

УДК 621.039.5

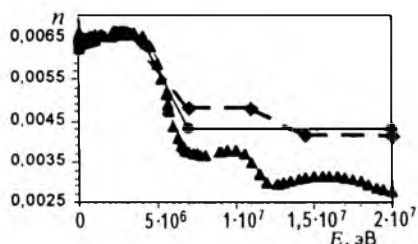
РАЗЛИЧИЯ ОЦЕНОК ЧИСЛА ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ЯДРА ^{239}Pu

Абагян Л.П. (ИЯР РНЦ «Курчатовский ин-т»)

В настоящее время для расчета реакторных задач используются различные библиотеки оцененных нейтронных данных. Наиболее полными из них являются ENDF/B-5 [1, 2], ENDF/B-6.5 [3, 4], JEF-2.2, JENDL-3.2 [5, 6], CENDL-2 и BROND-2 [7]. Содержание библиотек, записанное на CD-R, получено нами из МАГАТЭ [8]. Данные в библиотеках записаны в международном формате ENDF/B-6.5 [4]. Из первого файла библиотек (MF = 1) сравниваются секции ν — полное число вторичных нейтронов деления (MT = 452), ν_d — число запаздывающих нейтронов деления (MT = 455) и ν_p — число мгновенных нейтронов деления (MT = 456).

В настоящей работе сравниваются оценки полного числа вторичных нейтронов деления ν ^{239}Pu . Эксперименты, положенные в основу оценок, фактически одни и те же, поэтому не рассматриваются. Поскольку измерения проводятся относительно $\nu_{\text{sp}}(^{252}\text{Cf})$, полезно отметить, что в настоящее время принято $\nu_{\text{sp}}(^{252}\text{Cf}) = 3,757 \pm 0,004$. Отличия оценок экспериментальных данных связаны, в основном, с выбранным нормировочным коэффициентом при разной энергии.

Несколько слов о запаздывающих нейтронах деления (рис. 1). В библиотеках ENDF/B-5 и ENDF/B-6.5 секции ν_d (MT = 455) идентичны. Однако в первой указан

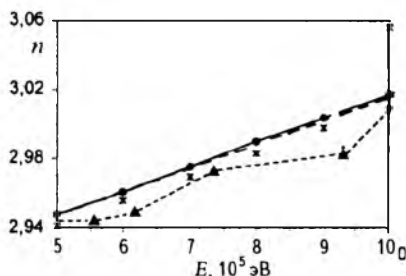


Р и с. 1. Энергетическая зависимость числа запаздывающих нейтронов: ● — ENDF/B; ▲ — JEF-2.2; ◆ — JENDL-3.2

первоисточник: частное сообщение Р. Кайзера 1978 г., во второй ссылаются на отчет Лос-Аламосской национальной лаборатории (США) 1989 г. и работу [9]. Данные библиотеки CENDL-2 взяты из JENDL-3.2. В библиотеке BROND-2 секции MT = 455 нет. Лишь в библиотеке JEF-2.2 в секции MT = 455, как и в секциях 452 и 456, записана детальная структура в 2321 энергетической точке. Величина ν_d в резонансной области (ниже 650 эВ) колеблется от 0,00634 до 0,00741, т.е. изменяется на 17%. Заметим, что минимальные значения ν_d коррелированы с максимальными значениями числа мгновенных нейтронов деления ν_p .

Поскольку доля запаздывающих нейтронов деления мала (не более 0,23%), кривые для $\nu(E)$ повторяют форму $\nu_p(E)$.

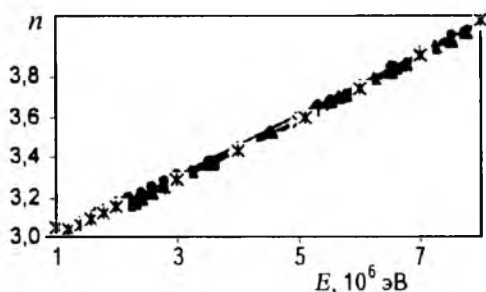
Энергетическая зависимость полного числа вторичных нейтронов деления ν в области быстрых нейтронов. Для прямого (n, f)-процесса в быстрой области (E , МэВ) экспериментальные данные $\nu(E)$ в линейно-линейном масштабе хорошо описываются прямой линией:



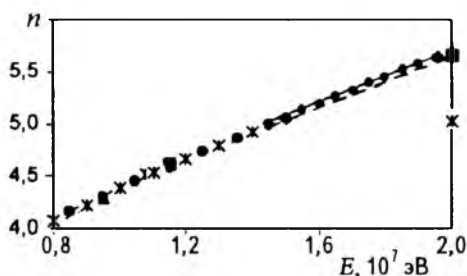
Р и с. 2. Полное число нейтронов деления в области 0,5—1 МэВ: - - - — ENDF/B-5; ● — ENDF/B-6; ▲ — JEF-2.2; ◆ — JENDL-3.2; * — BROND-2

$$\bar{\nu} = \nu(0) + \frac{\partial \nu}{\partial E} E. \quad (1)$$

Традиционно $\nu(E)$ измеряли в области быстрых нейтронов, и детальная структура в резонансной области не рассматривалась. При таком подходе формула (1) удовлетворяла оценщиков. На рис. 2—4 представлены результаты оценок $\nu(E, \text{эВ})$ в быстрой области энергии от 0,5 до 20 МэВ. Видно, что описание $\nu(E)$ формулой (1) правомерно. Исключение составляют «выбросы» ν при энергии 1 МэВ — 1,6% (см. рис. 2, 3) и 20 МэВ — 13% (см. рис. 4), которые наблюдаются в библиотеке BROND-2 (видимо, это технические погрешности), а также колебания ν в



Р и с. 3. То же, что на рис. 2, в области 1—8 МэВ:
 ■ — ENDF/B-5; ● — ENDF/B-6; ▲ — JEF-2.2;
 ◆ — JENDL-3.2; * — BROND-2



Р и с. 4. То же, что на рис. 2, в области 8—20 МэВ: ■ — ENDF/B-5; ● — ENDF/B-6; ▲ — JEF-2.2; ◆ — JENDL-3.2; * — BROND-2

библиотеке JEF-2.2. Значения ν в библиотеке JEF-2.2 меньше, чем в ENDF/B-6.5: при 0,62 МэВ на 5,5%, при 0,93 МэВ на 3,2% (см. рис. 2), погрешности экспериментальных данных в этой области не более 3%. При $E = 2,2$ МэВ значения ν в JEF-2.2 меньше, чем в ENDF/B-6.5, на 1,1% (см. рис. 3).

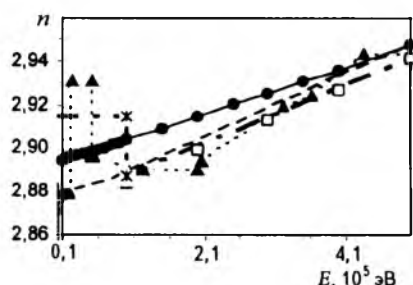
В таблице приводятся параметры прямых для линейно-линейной аппроксимации. Они получены из библиотек в области энергии до 10 МэВ и до 20 МэВ.

Параметры прямой из формулы (1)

Библиотека	До энергии 10 МэВ		До энергии 20 МэВ	
	$\nu(0)$	$\partial\nu/\partial E$	$\nu(0)$	$\partial\nu/\partial E$
ENDF/B-4	2,8746	0,1494	2,8876	0,1424
ENDF/B-5	2,8746	0,1494	2,8876	0,1424
ENDF/B-6.5	2,8803	0,1492	2,8955	0,1446
JEF-2.2	2,8688	0,1475	2,8731	0,1441
JENDL-3.2	2,8789	0,1481	2,8989	0,1430
CENDL-2	2,8789	0,1481	2,8989	0,1430
BROND-2	2,8622	0,1456	2,9052	0,1351

Для реакторных задач область энергии выше 10—14 МэВ не существенна. Кроме того, оценка экспериментальных данных показывает, что больше ~12 МэВ кривая $\nu(E)$ начинает отклоняться от прямой (см. рис. 13 [10]). Данные библиотек ENDF/B-4 и ENDF/B-5, а также CENDL-2 и JENDL-3.2 совпадают. Данные библиотеки CENDL-2 взяты из JENDL-3.2 за исключением полного числа вторичных нейтронов деления ν при энергии 100 кэВ, где разрыв достигает 1,1% (рис. 5). Погрешности экспериментальных данных в этой области составляют ~0,9—1,4%. В библиотеке BROND-2 вследствие «выброса» ν при 20 МэВ значение $\nu(0)$ максимально, хотя в интервале до 10 МэВ оно минимально. Из таблицы видно, что разброс в $\nu(0)$ достигает 0,6% в первом интервале и 1,1% во втором.

Зависимость полного числа вторичных нейтронов деления ν от спина резонанса. Перейдем к рассмотрению $\nu(E)$ в области разрешенных и неразрешенных резонансов, где начинает проявляться спиновая зависимость, а также взаимодействие прямого (n, f)- и ($n, \gamma f$)-процессов. Еще в 1969 г. были замечены флуктуации ν_p в резонансах. В работе [10] подробно изложена история вопроса об уточнении энергетической зависимости ν в этой области. Был разработан алгоритм расчета ν_p из резонансных параметров. Величина ν_p может быть представлена как



Р и с. 5. Полное число нейтронов деления в области 10—500 кэВ: - - - — ENDF/B-5; ▲ — JEF-2.2; □ — BROND-2; ● — ENDF/B-6; ◆ — JENDL-3.2; * — CENDL-2

$$\bar{\nu}_p = \nu_i(E) + \frac{\partial \nu}{\partial E} E - \Delta \nu(n, \gamma f)(E). \quad (2)$$

Первые два члена формулы (2) описывают процесс прямого деления. О параметрах этой прямой подробнее было сказано ранее (см. формулу (1)). В резонансной области у первого члена $\nu(0)$ появляется энергетическая зависимость $\nu_i(E)$, обусловленная раз-
личием ν в резонансах с разными спинами. Вклад второго члена пренебрежимо мал до десятков кэВ. В формуле появляется отрицательный член, обусловленный взаимодействием прямого (n, f)- и ($n, \gamma f$)-процессов. Рассмотрим подробнее.

Спин ядра ^{239}Pu равен $1/2$. При взаимодействии с s -нейтронами (орбитальный момент $l = 0$) образуются резонансы со спинами составного ядра $J = 0^+$ и $J = 1^+$ (вклад p -резонансов ($l = 1$) пренебрежимо мал из-за малой проникаемости). Статистический вес и плотность уровней резонансов с $J = 1^+$ в 3 раза больше, чем резонансов с $J = 0^+$. Флуктуации полного числа вторичных нейтронов деления возникают из-за отличия $\nu(0^+)$ и $\nu(1^+)$. Есть несколько работ, где наблюдалась спиновая зависимость полного числа вторичных нейтронов деления [11]. Отличие $\nu_p(J = 0^+)$ от $\nu_p(J = 1^+)$ изменяется от 0,5 до 3% [11]. Особенно велики флуктуации ν для резонансов со спином 1^+ .

Поскольку в кинетическое уравнение входит произведение ω_p усреднение ν следует проводить с весовой функцией σ_f (сечение деления):

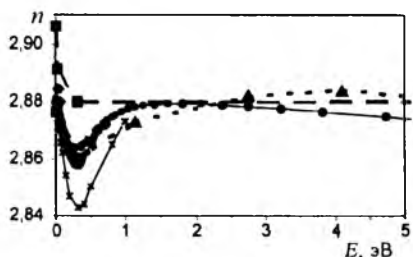
$$\nu_i = \frac{\nu_i(0^+) \sigma_f^0(E) + \nu_i(1^+) \sigma_f^1(E)}{\sigma_f^0(E) + \sigma_f^1(E)},$$

$$\text{где } \sigma_f^0(E) = \sum_i \sigma_{f,i}^0(E); \quad \sigma_f^1(E) = \sum_j \sigma_{f,j}^1(E).$$

На рис. 6 представлены оценки $\nu(E)$ в области энергии до 5 эВ, которая наиболее важна при расчете тепловых реакторов. В максимуме первого резонанса 0,296 эВ отчетливо виден минимум полного числа вторичных нейтронов деления ν . Здесь же приведены данные из библиотеки нейтронных резонансных параметров LIPAR-5 (в настоящее время создается версия LIPAR-7). Библиотека LIPAR [12] используется в программе MCU-RFFI/A [13], предназначенной для проведения реакторных расчетов методом Монте-Карло. Кривая основана на результатах расчета из работы [14] и нормирована на тепловые значения из библиотеки BROND-2, в которой не учтена энергетическая зависимость полного числа вторичных нейтронов деления ν . Расчет проводился в двухуровневом приближении. Рассматривались отрицательный резонанс при $E_0(J = 0^+) = -0,260$ эВ и первый резонанс при $E_0(J = 1^+) = 0,299$ эВ. Это является достаточно хорошим приближением, поскольку следующий резонанс со спином $J = 0^+$ расположен при энергии 15,42 эВ.

На рис. 6 расхождения в минимуме первого резонанса обусловлены тем, что исходные $\nu_p(J = 0^+)$ и $\nu_p(J = 1^+)$ отличались в разных оценках. В работе [14], принятой за основу в библиотеке LIPAR-5, $\nu_p(J = 0^+) = 2,886$ и $\nu_p(J = 1^+) = 2,827$, т.е.

$\Delta \nu = 0,059$, в то время как в работе [10], принятой за основу в библиотеке ENDF/B-6.5, $\nu_p(J = 0^+) = 2,8819 \pm 0,0050$ и $\nu_p(J = 1^+) = 2,8689 \pm 0,0023$, т.е. $\Delta \nu = 0,013$. Разброс резуль-



Р и с. 6. Полное число нейтронов деления в области до 5 эВ: ● — ENDF/B-6; ■ — ENDF/B-5; ▲ — JEF-2.2; * — LIPAR-5; □ — BROND-2; ◆ — JENDL-3.2; ♦ — CENDL-2

татов оценок $\nu(E)$, которые проводились с учетом спинового эффекта, в минимуме достигает 0,77%. Заметим, что разброс экспериментальных данных равен 0,53% при заявленной погрешности $\approx 0,20\%$.

Влияние на полное число вторичных нейтронов ν взаимодействия прямого деления и $(n, \gamma f)$ -процесса. Кроме спинового эффекта, который уменьшается с энергией, был обнаружен эффект изменения ν_p от корреляции прямого деления (direct) и $(n, \gamma f)$ -процесса. В формуле (2) существенным оказывается отрицательный член, который можно представить как

$$\Delta\nu(n, \gamma f)(E) = \frac{\partial \nu}{\partial E} \frac{\Gamma_{\gamma f} E_{\gamma f}}{\Gamma_f} = \frac{C(0^+) \sum_i (\sigma_{f,i}^0(E)/\Gamma_{f,i}) + C(1^+) \sum_i (\sigma_{f,i}^1(E)/\Gamma_{f,i})}{\sigma_f^0(E) + \sigma_f^1(E)} \quad (3)$$

Уменьшение полного числа вторичных нейтронов деления ν на $-\Delta\nu$ объясняется тем, что часть энергии уносится вылетающими γ -квантами. Средняя энергия γ -квантов ($E_{\gamma f}$) и делительная ширина $(n, \gamma f)$ -процесса ($\Gamma_{\gamma f}$) ввиду его многоканальности постоянны для данного спинового состояния (усредняются по большому числу каналов). Все величины, постоянные для данного J , включаются в константу $C(J)$. Флюктуации ν отражают изменения от резонанса к резонансу делительной ширины Γ_f .

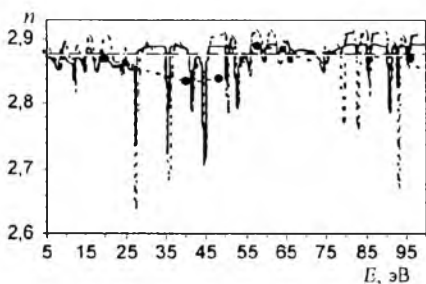
На основе описанных формул рассчитывали $\nu(E)$ в резонансной области. Максимумам резонансов со спинами составного ядра $J = 1^+$ соответствуют минимумы в кривой $\nu(E)$, максимумам резонансов с $J = 0^+$ соответствуют максимумы $\nu(E)$. Это очевидный факт, так как $\nu_p(J = 0^+) > \nu_p(J = 1^+)$.

На рис. 7—12 представлены оценки $\nu(E, \text{эВ})$ в промежуточной области энергии от 5 эВ до 10 кэВ.

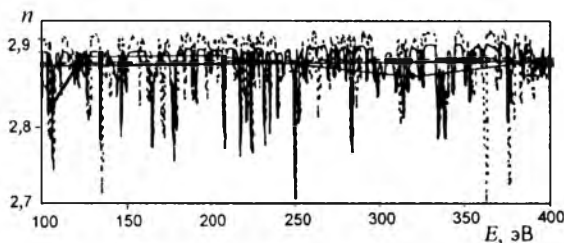
В библиотеке JEF-2.2 наиболее глубокие минимумы. Так, в резонансах при $E = 27,3$ эВ ν уменьшается на 10% и оказывается равным 2,639, при $E = 93,08$ эВ $\nu = 2,67$ (см. рис. 7). В резонансе при $E = 362$ эВ ν снижается на 7,4% и оказывается равным 2,71 (см. рис. 8). Глубокий минимум $\nu = 2,674$ наблюдается при $E = 452$ эВ (см. рис. 9). Выше 650 эВ (см. рис. 9—11) $\nu(E)$ изобилует точками разрывов, поскольку оценка в этой области основана на экспериментальных данных, а не на расчетах. Заметим, что в библиотеке JEF-2.2 и в этих случаях задан линейно-линейный закон интерполяции.

В библиотеке ENDF/B-6.5 в резонансе при $E = 27,3$ эВ минимум ν на 3,7% выше, чем в JEF-2.2, и равен 2,74 (см. рис. 7), при $E = 452$ эВ он ниже на 5% и равен 2,547 (см. рис. 9). В области резонанса при $E = 249$ эВ отношение максимума к минимуму достигает 6,8%. В области выше 650 эВ (см. рис. 9—11) $\nu(E)$ систематически выше, чем в библиотеках JEF-2.2, ENDF/B-5 и BROND-2.

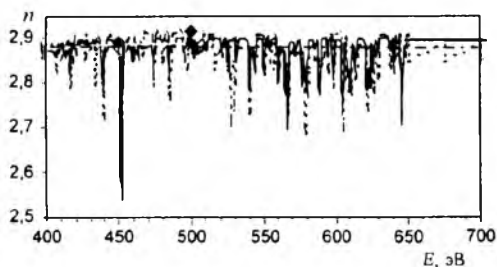
В библиотеке JENDL-3.2 заложена нерезонансная зависимость $\nu(E)$. Величина ν колеблется в пределах 1,5% в области 20—60 эВ (см. рис. 7)



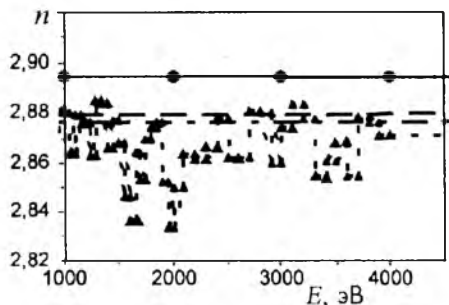
Р и с. 7. Полное число нейтронов деления в области от 5 эВ до 100 эВ: — — — ENDF/B-6; ◆ — JENDL-3.2; — — — BROND-2; - - - JEF-2.2; — — — ENDF/B-5



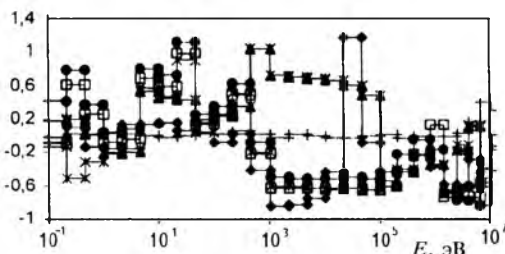
Р и с. 8. То же, что на рис. 7, для области от 100 до 400 эВ: — — — ENDF/B-6, BROND-2; ◆ — JENDL-3.2; - - - JEF-2.2; — — — ENDF/B-5



Р и с. 9. То же, что на рис. 7, для области от 400 до 700 эВ: — — ENDF/B-6, BROND-2; ◆ — JENDL-3.2; - - - JEF-2.2; — · — ENDF/B-5



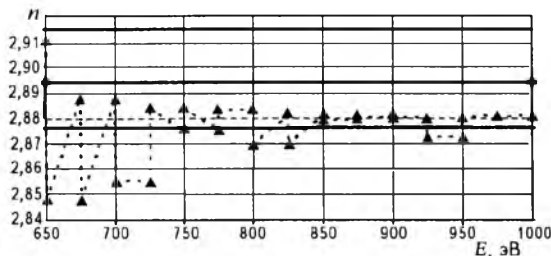
Р и с. 11. То же, что на рис. 7, для области от 1 до 4,5 кэВ: — — ENDF/B-5, BROND-2; — — CENDL-2; ● — ENDF/B-6; ▲ — JEF-2.2



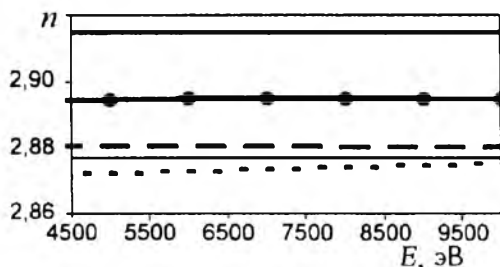
Р и с. 13. Отклонение групповых данных от ENDF/B-6, %: ● — ENDF/B-5; □ — ENDF/B-6.7; ◆ — JEF-2.2; ▲ — JENDL-3.2; × — CENDL-2; □ — BROND-2; * — BNAB-MCU (данные библиотеки CENDL-2 совпадают с JENDL-3.2)

выше $E \approx 650$ эВ, где кончается область детального расчета по резонансам (см. рис. 9). Заложенная в библиотеку JEF-2.2 структура $\nu(E)$ в области выше 650 эВ (см. рис. 9—11) приводит к понижению групповых ν . Выброс (до +1,2%) в группе 21,5—46,5 кэВ связан, на наш взгляд, с аномально завышенными значениями в двух точках $E = 20$ и 50 кэВ (см. рис. 5). Ниже $E \approx 650$ эВ — в наиболее важной для расчета реакторов области расхождения не превышают $\pm 0,16\%$.

Интегральные характеристики. Безусловно, учет детальной энергетической зависимости полного числа вторичных нейтронов деления ν повлияет на расчет реакторных характеристик. В работе [10] впервые изучали влияние $\nu(E)$, в частности, на коэффициенты реактивности тепловых реакторов. В работе [17] оценен эффект блокировки ν в резонансных группах BNAB. Было показано, что, если предположить, что $\Delta\nu(J) \sim 1\%$, то эффект блокировки будет $\sim 0,2\text{—}0,3\%$. В случае $\Delta\nu(J) \sim 3\%$ [11] этот эффект возрастает до 1%.



Р и с. 10. То же, что на рис. 7, для области от 650 до 1000 эВ: - - - ENDF/B-5; ▲ — JEF-2.2; — — BROND-2; ● — ENDF/B-6; — · — CENDL-2



Р и с. 12. То же, что на рис. 7, для области от 4,5 до 10 кэВ: — — CENDL-2; ● — ENDF/B-6; - - - ENDF/B-5; — · — BROND-2; · · · JEF-2.2;

и 1,1% в области 200—400 эВ (см. рис. 8). В области выше 500 эВ (см. рис. 9—12) ν выше, чем во всех других оценках. Оно одинаково в библиотеках JENDL-3.2 и CENDL-2 и не зависит от энергии.

Наглядное представление о расхождениях в библиотеках во всей области энергии можно получить из рис. 13. На нем показано отклонение полного числа вторичных нейтронов деления из разных библиотек от данных ENDF/B-6.5. Сравниваются ν , усредненные в групповом приближении BNAB [15, 16]. Из гистограммы видно, что основные отличия данных наблюдаются

Температурный эффект оценивали в работе [14]. Показано, что в группе 0,215—0,465 эВ $\bar{\nu} = \langle \sigma_f / \sigma_t \rangle / \langle \sigma_f / \sigma_t \rangle$ не зависит от температуры нейтронного газа (T), и это естественно — там нет резонансов. Усреднение проводили по максвелловскому спектру нейтронов. В группе 0,465—1,0 эВ при изменении температуры от 300 до 2000 К $\bar{\nu}$ возрастает на 0,2%, при изменении температуры от 300 до 10 000 К $\bar{\nu}$ возрастает от 2,840 до 2,851, т.е. на 0,4%. На рис. 8 из работы [10] показано изменение кривой $\nu(E)$ при изменении температуры от 300 до 1000 К в области 24—54 эВ.

Заключение. Требования к точности расчета энергетических установок постоянно возрастают. В настоящее время разработаны достаточно точные методы расчета реакторов, в частности, метод Монте-Карло, реализованный в программе MCU⁶). При корректном учете всех процессов, точном моделировании сложной геометрии и высокой статистике методическая составляющая погрешности расчетов может быть сведена к минимуму. Определяющей становится константная составляющая погрешности.

В последние годы возрос интерес к плутониевым установкам с широким энергетическим спектром нейтронов. В связи с этим возникла необходимость сравнить данные по одной из определяющих констант — числу вторичных нейтронов на деление. Сравнение данных из разных библиотек показало, что расхождения в библиотеках велики (см. рис. 13). Конечно, ситуация не такая печальная, как следует из рис. 13, поскольку реакторные характеристики определяются не только полным числом вторичных нейтронов деления. Погрешности нейтронных сечений и резонансных параметров отчасти компенсируются, тем не менее для улучшения точности расчетов желательно учитывать все эффекты, которые уточняют константы.

При расчете тепловых реакторов важными являются величины $\nu(J = 0^+)$ и $\nu(J = 1^+)$. Для повышения точности оценки желательно провести более точные измерения $\nu(J)$ в области первых резонансов. Для промежуточных реакторов желательно учитывать детальную энергетическую зависимость $\nu(E)$ в резонансной области. Алгоритмы расчета ν разработаны, поэтому точность расчета обусловлена лишь исходными данными (это $\nu(J)$ и резонансные параметры). При сравнении расчетов реакторов с жестким спектром следует помнить о расхождениях в области неразрешенных резонансов.

Работа выполнена при поддержке гранта МНТЦ № 1486.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Arthur E. e.a. Evaluation and testing of ν_p ^{239}Pu nuclear data for revision 1 of ENDF/B-5. — Nucl. Sci. Engng, 1984, v. 88, p. 56—70.
2. Magurno B., Young P. ENDF-201. Supplement 1. ENDF/B-V.2. Summary Documentation. BNL-NCS-17541 3rd Edition (ENDF/B-V), 1985.
3. Rose P. ENDF-201. ENDF/B-VI Summary documentation (4th edition). BNL-NCS-17541, N.-Y., 1991.
4. Rose P., Dunford C. ENDF-102 Data Formats and Procedures for the Evaluation Nuclear Data File ENDF/B-VI, BNL-NCS-44945, 1991.
5. Kawai M. e.a. Revision of fission product nuclear data for JENDL-3.2. — Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, 1994, Gatlinburg, Tennessee, p. 727—729.
6. Kikuchi Y. JENDL-3 Revision-2 JENDL-3.2. — Ibid., p. 685—691.
7. Блохин А.И. и др. БРОНД-2. Библиотека рекомендованных оцененных нейтронных данных. Описание файлов данных. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1991, вып. 2, 3.
8. IAEA Nuclear Data Section: Winendf Package, Request 2484.01 and ENDF/B-VI Data Libraries (includes Release 5), 1999.
9. Brady M., England T. Delayed neutron data and group parameters for 43 fissioning system. — Nucl. Sci. Engng, 1989, v. 103, № 2, p. 129—149.
10. Fort E. e.a. Evaluation of ν_p for ^{239}Pu : impact for applications of the fluctuations at low energy. — Ibid., 1988, v. 99, p. 375—389.
11. Walsh R., Boldeman Y. Spin dependence of $\bar{\nu}_p$ and $\bar{E}_k$ for ^{239}Pu (nf) in the resonance region: the discrepancy between results above and below 1 eV. — Nucl. Phys., 1986, v. A451, p. 113—121.

12. Абагян Л.П. и др. Библиотека резонансных параметров LIPAR-5. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1995, вып. 1—2, с. 19—40.
13. Абагян Л.П. и др. Программа MCU-3 для расчета методом Монте-Карло нейтронно-физических характеристик ядерных реакторов. Т. 2. Константное обеспечение: Препринт РНЦ «Курчатовский институт» ИАЭ-5777/5, 1994.
14. Гусейнов А.Г., Гусейнов М.А., Работнов Н.С. О влиянии энергетической зависимости $\nu(E)$ при E менее 1 эВ в групповых константах ^{239}Pu в нижних группах. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып. 4, с. 17—21.
15. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1964, с. 1—139.
16. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоатомиздат, 1981, с. 1—231.
17. Гусейнов А.Г., Гусейнов М.А., Работнов Н.С. О возможном влиянии корреляций между ν и Γ_f на резонансную блокировку ν . — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып. 4, с. 38—43.

Поступила в Редакцию 19.12.01

УДК 539.1.07+621.039.516

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫГОРАНИЯ ОТРАБОТАВШЕГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА ПРИ ПЕРЕГРУЗКЕ

*Олейник С.Г. (ВНИИАЭС), Максимов М.В., Маслов О.В.
(Одесский национальный политехнический ун-т)*

В соответствии с требованиями нормативного документа [1] перед помещением отработавших ТВС в контейнер сухого хранилища необходимо проконтролировать глубину выгорания топлива. При этом необходимо подтвердить, что в контейнер загружена именно заявленная ТВС с указанным выгоранием. Совмещение процедуры определения выгорания с транспортно-технологическими операциями по отгрузке является оптимальным вариантом с точки зрения сокращения временных затрат [2].

Как известно, измерение нейтронного или γ -излучения отработавшего топлива не позволяет получить непосредственно количественные характеристики ядерных материалов в ТВС. Для оценки количественных характеристик должны использоваться косвенные показатели, базирующиеся на характеристиках излучения продуктов деления или трансурановых элементов и применяющиеся для определения выгорания и времени выдержки ядерного топлива после выгрузки из реактора [3]. В настоящее время штатных систем для инструментального подтверждения расчетного выгорания ядерного топлива на АЭС нет.

На основании изложенного можно сделать вывод о необходимости создания системы для контроля выгорания отработавшего ядерного топлива. Такая система должна строиться на принципах неразрушающего контроля и хорошо согласовываться с действующими транспортно-технологическими операциями [2].

Определению выгорания на основе измерений характеристик собственного излучения отработавшего топлива посвящены, например, работы [3—8], однако в них для этого необходимо знать начальное обогащение и время выдержки. К тому же описываемые методы не согласуются с транспортно-технологическими операциями, по этой причине их применение снижает экономические показатели АЭС. Известны способы определения выгорания ядерного топлива на основании измерений суммарной скорости счета нейтронов [7, 8], однако специфика нейтронного излучения такова, что идентифицировать отдельные изотопы на основании измерения нейтронных полей вокруг ТВС невозможно. Альтернативным вариантом является измерение собственного γ -излучения ТВС [9, 10]. Набор зарегистрированных γ -квантов дает возможность идентифицировать излучающий изотоп. В работах [10—12] описан прототип системы, с помощью которой можно измерять выгорание при транспортно-технологических операциях.