настоящая работа.

Здесь следует заметить, что данная ошибка была выявлена при разработке методов решения задач переноса низкоэнергетических нейтронов в рамках комплекса программ статистического моделирования ВНИИТФ. А недавно автор ознакомился с рукописью работы [2], в которой эта ошибка была не замечена. Основные алгоритмы и исходные выражения из [2], касающиеся моделирования рассеяния низкоэнергетических нейтронов на основе аналитических представлений законов рассеяния, приведены также в работе [3]. Учитывая то обстоятельство, что нефизичные представления уже применяются в практических расчетах, а также то, что ядерные данные, сохраненные в формате ENDF, широко используются для описания переноса нейтронов в замедлителях, представляется необходимым провести обсуждение этой ошибки, которая приводит к нефизичному поведению характеристик рассеяния.

Прежде чем указать на ошибочное выражение в описании формата ENDF, необходимо сделать некоторые пояснения. В этом формате дифференциальное сечение некогерентного неупругого рассеяния задается с помощью закона рассеяния  $S(\alpha, \beta, T)$  следующим образом:

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E \partial \mu} (E_0 \rightarrow E, \mu | T) = \frac{\sigma_f}{2T} \left(1 + \frac{1}{A}\right)^2 \sqrt{\frac{E}{E_0}} e^{-\beta/2} S(\alpha, \beta, T), \quad (1)$$

где  $E$  — энергия рассеянного нейтрона;  $\mu$  — косинус угла рассеяния;  $T$  — температура в энергетических единицах;  $E_0$  — энергия налетающего нейтрона;  $\sigma_f$  — сечение упругого рассеяния на свободном атоме (в рамках используемой модели оно считается постоянным);  $A$  — масса атома в нейтронных единицах;  $\alpha = \frac{E_0 + E - 2\mu\sqrt{E_0E}}{AT}$  — квадрат приведенного переданного импульса;  $\beta = \frac{E - E_0}{T}$  — приведенная переданная энергия.

Исходя из (1), а также учитывая явный вид якобиана преобразования  $\frac{\partial(E, \mu)}{\partial(\alpha, \beta)} = \frac{AT^2}{2\sqrt{E_0E}}$ , можно получить выражение для интегрального сечения рассматриваемой реакции:

$$\sigma(E_0|T) = \sigma_f \left(1 + \frac{1}{A}\right)^2 \frac{AT}{4E_0} \int_0^\infty d\alpha \int_{\beta^-(\alpha, E_0/T)}^{\beta^+(\alpha, E_0/T)} e^{-\beta/2} S(\alpha, \beta, T) d\beta, \quad (2)$$

где пределы интегрирования имеют вид

$$\beta^\pm(\alpha, \varepsilon) = \alpha A \pm 2\sqrt{\alpha A \varepsilon}. \quad (3)$$

Поведение этого сечения полностью определяется законом рассеяния. При этом из физических соображений следует, что при больших энергиях, т. е.  $E_0 \gg T$ , рассеяние должно быть подобно рассеянию на свободном атоме и, в частности, должно выполняться

$$\sigma(E_0|T) \xrightarrow{E_0 \rightarrow \infty} \sigma_f. \quad (4)$$

Это асимптотическое поведение и будет выступать в качестве критерия физичности используемого закона рассеяния.

Сама ошибка связана с представлением дифференциального сечения некогерентного неупругого рассеяния в приближении *мгновенного столкновения*. Используемое здесь название этого приближения является вольным переводом английского термина short-collision-time (SCT) approximation, приведенного в руководстве [1]. Автор позволил себе использовать такое название ввиду его краткости и благозвучности (впрочем, не настаивая на нем), так как в русскоязычной литературе не существует общепринятой терминологии. Так, в книге [4] используется название *приближение малых времен столкновения*, а в работе [3] — *приближение наименьшего времени столкновения*. Закон рассеяния в этом приближении приведен в выражении (7.8) руководства [1]. Для анализа его удобно записать в следующем виде:

$$S_{\text{SCT}}^-(\alpha, \beta, T) = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi|\alpha|}} e^{-\frac{\lambda}{|\alpha|}(|\alpha| - \beta)^2 - \frac{|\beta|}{2}}, \quad (5)$$

где  $\lambda = \frac{T}{4T_{\text{эф}}(T)}$ , а  $T_{\text{эф}}(T)$  — некоторая эффективная температура ( $T_{\text{эф}} > T$ ), значение которой определено в файле данных. К сожалению, в руководстве [1] не приводится источник получения этой формулы, и потому не представляется возможным проверить ее обоснованность. Некоторый вопрос первоначально вызывает только использование модуля для параметра  $\alpha$ , который согласно (2) всегда неотрицателен в области физических значений.

Сразу следует сказать, что данное представление не удовлетворяет асимптотическому условию (4). Для доказательства этого факта внутренний интеграл (2) с использованием закона рассеяния (5) удобно представить в виде суммы двух неотрицательных слагаемых:

$$\int_{\beta^-(\alpha, E_0/T)}^{\beta^+(\alpha, E_0/T)} e^{-\beta/2} S_{\text{SCT}}^-(\alpha, \beta, T) d\beta = p^-(\alpha, E_0, T) + q(\alpha, E_0, T), \quad (6)$$

где

$$p^-(\alpha, E_0, T) = \int_{\beta \in (-\infty, 0) \cap (\beta^-(\alpha, E_0/T), \beta^+(\alpha, E_0/T))} e^{-\beta/2} S_{\text{SCT}}^-(\alpha, \beta, T) d\beta; \quad (7)$$

$$q(\alpha, E_0, T) = \int_{\beta \in (0, +\infty) \cap (\beta^-(\alpha, E_0/T), \beta^+(\alpha, E_0/T))} e^{-\beta/2} S_{\text{SCT}}^-(\alpha, \beta, T) d\beta. \quad (8)$$

Для последнего интеграла, распространяя интегрирование на всю положительную полуось, а также учитывая явный вид и положительность функции (5), можно получить следующую оценку сверху:

$$q(\alpha, E_0, T) \leq \sqrt{\frac{\lambda}{\pi\alpha}} \int_0^\infty e^{-\frac{\lambda}{\alpha}(\alpha-\beta)^2 - \beta} d\beta. \quad (9)$$

Учитывая, что в аргументе экспоненты

$$\frac{\lambda}{\alpha}(\alpha - \beta)^2 + \beta = \frac{4\lambda - 1}{4\lambda}\alpha + \frac{\lambda}{\alpha} \left( \frac{1 - 2\lambda}{2\lambda}\alpha + \beta \right)^2,$$

неравенство (9) можно записать в явном виде:

$$q(\alpha, E_0, T) \leq \frac{1}{2} e^{\frac{1-4\lambda}{4\lambda}\alpha} \left( 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{1-2\lambda}{2\sqrt{\lambda}} \sqrt{\alpha} \right) \right)^*. \quad (10)$$

Согласно определению (5) всегда справедливо ограничение  $0 < \lambda < 1/4$ , из которого следует, что коэффициент перед  $\sqrt{\alpha}$  у аргумента функции  $\operatorname{erf}$  всегда положителен. В этом случае асимптотическое разложение при больших значениях параметра  $\alpha$  можно представить следующим образом:

$$1 - \operatorname{erf} \left( \frac{1-2\lambda}{2\sqrt{\lambda}} \sqrt{\alpha} \right) \xrightarrow{\alpha \rightarrow \infty} \frac{2\sqrt{\lambda}}{(1-2\lambda)\sqrt{\pi\alpha}} e^{-\frac{(1-2\lambda)^2}{4\lambda}\alpha} \left( 1 + O \left( \frac{1}{\alpha} \right) \right).$$

Следовательно, функция, стоящая в правой части неравенства (10), является интегрируемой на положительном интервале изменения  $\alpha$ . Удобно ввести обозначение для интеграла от нее:

$$Q_0 = \int_0^\infty \frac{1}{2} e^{\frac{1-4\lambda}{4\lambda}\alpha} \left( 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{1-2\lambda}{2\sqrt{\lambda}} \sqrt{\alpha} \right) \right) d\alpha < \infty. \quad (11)$$

Так как  $Q_0$  конечна, то с учетом (2), (5) и (6) вклад от  $q(\alpha, E_0, T)$  в асимптотическое поведение интегрального сечения является пренебрежимо малым:

$$\frac{AT}{4E_0} \int_0^\infty q(\alpha, E_0, T) d\alpha \leq \frac{AT}{4E_0} Q_0 \xrightarrow{E_0 \rightarrow \infty} 0. \quad (12)$$

При вычислении вклада от  $p^-(\alpha, E_0, T)$  необходимо отметить, что согласно (7) его значение отлично от нуля только в той области, в которой выполняется условие  $\beta^-(\alpha, E_0/T) < 0$ , так как всегда  $\beta^+(\alpha, E_0/T) > 0$ . Учитывая (3), эту область можно определить как

$$\alpha < \alpha_0 \equiv \frac{4E_0}{AT}. \quad (13)$$

---

\*  $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$  — интеграл вероятностей.

Так как всегда  $\alpha \geq 0$ , явное выражение для функции (7) имеет вид

$$p^-(\alpha, E_0, T) = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi\alpha}} \int_{\beta^-(\alpha, E_0/T)}^0 e^{-\frac{\lambda}{\alpha}(\alpha-\beta)^2} d\beta. \quad (14)$$

Или, вычисляя его явно,

$$p^-(\alpha, E_0, T) = \frac{1}{2} \left( \operatorname{erf} \left( \sqrt{\frac{\lambda}{\alpha}} \left( \alpha - \beta^-(\alpha, \frac{E_0}{T}) \right) \right) - \operatorname{erf} \left( \sqrt{\frac{\lambda}{\alpha}} \alpha \right) \right). \quad (15)$$

Учитывая, что на рассматриваемом интервале изменения переменной  $\alpha$  всегда  $\beta^-(\alpha, E_0/T) \leq 0$ , получаем неравенство

$$p^-(\alpha, E_0, T) \leq \frac{1}{2} \left( 1 - \operatorname{erf} \left( \sqrt{\lambda\alpha} \right) \right) \quad (16)$$

и, следовательно, вычисляя явно интеграл по  $\alpha$ ,

$$\frac{AT}{4E_0} \int_0^\infty p^-(\alpha, E_0) d\alpha \leq \frac{AT}{16\lambda E_0} \xrightarrow{E_0 \rightarrow \infty} 0. \quad (17)$$

Таким образом, как можно видеть из (12) и (17), использование закона рассеяния в форме (5) приводит к тому, что интегральное сечение (2) при больших энергиях становится пренебрежимо малым и не удовлетворяет асимптотическому условию (4), т. е. не является физическим. Поэтому встает вопрос о правильности представления (5).

Вероятнее всего, при издании допущена опечатка и закон рассеяния должен быть представлен следующим образом (под знаком модуля стоит параметр  $\beta$ ):

$$S_{\text{СТ}}^+(\alpha, \beta, T) = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi\alpha}} e^{-\frac{\lambda}{\alpha}(\alpha-|\beta|)^2 - \frac{|\beta|}{2}}. \quad (18)$$

Такое предположение можно сделать хотя бы потому, что вид (1) для дифференциального сечения обычно использует закон рассеяния в симметризованном представлении (см., например, [5, 6]), т. е. в таком представлении, которое инвариантно относительно изменения знака  $\beta$ . В то же время в отличие от (18) закон рассеяния (5) не обладает данным свойством.

Для подтверждения указанного предположения необходимо показать выполнимость асимптотического условия (4). Для этого, аналогично (6), внутренний интеграл (2) с использованием закона рассеяния (18) удобно представить в виде суммы двух неотрицательных слагаемых:

$$\int_{\beta^-(\alpha, E_0/T)}^{\beta^+(\alpha, E_0/T)} e^{-\beta/2} S_{\text{СТ}}^+(\alpha, \beta, T) d\beta = p^+(\alpha, E_0, T) + q(\alpha, E_0, T), \quad (19)$$

где

$$p^+(\alpha, E_0, T) = \int_{\beta \in (-\infty, 0) \cap (\beta^-(\alpha, E_0/T), \beta^+(\alpha, E_0/T))} e^{-\beta/2} S_{\text{СТ}}^+(\alpha, \beta, T) d\beta, \quad (20)$$

$$q(\alpha, E_0, T) = \int_{\beta \in (0, +\infty) \cap (\beta^-(\alpha, E_0/T), \beta^+(\alpha, E_0/T))} e^{-\beta/2} S_{\text{СТ}}^+(\alpha, \beta, T) d\beta. \quad (21)$$

Для последнего выражения сохранено то же обозначение, что и для (8). Это сделано потому, что в области  $\beta > 0$  законы рассеяния (5) и (18) тождественно совпадают и, следовательно, совпадают

выражения (8) и (21). При этом, как можно видеть из (12), вклад данного слагаемого в значение интегрального сечения при больших энергиях пренебрежимо мал и данное значение определяется первым слагаемым, которое, аналогично (15), можно представить в явном виде:

$$p^+(\alpha, E_0, T) = \frac{1}{2} \left( \operatorname{erf}(\sqrt{\lambda\alpha}) - \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{\lambda}{\alpha}}(\alpha + \beta^-(\alpha, E_0))\right) \right). \quad (22)$$

Для интегрирования этого выражения удобно воспользоваться первообразной

$$J(\alpha, \gamma, \lambda) \equiv \int \operatorname{erf}(\sqrt{\lambda}(\sqrt{\alpha} - \sqrt{\gamma})) d\alpha, \quad (23)$$

явное выражение для которой может быть записано следующим образом:

$$J(\alpha, \gamma, \lambda) = \operatorname{erf}(\sqrt{\lambda}(\sqrt{\alpha} - \sqrt{\gamma})) \left( \alpha - \gamma - \frac{1}{2\lambda} \right) + \frac{\sqrt{\alpha} + \sqrt{\gamma}}{\sqrt{\pi\lambda}} e^{-\lambda(\sqrt{\alpha} + \sqrt{\gamma})^2}.$$

Согласно (3) переменная часть аргумента второго слагаемого в правой части (22) может быть записана в виде

$$\frac{\alpha + \beta^-(\alpha, E_0/T)}{\sqrt{\alpha}} = (A + 1) \left( \sqrt{\alpha} - \frac{A}{A + 1} \sqrt{\alpha_0} \right),$$

где  $\alpha_0$  определено в неравенстве (13). С использованием этих обозначений получаем явный вид интеграла:

$$P(\alpha_0) = 2 \int_0^{\alpha_0} p^+(\alpha, E_0) d\alpha = J(\alpha_0, 0, \lambda) - J(0, 0, \lambda) - J\left(\alpha_0, \frac{A^2}{(A + 1)^2} \alpha_0, (A + 1)^2 \lambda\right) + J\left(0, \frac{A^2}{(A + 1)^2} \alpha_0, (A + 1)^2 \lambda\right). \quad (24)$$

Как можно видеть, зависимость от  $E_0$  в этом выражении трансформировалась в зависимость от  $\alpha_0$ . Подставляя (19) в (2) и используя (12) и (24), а также вычисляя пределы получившихся выражений, после громоздких, но технически несложных преобразований будем иметь следующее соотношение:

$$\lim_{E_0 \rightarrow \infty} \sigma^+(E_0|T) = \frac{\sigma_f}{2} \left(1 + \frac{1}{A}\right)^2 \lim_{\alpha_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{\alpha_0} P(\alpha_0) = \sigma_f, \quad (25)$$

в котором используется выражение для интегрального сечения в приближении мгновенного столкновения

$$\sigma^\pm(E_0|T) = \sigma_{bn} \frac{AT}{4E_0} \int_0^\infty d\alpha \int_{\beta^-(\alpha, E_0/T)}^{\beta^+(\alpha, E_0/T)} e^{-\beta/2} S_{\text{СТ}}^\pm(\alpha, \beta, T) d\beta, \quad (26)$$

получающееся в результате подстановки в (2) соответствующих законов рассеяния: (5) или (18). Как можно видеть, соотношение (25) полностью совпадает с асимптотическим условием (4) и, следовательно, поведение интегрального сечения физично.

Интересно также рассмотреть поведение интегрального сечения при низких энергиях. Не приводя промежуточных выкладок, которые в рассматриваемом контексте несущественны, можно сразу привести предельное соотношение для сечения, вычисляемого по (2) с использованием произвольного закона рассеяния:

$$\lim_{E_0 \rightarrow +0} \sqrt{E_0} \sigma(E_0|T) = \sigma_f \left(1 + \frac{1}{A}\right)^2 \sqrt{T} \int_0^\infty e^{-\beta/2} \sqrt{\beta} S\left(\frac{\beta}{A}, \beta, T\right) d\beta. \quad (27)$$

Учитывая, что в области положительных значений параметров  $\beta$  выражения (5) и (18) совпадают, можно сделать вывод об одинаковом поведении интегральных сечений, вычисляемых с их использованием, в области низких энергий.

Для примера можно привести зависимость интегрального сечения некогерентного неупругого рассеяния на кислороде в окиси бериллия при температуре 296 К ( $\approx 2,55 \cdot 10^{-2}$  эВ), вычисленного согласно данным библиотеки ENDF/B-VI, используемой в [2] и [3] (рис. 1). Обозначение сечений совпадает с (26) и (1). Такое поведение характерно и для других веществ, при описании нейтронных взаимодействий с которыми используется приближение мгновенного столкновения. Здесь видно, что  $\sigma^-$  в интервале энергий ниже комнатной температуры практически совпадает с  $\sigma^+$ , что соответствует соотношению (27). Однако для больших энергий  $\sigma^-$  достаточно быстро стремится к нулю в соответствии с (12) и (17), образуя ничем не обоснованное "окно", повышающее прозрачность вещества для нейтронов. В противоположность такому поведению  $\sigma^+$  при больших энергиях плавно приближается к  $\sigma_f$ , что не противоречит основным физическим принципам.

Здесь следует заметить, что согласно руководству [1] приближение мгновенного столкновения используется не только само по себе, но и для описания асимптотического поведения закона рассеяния в табличном представлении. В этом случае влияние данного приближения на различные характеристики рассеяния сравнительно невелико. Сразу можно отметить, что различия в сечениях некогерентного неупругого рассеяния на бериллии в окиси бериллия, для которого задано табличное представление, связанное с использованием (5) и (18) для приближения мгновенного столкновения, не наблюдается.

Некоторое различие можно заметить для сечения рассеяния на водороде в воде, зависимости от энергии которого, посчитанные по разным приближениям, приведены на рис. 2. На этом же рисунке приведено сечение  $\sigma_{\text{NJOY}}$ , рассчитанное с помощью программы NJOY [7], которая наиболее широко используется в мире для восстановления сечений по данным, сохраненным в формате ENDF. Практическое совпадение этого сечения с  $\sigma^+$ , рассчитанным во ВНИИТФ по алгоритмам, которые

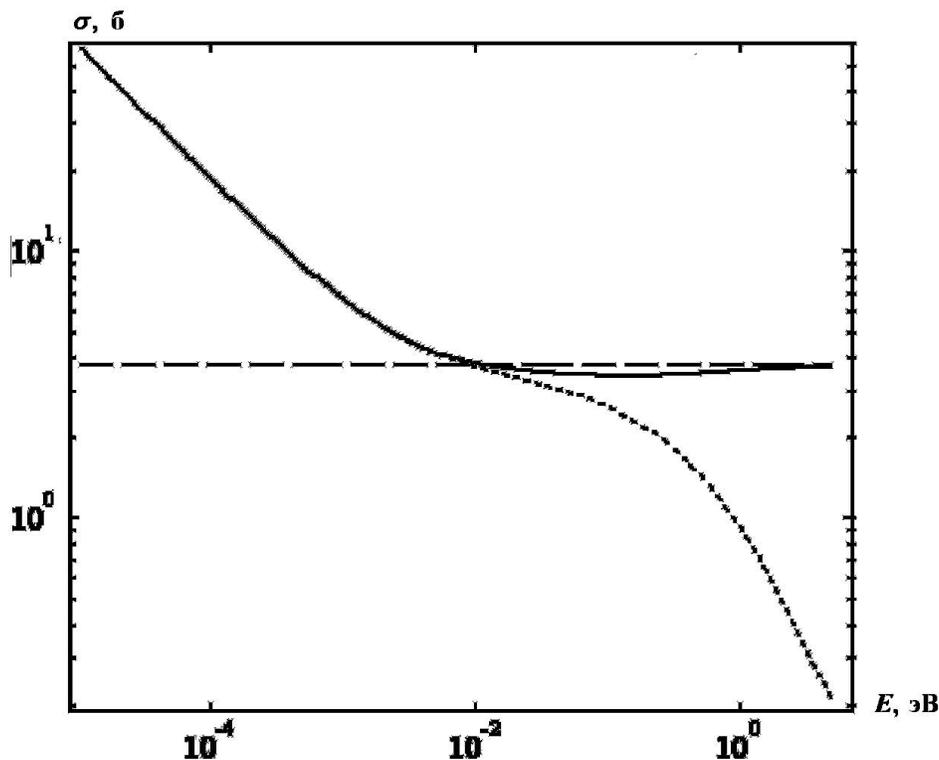


Рис. 1. Зависимость интегрального сечения некогерентного неупругого рассеяния на кислороде в окиси бериллия при температуре 296 К, вычисленного согласно данным библиотеки ENDF/B-VI: — —  $\sigma^+$ ; - - - -  $\sigma^-$ ; - · - · -  $\sigma^f$

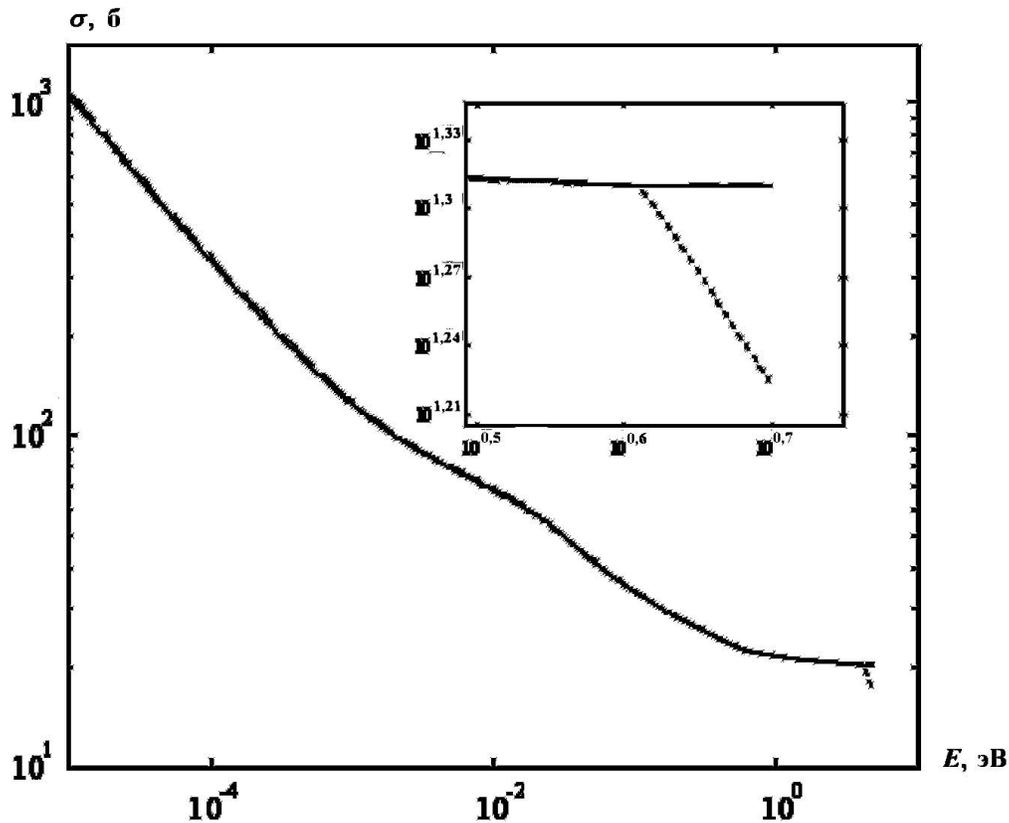


Рис. 2. Зависимость интегрального сечения некогерентного неупругого рассеяния на водороде в воде при температуре 296 К в расчете на один атом, вычисленного согласно данным библиотеки ENDF/B-VI: — —  $\sigma^+$ ; - - - -  $\sigma^-$ ; — — — —  $\sigma_{\text{NJOY}}$  (в правом верхнем углу — в увеличенном масштабе при  $E > 3$  эВ)

создавались независимо, является дополнительным подтверждением справедливости представления (18). Здесь следует заметить, что при вычислении  $\sigma^+$  использовались типы интерполяции, рекомендуемые библиотекой ENDF/B-VI. Поэтому совпадение  $\sigma^+$  с  $\sigma_{\text{NJOY}}$  делает спорным вывод, высказанный в работе [2, стр. 91], о разной интерполяции как причине различий сечений, посчитанных по программам BRAND [2] и NJOY [7].

Впрочем, необходимо отметить, что данные, имеющиеся в библиотеке ENDF/B-VI, не всегда самосогласованны. Так, в частности, при определении табличной функции встречаются интервалы, на которых рекомендовано использование логарифмически-линейной интерполяции (логарифм функции линейно зависит от аргумента) и в то же время на одном из концов задано нулевое значение функции. При этом для некоторых веществ использование разных алгоритмов обхода получающейся неопределенности приводит к заметным различиям в сечениях. Что же касается  $\sigma^-$ , то оно, в соответствии с (12) и (17), при высоких энергиях резко устремляется к нулю. Такое поведение качественно совпадает и с расчетами, приведенными в работе [2] (см. рис. 4.1 на стр. 92). Впрочем, само различие невелико и, на первый взгляд, не должно сказаться на результатах расчета большинства практических задач.

Таким образом, по мнению автора, при использовании данных, сохраненных в формате ENDF для описания взаимодействий низкоэнергетических нейтронов, необходимо вместо выражения (5) использовать выражение (18), которое дает физически обоснованное поведение сечений, а также согласуется с результатами расчетов по программе NJOY. При этом, если для описания рассеяния нейтронов на атоме рекомендуется приближение мгновенного столкновения, использование (5) может привести к большим ошибкам при моделировании процесса замедления. Однако для табличного представления влияние рассматриваемой ошибки обычно невелико и может быть незаметно для большинства практических задач.

### Список литературы

1. ENDF-102. Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File ENDF-6 / Ed. by V. McLane. N.Y.: National Nuclear Data Center Brookhaven National Laboratory. Upton, 2001. (<http://www.nndc.bnl.gov/nndcscr/documents/endl/endl102/endl102.pdf>).
2. Малков М. Р. Методика и алгоритмы статистического моделирования взаимодействия тепловых нейтронов с веществом на основе файлов оцененных данных. Автореф. дис. канд. физ.-мат. наук. Обнинск, 2005.
3. Андросенко П. А., Малков М. Р., Соловьев Н. А. Точное моделирование рассеяния нейтронов методом Монте-Карло по модели идеального газа и приближению наикратчайшего времени столкновения // Изв. ВУЗов. Ядерная энергетика. 2004. № 3. С. 32—42.
4. Гуревич И. И., Тарасов Л. В. Физика нейтронов низких энергий. М.: Наука, 1965.
5. Игелстафф П. Рассеяние тепловых нейтронов. М.: Атомиздат, 1970.
6. Гомин Е. А., Гуревич М. И., Шкаровский Д. А. Использование обобщенных спектров нормальных колебаний замедлителей при моделировании переноса медленных нейтронов методом Монте-Карло // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2006. Вып. 1. С. 32—44.
7. MacFarlane R. E., Muir D. W. The NJOY Nuclear Data Processing System, version 9.1. Los Alamos National Laboratory, 1994.

Статья поступила в редакцию 14.04.08.

---