92. УРАН

Помимо трех природных изотопов урана в РОСФОНД включены данные для урана-233, урана-236 и двух гораздо менее долгоживущих изотопов- урана-232 и урана-237.

92.1. Уран-232

Радиоактивен. ($T_{1/2}$=68.9 д). Цепочка распадов урана-232 ведет к образованию таллия-208, испускающего при бета-распаде жесткое гамма-излучение (2.7 МэВ), существенно осложняющее радиационную обстановку при операциях с отработавшим топливом.

В современных библиотеках содержатся следующие оценки данных для урана-232.

ФОНД-2.2 –оценка T.Ohsawa, T.Nakagawa, 1987.
ENDF/B-VII.b2- оценка M. Chadwick, P.Young, 2005
JENDL-3.3 – оценка T.Ohsawa, T Nakagawa, 1987
JEFF-3.1 – оценка T.Mutsunobu, T.Kawano, 2000.

Сравнение резонансных интегралов и тепловых сечений.

Источник	σ_c(0.0253 эВ)	RI_c	σ_f(0.0253 эВ)	RI_f
ENDF/B-VII.b2	75.2	181	76.8	383
JENDL-3.3	74.9	173	76.7	364
JEFF-3.1	72.1	317	77.1	419
Мухабхаб-84	73.1±1.5	350±30	75.2±4.7	350±30

Большие расхождения в оценках резонансных интегралов захвата обусловлены отсутствием прямых экспериментальных данных.

Заключение

Несмотря на более позднюю дату оценки из ENDF/B-VII.b2, ее преимущества перед оценкой из JEFF-3.1, если и имеются, то не очевидны. В частности в JEFF-3.1 в резонансной области использована оценка Дерриена 1994г., тогда как в ENDF/B-VII.b2 – использованы резонансные параметры Мухабхаба оцененные десятилетием раньше.

В РОСФОНД рекомендуется принять оценку из JEFF-3.1. Спектры 8-групп запаздывающих нейтронов заменяются на соответствующие спектры для урана-235. Выходы групп, разумеется, приведены в соответствие с JEFF-3.1.
В файл включаются также данные о выходах продуктов деления – из ENDF/B-VII.b2[1] (в других библиотеках данных о выходах продуктов деления для урана-232 не содержится).
В дальнейшем желательно выполнить новую оценку нейтронных данных.

<u>Автор заключения</u>

Николаев М.Н.

Содержание файла РОСФОНД для 92- U-232
Заменить!!
MF = 1 Общая и специальная информация о нуклиде

[1] T.R.England, B.F.Rider, ENDF-349, 1989.

MT = 451 заголовочная секция

MT = 452 полное среднее число нейтронов деления

MT = 455 запаздывающие нейтроны деления

MT = 456 среднее число мгновенных нейтронов деления

MF = 2 Резонансные параметры

MT = 151 секция резонансных параметров

MF = 3 Нейтронные сечения

MT = 1 полное сечение

MT = 2 упругое рассеяние

MT = 4 суммарное сечение неупругого рассеяния

MT = 16 реакция (n,2n) 92- U-231

MT = 17 реакция (n,3n) 92- U-230

MT = 18 все процессы деления

MT = 51 - 60 неупругое рассеяние с возбуждением дискретных уровней

MT = 91 неупругое рассеяние с возбуждением континуума уровней

MT = 102 радиационный захват: реакция (n,gamma) 92- U-233

MT = 251 средний косинус угла упругого рассеяния в лаб. системе координат

MF = 4 Угловые распределения вторичных нейтронов

MT = 2 упругое рассеяние

MT = 16 реакция (n,2n) 92- U-231

MT = 17 реакция (n,3n) 92- U-230

MT = 18 все процессы деления

MT = 51 - 60 неупругое рассеяние с возбуждением дискретных уровней

MT = 91 неупругое рассеяние с возбуждением континуума уровней

MF = 5 Энергетические распределения вторичных нейтронов

MT = 16 реакция (n,2n) 92- U-231

MT = 17 реакция (n,3n) 92- U-230

MT = 18 все процессы деления

MT = 91 неупругое рассеяние с возбуждением континуума уровней

92.2. Уран-233

Радиоактивен. ($T_{1/2}$=1.592*10^5лет). Альфа-распадается в торий-229 ($T_{1/2}$=7880 лет). Является перспективным ядерным топливом (основой уран-ториевого топливного цикла)

В современных библиотеках содержатся следующие оценки данных для урана-233.

ФОНД-2.2 и БРОНД-2 –оценка Сухоручкина и Клепацкого, 1990.

ENDF/B-VII.b2- оценка Young,Chadwick,Talou,Leal,Derrien, 2005.

JENDL-3.3 и JEFF-3.1 –оценка T.Mutsunobu, T.Kawano, 2000.

Кроме того, доступна недавняя (2005г.) оценка В.Маслова.

1. Область тепловых нейтронов и область разрешенных резонансов.

В таблице 1 приведены оцененные тепловые сечения и резонансные интегралы захвата и деления, а также число мгновенных нейтронов деления в сравнении с оценками экспериментальных данных Мухабхабом и Тельером, а также с согласованной оценкой тепловых сечений, выполненной международной группой по стандартам в 2005 г[2]. В последней оценке учтены все различия в опорных величинах, использовавшихся при получении окончательных результатов.

Таблица 1. Тепловые сечения и резонансные интегралы.

Источник	σ_c(0.0253 эВ)	RI_c	σ_f(0.0253 эВ)	RI_f	ν_t
ФОНД-2.2	45.3	138.8	529.9	770.7	2.4925
ENDF/B-VII.b2	45.2	140.6	531.	765.	2.5042
JENDL-3.3	45.3	138.0	531.	762.	2.4877
Маслов	45.2	139.2	531.	765.	2.4930
Мухабхаб-84	45.5±0.7	137±6	529.1±1.2	760±17	2.493±0.004
Tellier1992	45.5±0.2	137±6	529.1±1.2	760±17	
Стандарты-2005	45.55±0.68		531.2±1.3		2.4968±0.0035

Как видим, расхождения в принятых оцененных данных по сечениям и резонансным интегралам не выходят за пределы оцененных погрешностей совокупности экспериментальных данных.

Описания области разрешенных резонансов существенно различаются.

В оценке Сухоручкина и Клепацкого эта область простирается до 100 эВ, содержит 178 резонансов, энергия последнего – 124.12 эВ. В дальнейшем эта оценка рассматриваться не будет как явно устаревшая.

[2] Данные сообщены участниками международной группы от России – В.Проняевым, С.Бадиковым и Е.Гаем

В оценке Митсуноби и Кавано граница области разрешенных резонансов -150 эВ. Даны параметры 190 резонансов с максимальной энергией 356.96 эВ

В оценке, принятой в ENDF/B-VII.b2 граница области разрешенных резонансов – 600 эВ; в этой области даны параметры 738 резонансов. Кроме того, заданы параметры 16 связанных состояний и 16 резонансов, лежащих выше этой области. Эта оценка принята и Масловым. Оценка резонансных параметров выполнена с учетом новых измерений полного сечения и сечения деления, выполненных с очень высоким разрешением на ускорителе ORELA в 1998 – 2000 г.г. с использованием известной программы SUMMY, описывающей совокупность экспериментальных данных методом наименьших квадратов на основе R-матричного формализма[3].

На рис.1 приведена нарастающая сумма числа резонансов, а на рис. 2 – нарастающая сумма приведенных нейтронных ширин. Тонкими линиями проведены линейные аппроксимации к начальным участкам (до 400 эВ) этих кривых. Из рис. 2 можно сделать заключение, что пропуска резонансов в рассматриваемой области практически нет. Рис.2 показывает, что в интервале 400-500 эВ имеет место недобор приведенных нейтронных ширин, а затем, выше 500 эВ, сохраняется прежняя скорость нарастания суммы ширин. Недостаток резонансов с большими ширинами, конечно, не является свидетельством пропуска уровней, но вселяет сомнение в корректность определения резонансных параметров в указанном интервале. Несмотря на это **оценка резонансных параметров из ENDF/B-VII.b2, безусловно, является наиболее полной и надежной и в РОСФОНД следует принять именно эту оценку.**

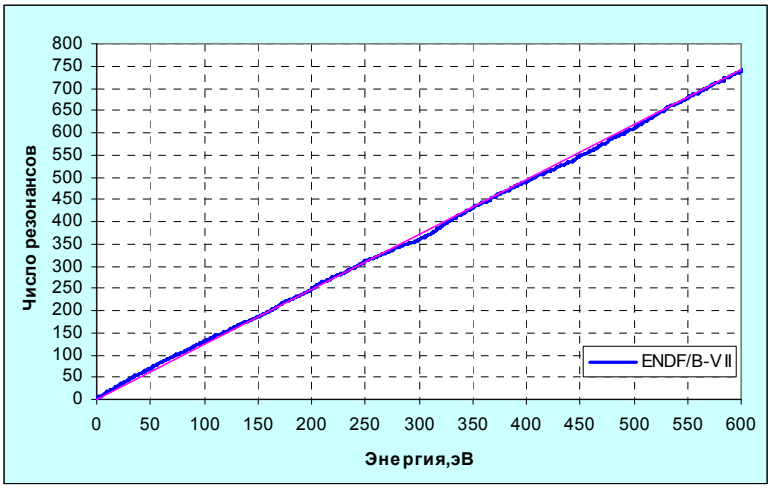


Рис.1. Нарастающая сумма числа резонансов

[3] L. C. Leal, H. Derrien, J. A. Harvey, K. H. Guber, N. M. Larson and R. R. Spencer, R-Matrix Resonance Analysis and Statistical Properties of the Resonance Parameters of U-233 in the Neutron Energy Range from Thermal to 600 eV, ORNL/TM-2000/372, March 2001.

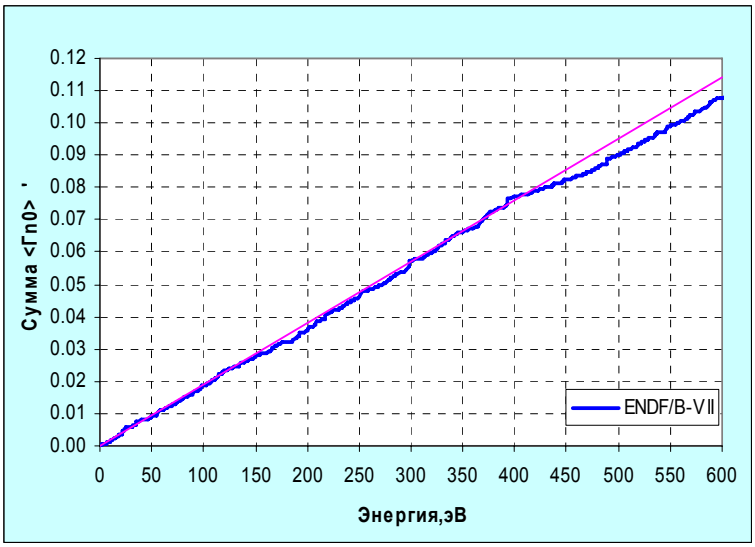


Рис.2. Сумма приведенных нейтронных ширин.

2. Область неразрешенных резонансов.

В ENDF/B-VII.b2 область неразрешенных резонансов простирается до 40 кэВ; структура сечений описывается параметрами s-, p- и d-волн; файл средних резонансных параметров рекомендован лишь для учета резонансной самоэкранировки сечений, сами средние сечения заданы в файле MF=3.

В JENDL-3.3 (а потому и в JEFF-3.1) область неразрешенных резонансов простирается лишь до 30 кэВ; заданы параметры только s- и p-волн, но эти параметры рекомендованы для расчета не только факторов самоэкранировки, но и средних сечений.

В оценке Маслова область неразрешенных резонансов простирается до порога неупругого рассеяния – 40.5246 кэВ. Заданы параметры s-, p- и d-волн, с помощью которых описываются и средние сечения. В этом очевидное преимущество оценки Маслова, однако, требуется рассмотреть как рассчитанные или заданные средние сечения согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

На рис. 3 оцененные даны по полному сечению сравниваются с экспериментальными данными. В JENDL-3.3 экспериментально установленная гросс-

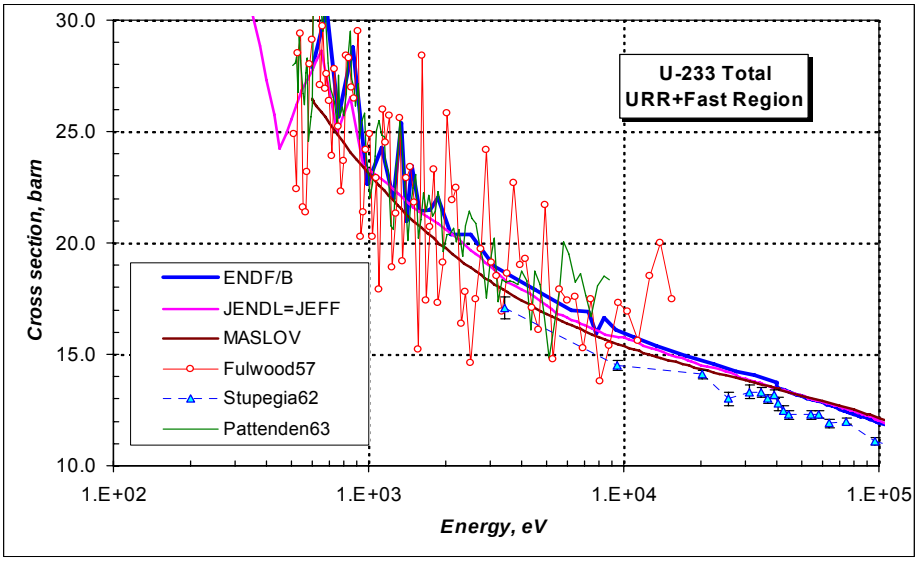


Рис.3. Полное сечение в области неразрешенных резонансов

структура полного сечения воспроизведена путем вариаций средних параметров – расстояний между резонансами и нейтронных ширин (для всех значений J и четности). Маслов этих искусственных вариаций не вводит и потому никакой структуры среднего сечения у него не проявилось. Вообще среднее сечение в этой оценке примерно на барн (~5%) ниже, чем в двух предыдущих, что, впрочем не выходит за пределы разброса экспериментальных данных.

Рассмотрим теперь данные по парциальным сечениям. На рис. 4 с экспериментальными данными сравниваются оцененные сечения деления.

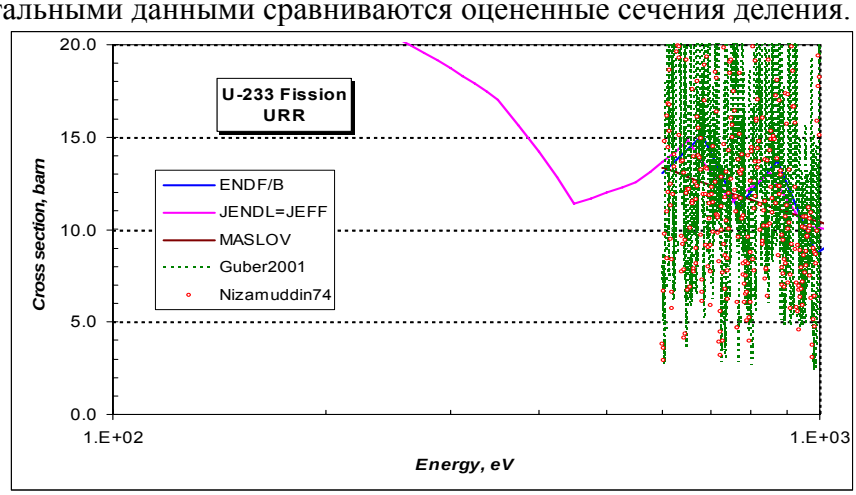


Рис.4а. Сечение деления в области неразрешенных резонансов

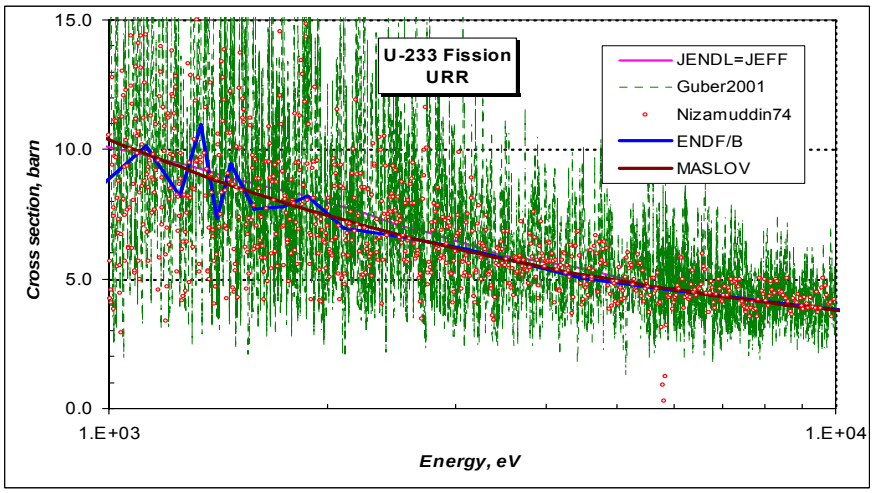


Рис.4б. Сечение деления в области неразрешенных резонансов

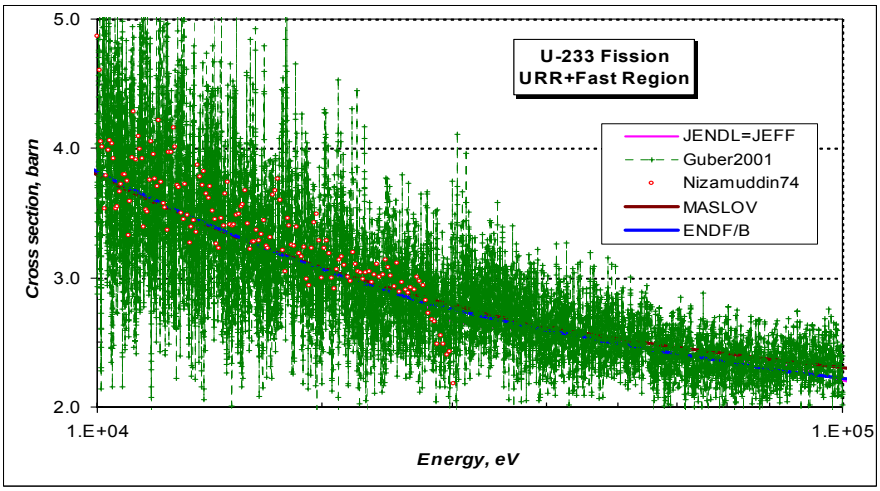


Рис.4в. Сечение деления в области неразрешенных резонансов

Представление данных в цитированных работах излишне подробно: разброс точек не отражает ни детальную резонансную структуру, для этого разрешение недостаточно, ни гросс-структуру. На рис. 4г оцененные данные сравниваются с экспериментальными в узком диапазоне от 600 до 800 эВ. Экспериментальные данные были усреднены по подинтервалам и результаты усреднения представлены гистограммами. Как видно, гросс-структура сечения деления, отображенная в оценках ENDF/B-VII.b2 и JENDL-3.3, лишь качественно отражает результаты измерений, не согласующихся между собой в деталях. Это ставит по сомнение целесообразность описания структуры сечения деления в этом энергетическом диапазоне.

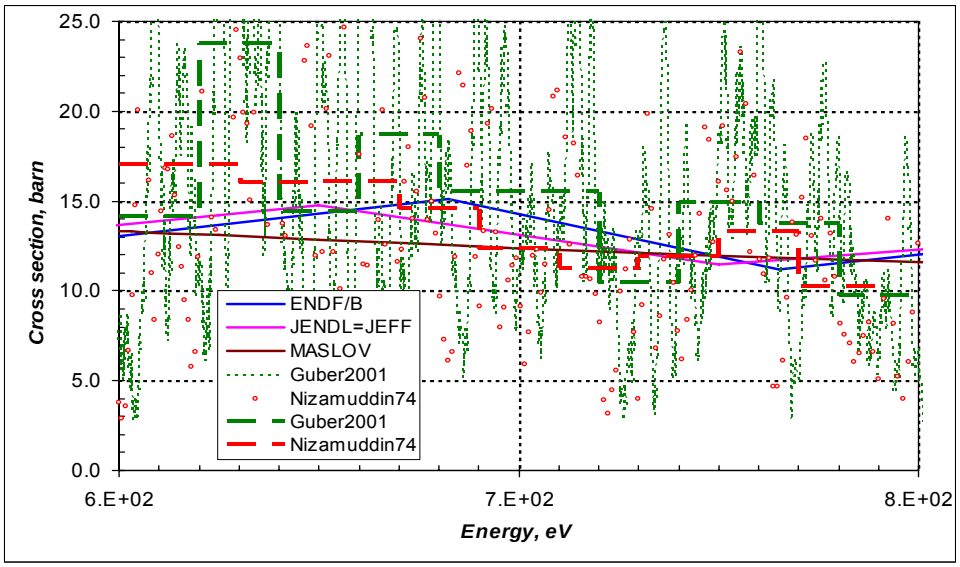


Рис.4г. Сечение деления в области неразрешенных резонансов

На рис.5 оценки сечения захвата сравниваются с данными Вестона, единственными имеющимися в EXFORe в области неразрешенных резонансов. Оценка, принятая в ENDF/B-VII.b2, явно завышает сечение захвата. В описании файла ссылок на какие-либо дополнительные экспериментальные данные в этой области нет.

В связи со всем изложенным **представляется целесообразным включить в РОСФОНД Масловскую оценку данных в области неразрешенных резонансов**.

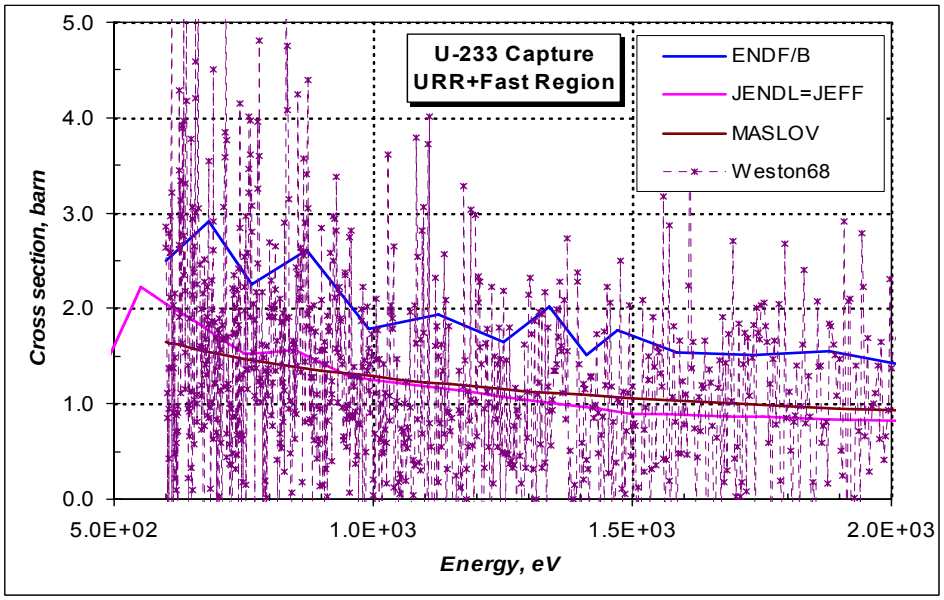


Рис.5. Сечение захвата в области неразрешенных резонансов

3. Сечения вне резонансной области

На рис. 6. оценки полного сечения сравниваются с имеющимися экспериментальными данными. Расхождения между оценками существенно меньше разброса экспериментальных данных, так что можно констатировать, что все они равно хороши.

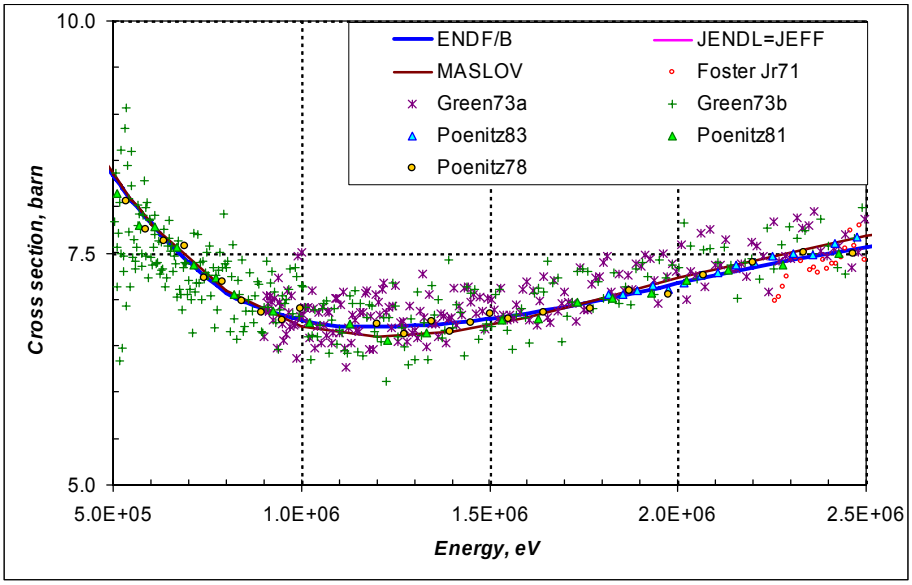


Рис.6а. Полное сечение.

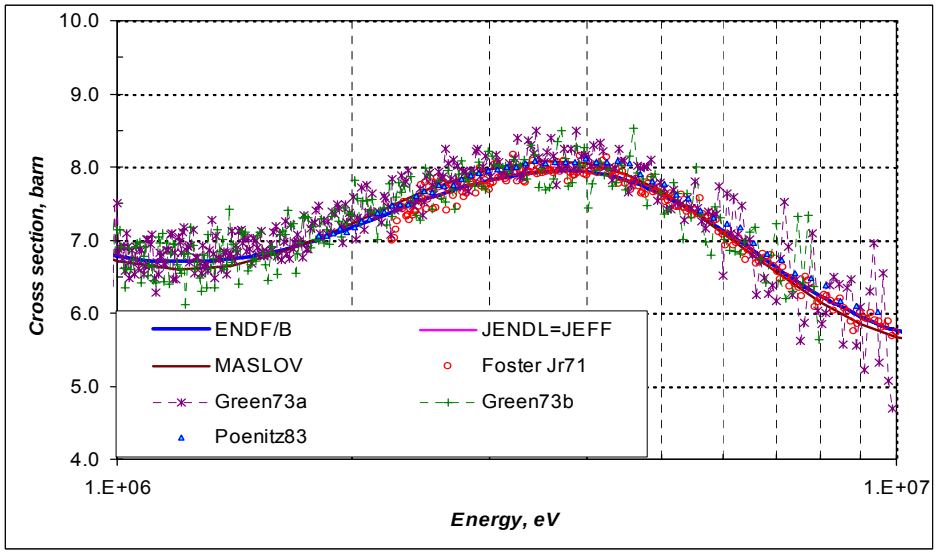


Рис.6б. Полное сечение.

На рис.7. с экспериментальными данными сравниваются оценки сечения деления. Здесь положение дел не столь хорошо: разброс экспериментальных данных

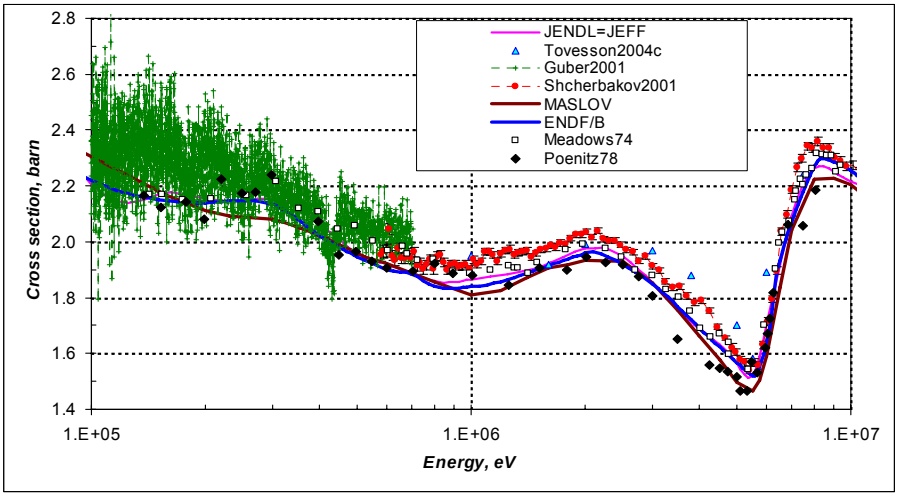


Рис.7а.Сечение деления

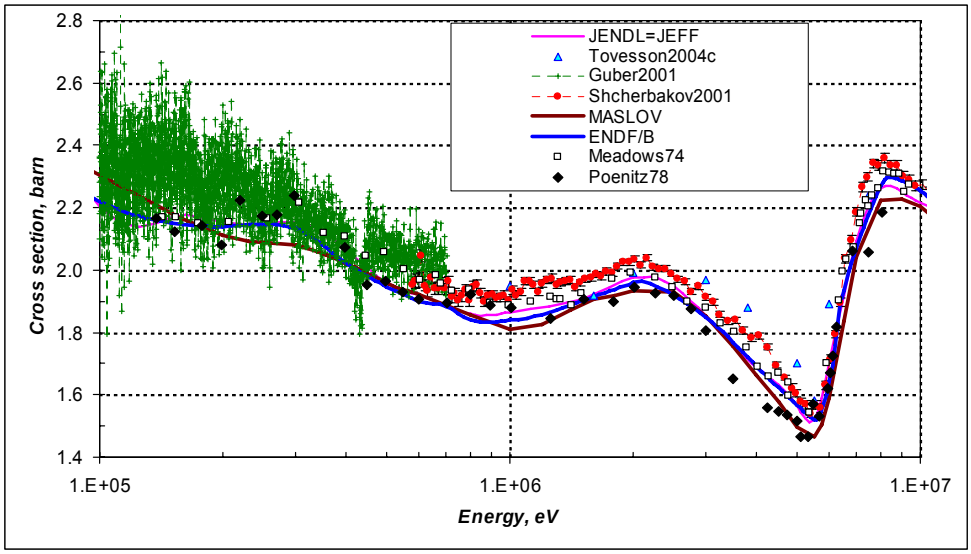


Рис.7б. Сечение деления

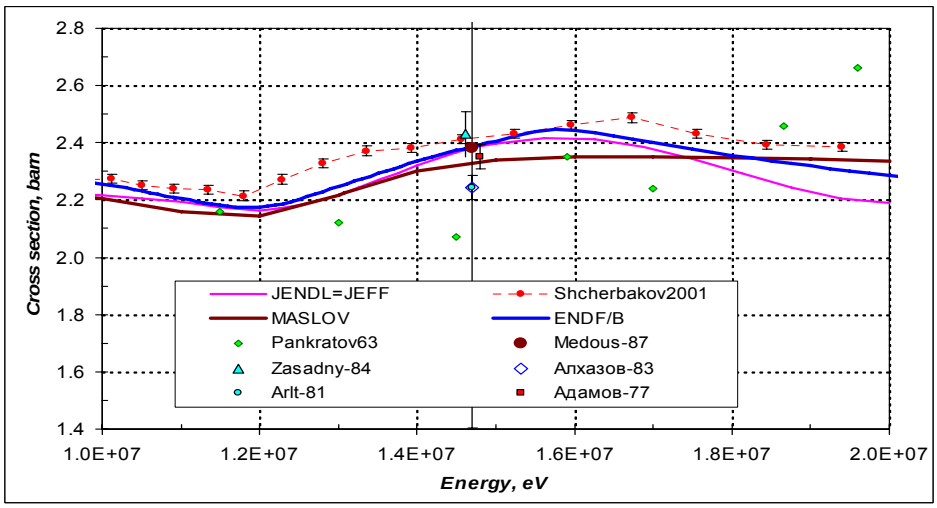


Рис.7в. Сечение деления.

Намного превышает приписанные им погрешности. В результате расхождения оцененных дванных от экспериментальных достигает в окрестностях 1 МэВ и 8МэВ ±5%. Ниже 175 кэВ оценка Маслова лучше других согласуется с экспериментальными данными, выше имеет преимущество оценка ENDF/B-VII.b2. Заметим, кстати, что при выполнении этой оценки результаты многочисленных измерений отношений сечений деления урана-233 и урана-235 нормировались на стандартное сечение деления урана-235, принятое в 2005 г. (и включенное в РОСФОНД).

На рис.8. с единственными экспериментальными данными Гопкинса сравниваются результаты оценок. Данные ENDF/B-VII.b2 идут прямо по экспериментальным точкам; две другие оценки отличаются от них на величину порядка погрешности.

Экспериментальные данныепо неупругому рассеянию нейтронов на уране-233 отсутствуют. На рис.9 проводится сравнение результатов обсуждаемых оценок. Вблизи порога различия между ними весьма велики. Минимум в полном сечении неупругого рассеяния в оценке ENDF/B-VII.b2 лежит при 700 кэВ, т.е. как раз на принятом в этой оценке пороге неупругого рассеяния с возбуждением непрерывного спектра уровней. В двух других оценках этот порог на 100 кэВ ниже. Для уяснения ситуации на рис. 8 нанесено полное сечение неупругого рассеяния из файла урана-233 из ENDF/B-VI. Оно

существенно ниже современных оценок, но как и в них никакого пика на пороге не наблюдается.

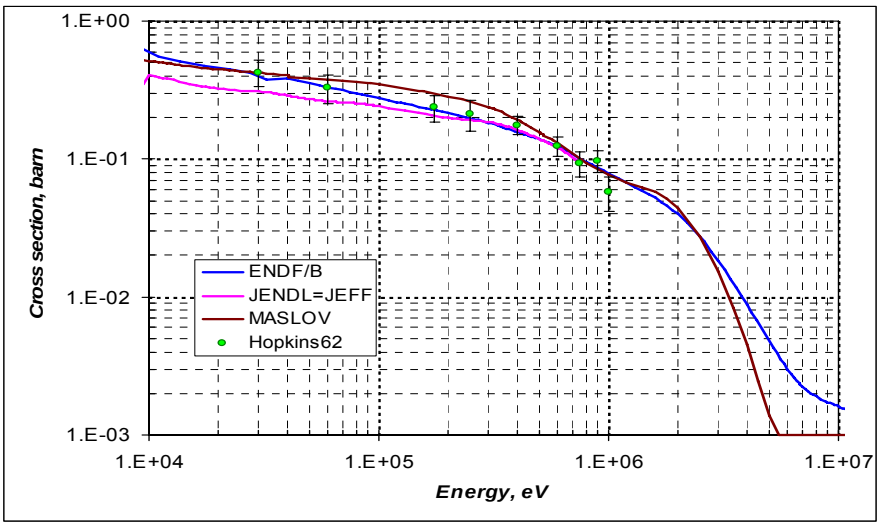


Рис.8. Сечение захвата

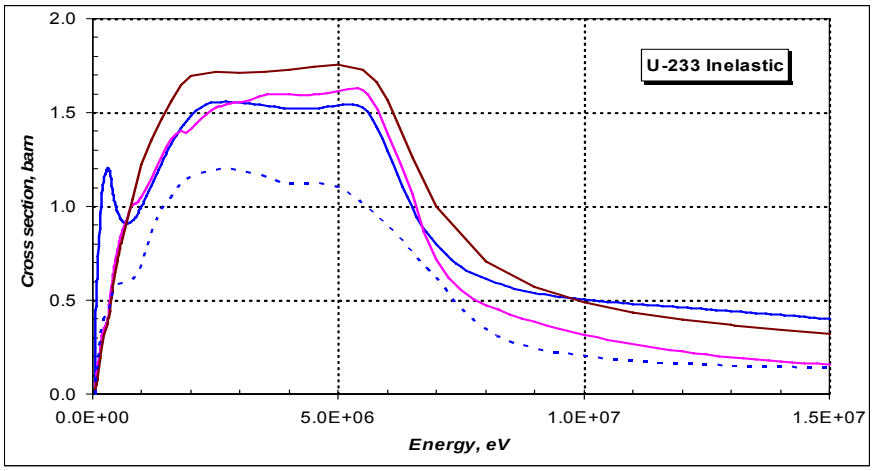


Рис.9. Полное сечение неупругого рассеяния

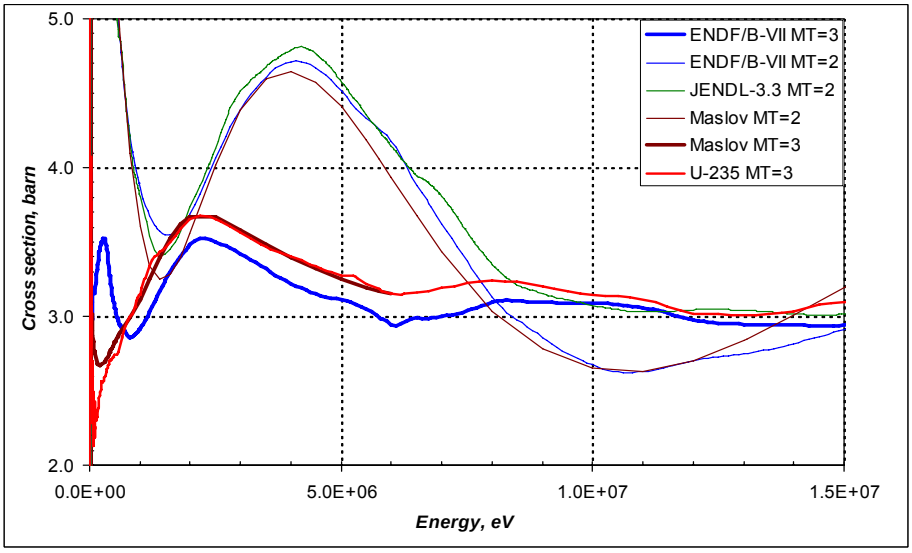


Рис.10. Сечения упругого рассеяния (MT=2) и суммарное сечение неупругих взаимодействий (MT=3)

На рис. 10 приведены оцененные сечения упругого рассеяния и суммарного сечения неупругих взаимодействий[4]. Видно, что аномалия в сечении неупругого рассеяния отразилась и в поведении суммарного сечения неупругих взаимодействий, которое существенно отличается от оценки Маслова. Наличие этой аномалии, не имеющей места для урана-235 (сечение неупругих взаимодействий для которого также приведено для сравнения на рис.10), порождает сомнения в корректности оценки, принятой в ENDF/B-VII.b2.

На рис.11 приведены данные по сечениям реакций (n,2n) и (n,3n).

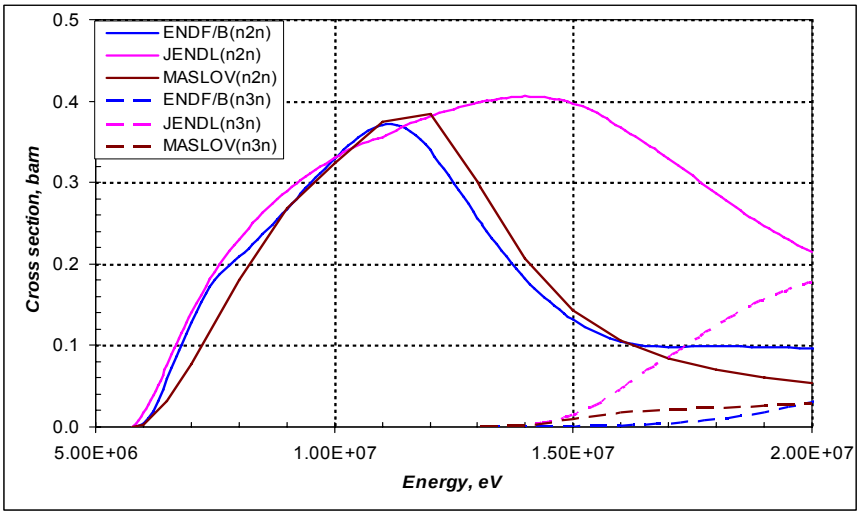


Рис.11. Сечения реакций (n,2n) и (n,2n).

Дифференциальных экспериментальных данных для этих реакций нет. Расхождения в оценках выше 16 МэВ велики. Косвенно в пользу оценки ENDF/B-VII.b2 говорит то, что она выполнялась вплоть до 30 МэВ, где роль реакций (n,xn) весьма существенна и, несомненно, расчет их сечений требовал от оценщиков повышенного внимания. Реакция (n.4n) около 19 МэВ. Её сечение даже при 20 МэВ составляет доли миллибарна.

При взаимодействии нейтронов с ураном-233 при всех энергиях возможны реакции (n,p) и (n,α). Из-за высокого кулоновского барьера сечения этих реакций малы: даже при 20 МэВ сечение первой из них по оценке EAF-2003 составляет 70 миллибарн; второй - 5 миллибарн. Тем не менее включить сечения этих реакций в РОСФОНД представляется целесообразным.

Подводя итоги сказанному выше, можно заключить, что в **РОСФОНД следует принять нейтронные сечения, оцененные Масловым,** которые, как правило, будучи близки к оценке из ENDF/B-VII.b2, не обладают аномально высоким сечением неупругого рассеяния в области ниже 700 кэВ.

4. Числа вторичных нейтронов и их энерго-угловые распределния

4.1. Число нейтронов деления

Оцененные числа нейтронов деления урана-233 тепловыми нейтронами приведены в таблице 1. Величина, принятая в ENDF/B-VII.b2 превышает рекомендацию группы по стандартам (основанную на совместной оценке всех данных, зависящих от $\nu_p(^{233}U)$) на три стандартных отклонения, приписанных этой величине.

[4] Сечение MT=3 в JENDL-3.3 не задано и его непросто получить, поскольку составляющие заданы на разных энергетических сетках. По этой же причине Масловское сечение MT=3 приведено только до порога реакции (n,2n).

Это различие в точности равно вкладу запаздывающих нейтронов, принятому в этой оценке: ν_d=0.0074. Таким образом при оценке данных для ENDF/B-VII.b2 величина, рекомендуемая международной группой по стандартам как ν_t, рассматривалась как ν_p.

Оценка JENDL-3.3 *ниже* рекомендованного значения на 2.6 стандартного отклонения. Оценка Маслова также ниже, но только на 1 стандартное отклонение. Представляется целесообразным принять в РОСФОНД величину, рекомендованную международной группой по стандартам, т.е. ν_t=2.4968. Число запаздывающих нейтронов по оценке ENDF/B-VII.b2 при низких энергиях равно 0.0074; по оценке JENDL-3.3 – 0.00673 и практически столько же по Маслову – 0.00670. Если принять ν_d=0.0068, то для ν_p получим «круглое» число -2.4900.

На рис. 12 приведены энергетические зависимости ν_p по разным оценкам в сравнении с экспериментальными данными. Все приведенные данные экспериментальные данные перенормированы либо на $\nu_p(^{252}Cf)$=3.7606, либо на $\nu_p(^{233}U;0.0253эВ)$=2.490 в зависимости от использовавшегося монитора.

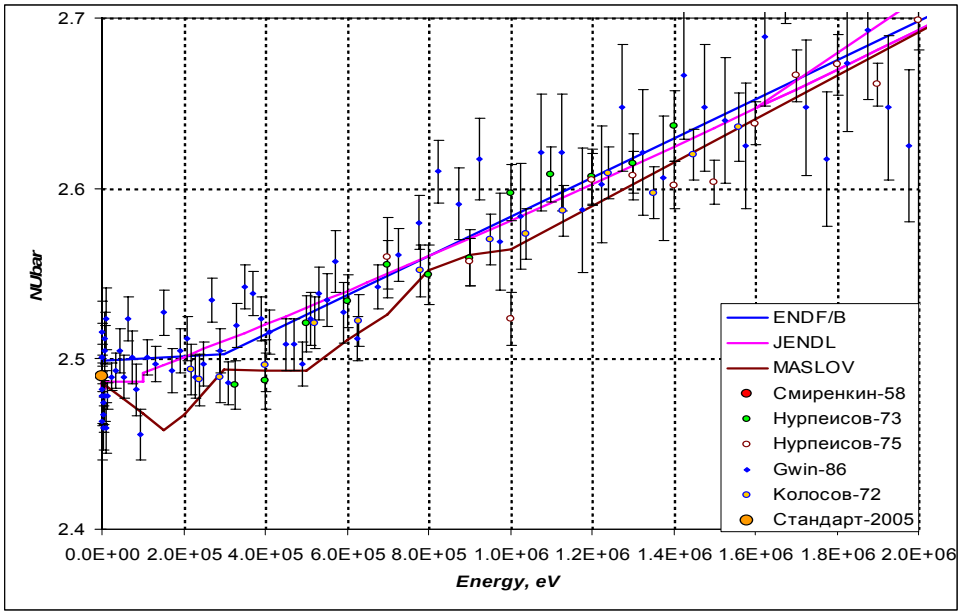


Рис.12а. Число мгновенных нейтронов деления.

Изломанный ход ν_p с энергией, принятый Масловым, экспериментальными данными не оправдывается. Вообще, до 1.5 МэВ принятое в этой оценке ν_p представляется заниженным.

При более высоких энергиях данные приведены на рис. 12б.

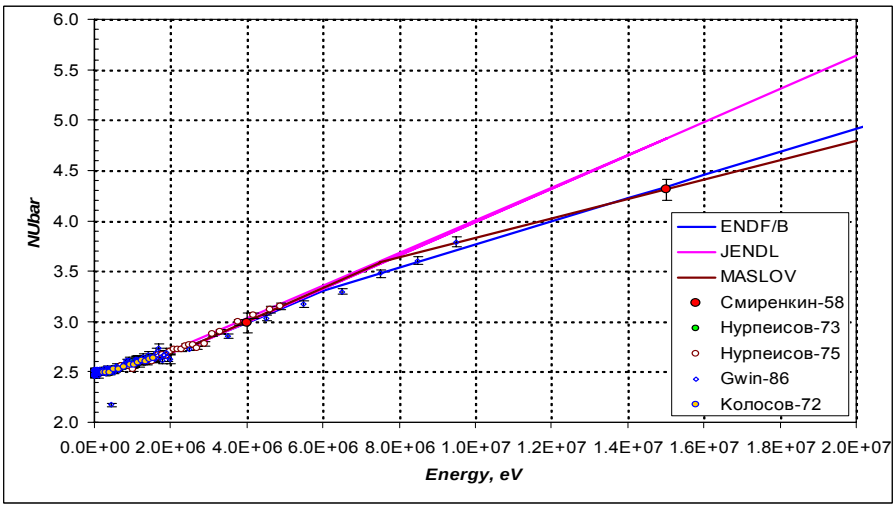


Рис.12б. Число мгновенных нейтронов деления.

В этой области **оценка ENDF/B-VII.b2 представляется наилучшей. Её вполне можно принять и при боле низких энергиях если заменить значение ν_p в тепловой области на 2.490** (см рис.12а).

На рис. 13 приведены оцененные энергетические зависимости ν_d. Для сравнения приведены таковые и для урана-235 и плутония-239. Сравнение показывает, что энергетическая зависимость ν_d, принятая в ENDF/B-VII.b2 ошибочна. Для такого ее поведения нет никаких физических оснований. Напротив, снижение ν_d с энергией, проявляющееся во всех других оценках, объясняется появлением дополнительных шансов деления. **В РОСФОНД целесообразно принять энергетическую зависимость ν_d из JENDL-3.3, перенормировав ее на принятое значение ν_d в тепловой области.**

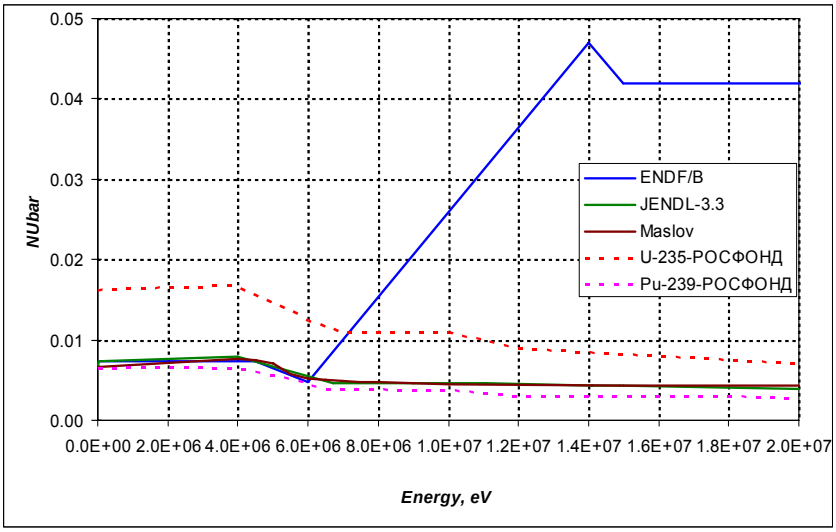


Рис.13. Энергетическая зависимость выхода запаздывающих нейтронов

4.2. Спектры нейтронов деления.

Спектры мгновенных нейтронов деления в рассматриваемых оценках описаны существенно по-разному. В ENDF/B-VII.b2 эти спектры заданы формой Уатта с параметрами a(E’) и b(E’), зависящими от энергии нейтронов E’, вызывающих деление:

$$\chi(E) = \frac{2\exp(-ab/4)}{\sqrt{\pi a^3 b}} \exp(-E/a)\,\mathrm{sh}\sqrt{bE}$$

Характер этой зависимости можно видеть из рис.14, на котором изображена зависимость средней энергии нейтронов деления $< E >= a(3/2 + ab/4)$ как функция E’. В заголовочной секции утверждается, что спектры нейтронов деления приняты в соответствии с оценкой JENDL-3.3. Это, очевидно, не совсем верно, поскольку в оценке JENDL-3.3 спектры мгновенных нейтронов деления определены иначе, а именно - функциями, заданными в 164 точках при каждой из 7 начальных энергий. Аналогично определяются спектры деления и в оценке Маслова, но спектры задаются в 326 точках при каждой из 22 начальных энергий в интервале до 20 МэВ.

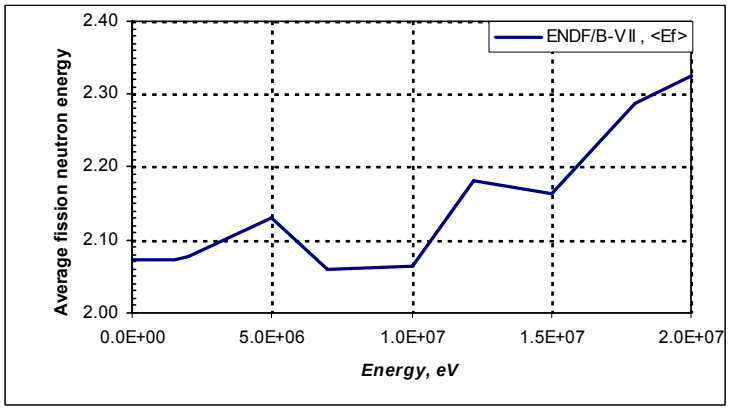


Рис.14. Энергетическая зависимость средней энергии нейтронов деления

О том, как получены спектры мгновенных нейтронов деления в описании файла JENDL-3.3 ничего не говорится. В описании файла Маслова сказано следующее:

«Спектры мгновенных нейтронов деления (СМНД) рассчитывались по полуэмпирической модели[5]*. Спектры нейтронов испускаемых перед делением в (n, n'f), (n,2nf) и (n,3nf) процессах рассчитывались по статистической модели Хаузера-Фещбаха с учетом предравновесных процессов. Качество описания проверялось на основе экспериментальных данных Старостов-83, Старостов-85, Lajtai-85, и Miura-02. Расчеты свидетельствуют о снижении средней энергии нейтронов деления при превышении порогов реакций (n, n'f), (n,2nf) и (n,3nf). Спектры нейтронов, испускаемых осколками деления, рассчитывались как суперпозиция двух спектров Уатта, соответствующих легкому и тяжелому осколку, отличающихся параметрами, определяющими среднюю энергию. При этом учитывалось различие кинетических энергий осколков и зависимость этих энергий от момента, уносимого нейтронами, испускаемыми перед делением. Именно этот механизм и обусловил снижение средней энергии нейтронов деления при превышении порогов деления с предварительной эмиссией нейтронов.»*

Приведенное обоснование вполне соответствует современному представлению о механизмах испускания нейтронов деления, а то, что оценка позволила описать и экспериментальные данные повышают их надежность. Правда, почти все спектры были измерены для деления тепловыми нейтронами и лишь данные Мюира получены при энергии 550 кэВ, лежащей все же существенно ниже порога реакции (n,n'f). Как бы то ни было, **спектры, приведенные в Масловской оценке, представляются наиболее надежными**.

Обсудим теперь данные о запаздывающих нейтронах. В библиотеке РОСФОНД, как и в JEFF-3.1, принято универсальное 8-групповое представление данныз о запаздывающих нейтронах определение групп одинаково для всех делящихся ядер: каждая из них включает в себя определенную группу предшественников с близкими периодами полураспада. Благодаря этому постоянные распада групп не зависят от делящегося ядра. Не зависят от делящегося ядра и спектры нейтронов каждой группы предшественников. Однако суммарный выход запаздывающих нейтронов и доли групп, понятно, зависят и от делящегося ядра и от энергии нейтронов, вызывающих деления.

Как и для других делящихся ядер, для урана-233 принимается их 8-групповая оценка из JEFF-3.1, со следующими, однако, исключениями.

---

[5] Maslov V., Porodzinskij Yu., Baba M.,Hasegawa A., Kornilov N., Kagalenko A., Tetereva N.A. INDC(BLR)-....,IAEA, Vienna

1. Число запаздывающих нейтронов, испускаемых при делении тепловыми нейтронами, принято равным 0.00680 (в JEFF-3.1 оно равно 0.00673; в ENDF/B-VII.b2- 0.00740, у Маслова – 0.00670). Энергетическая зависимость этого числа – такой, как в оценке JEFF-3.1 (см. рис. 13).
2. Спектры групп запаздывающих нейтронов приняты такими же, как и для урана-235 (см. ниже п. 92.235) и для всех других делящихся ядер. Однако выходы каждой из 8 групп приняты такими же, как в JEFF-3.1, т.е. на основе рекомендаций работы[6] .

4.3. Спектры и угловые распределения рассеянных нейтронов и нейтронов реакций (n,xn)

На рис.15 сравниваются оцененные значения первых трех моментов угловых распределений упруго рассеянных нейтронов. Оценки очень близки друг к другу. Все они получены расчетным путем. В EXFORe содержатся результаты лишь одной неопубликованной работы Haoaut-82, в которой измерялись угловые распределения нейтронов с энергией 0.7 и 1.5 МэВ. При этих энергиях отличить упруго рассеянные нейтроны от неупруго рассеянных на низколежащих уровнях весьма непросто. В кратком описании, данном в EXFORe процедура разделения этих процессов не описана, сказано лишь, что поправка на неупругое рассеяние, вводимая автором, составляла от 5 до 35% и при 0.7 МэВ и при 1.5 МэВ. Поскольку при названных энергиях расхождений в оценках нет, а эксперимент высокой надежностью не отличается, достаточно трудоемкое сравнение с ним сочтено излишним.

В РОСФОНД целесообразно включить оценку из ENDF/B-VII.b2, занимающую, как правило, промежуточное положение.

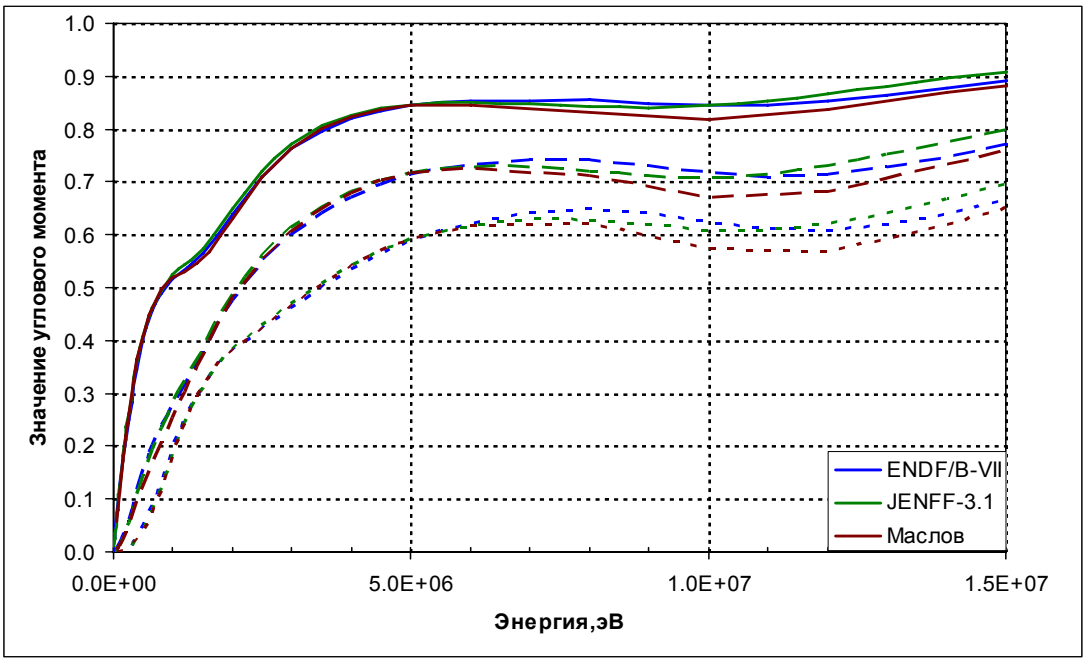


Рис.15. Угловые моменты распределения упруго рассеянных нейтронов: сплошные кривые – 1-й момент (средний косинус угла рассеяния), штриховые – 2-й момент, пунктирные – 3-й момент.

[6] Spriggs,Campbel and Piksaikin,Prg Nucl Eng 41,223(2002)

Что касается спектров неупруго рассеянных нейтронов, то ниже порога возбуждения континуума уровней они определяются полнотой учета возбуждаемых уровней ядра-мишени. В этом отношении оценка Маслова имеет определенное преимущество перед JENDL-3.3: в ней учтены все уровни, указанные в базе данных PCNUDAT 2, тогда как в JENDL-3.3 возбуждение части уровней с энергиями от 400 до 600 кэВ не описывается. В обеих оценках возбуждение континуума уровней описывается начиная с 600 кэВ, т.е. непосредственно вслед за областью дискретных уровней. Оценку, принятую в ENDF/B-VII.b2, мы здесь не обсуждаем из-за порождаемых ею сомнений в корректности описания энергетического поведения суммарного сечения неупругого рассеяния (см. выше п.3). Спектры нейтронов, рассеянных с возбуждением континуума уровней

На рис.16 приведены спектры нейтронов, испытавших неупругое рассеяние с возбуждением континуума уровней ядра-мишени. Данные приводятся для начальных энергий 6 МэВ, 10 МэВ и 14 МэВ.

При 6 МэВ, т.е. ниже порога реакции (n,n'f) Масловский спектр существенно жестче остальных: очевидно, доля предравновесно испущенных нейтронов в нем выше.

При 10 МэВ оценки нейтронных спектров существенно различаются. В спектре, принятом в JENDL-3.3 нейтроны с энергиями ниже 3.7 МэВ вообще отсутствуют, т.е. предполагается, что вслед за испусканием столь медленных нейтронов всегда следует деление. В оценке ENDF/B-VII.b2 “хвост” сравнительно медленных нейтронов наличествует, а в Масловской оценке на этом “хвосте” проявляется еще и максимум в области порядка 1 МэВ.

При 14 МэВ в спектре JENDL-3.3 нет нейтронов с энергией ниже 5 МэВ, но вероятность испускания нейтронов с энергиями 6 -8 МэВ существенно выше, чем в двух других оценках. Спектры ENDF/B-VII.b2 и Масловский выше 7 МэВ близки, но в Масловском спектре имеется длинный “хвост” медленных нейтронов. По каким-то причинам вслед за испусканием медленных нейтронов не происходит ни реакции (n,2n), ни деления.

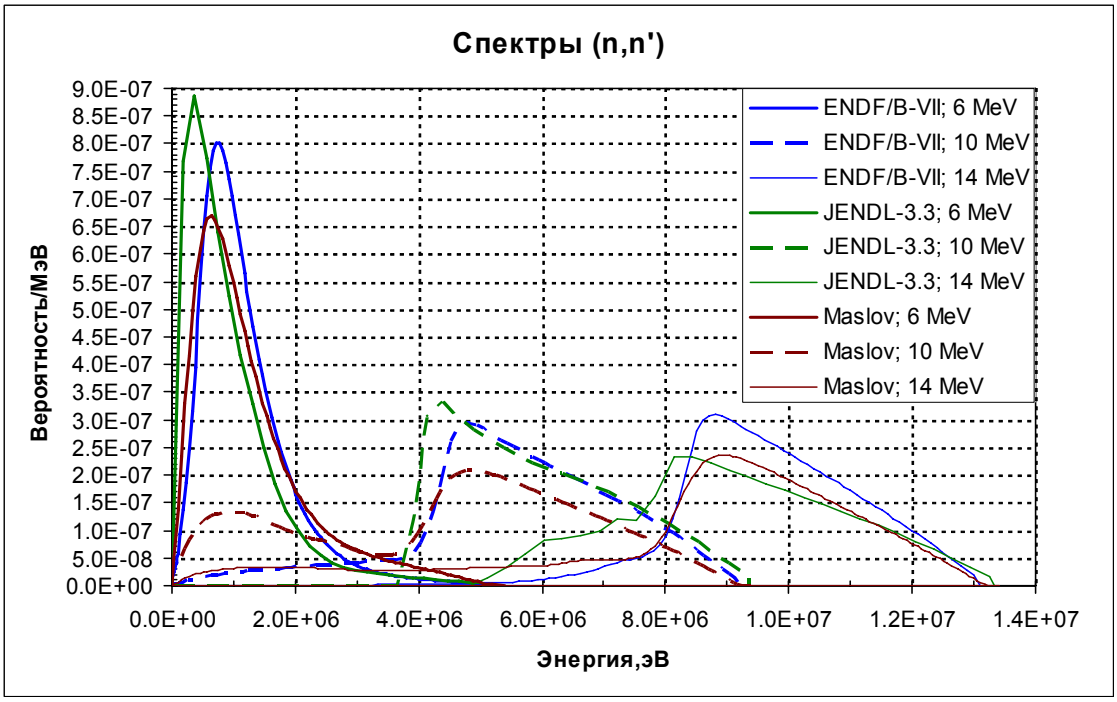


Рис.16. Сравнение спектров нейтронов, неупруго рассеянных с возбуждением континуума уровней.

На рис. 17 сравниваются оценки спектров нейтронов реакции (n,2n) для двух начальных энергий – 10 и 14 МэВ. Различия в оценках весьма велики, особенно при 14 МэВ. Расхождения указывают на неблагополучное положение дел с оценкой спектров, а, стало быть, и сечений процессов, происходящих по разным каналам и разным образом (предравновесное испускание нейтронов и “обычное” испарение, деление после испускания одного-двух нейтронов тем или иным способом). Поскольку существенных различий в оценках суммарного сечения деления нет, происходит компенсация различий в оценке вкладов различных механизмов реакций.

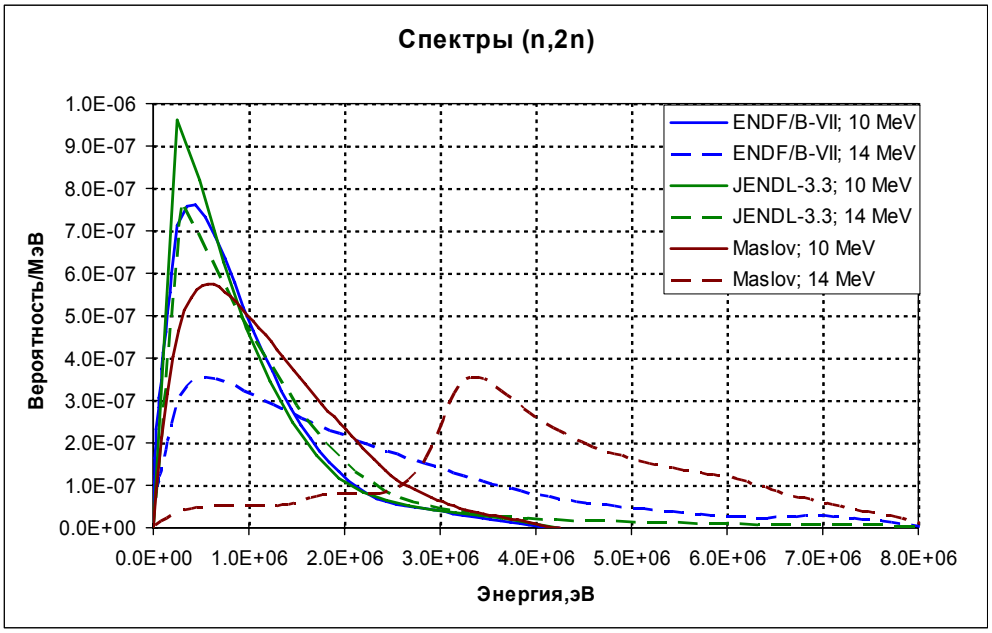


Рис.17. Сравнение спектров нейтронов из реакции (n,2n).

Из рассмотренного видно, что оценка спектров континуальных реакций в ENDF/B-VII.b2 в некотором смысле промежуточна и это порождает соблазн выбрать ее для РОСФОНДа. Однако при дальнейшей валидации составного файла, в котором сечения взяты из одной оценки, а спектры – из другой, могут возникнуть проблемы. Поскольку сечения решено взять из, то следует и спектры принять в соответствии с этой оценкой.

Заметим, что данные о спектрах в ENDF/B-VII.b2 представлены (в отличие от двух других) в формате файла MF=6, т.е. спектры даются с учетом корреляций между энергией и углом рассеяния. Эта корреляция, однако, описывается упрощенно – по полуэмпирической систематике Калбаха-Манна. Кроме спектров нейтронов описываются и спектры ядер отдачи (в чем нет практического резона), а вот спектры фотонов, испускаемых в континуальных процессах, не описываются. Это еще одно свидетельство неблагополучия оценки, которое следует в дальнейшем, при пересмотре оценки, устранить.

5. Данные о рождении фотонов в нейтронных реакциях

Ни в Масловской оценке, ни в оценке JENDL-3.3 данные об образовании фотонов не приводятся. В JEFF-3.1 включены данные об образовании фотонов, взятые из ENDF/B-VI (оценка Стюарта и Вестона 1978 г.). В ENDF/B-VII.b2 с пересмотренными данными о гамма-излучении при радиационном захвате. Таким

образом выбора оценок практически нет. Рассмотрим, на чем основаны имеющиеся оцененные данные.

Суммарное неупругое рассеяния : MT=4. Поскольку в оценке Стюарта и Вестона индивидуально учитывалось возбуждение лишь четырех первых уровней ядра-мишени, в спектре фотонов описаны переходы лишь между этими четырьмя уровнями. Спектр фотонов, образующихся при возбуждении континуума, описывается непрерывным спектром фотонов, который принят таким же, как для плутония-239[7]. Выше 1.09 МэВ множественность для MT=4 принята равной нулю. Возможность более корректного описания спектров фотонов, открывшаяся в связи с явным описанием значительно большего числа уровней (28 в ENDF/B-VII.b2, 25 у Маслова, 25 в JENDL-3.3) нигде не реализована.

Фотоны, испускаемые при делении: множественность до 1.09 МэВ соответствует оценке Гофманов[8]; сами спектры приняты такими же как для плутония-239[7]. Выше 1.09 МэВ множественность принята равной нулю.

Множественность испускания фотонов при захвате ниже 1.09 МэВ произвольно принята равной 4.34. Спектр принят таким же, как для плутония-239 с корректировкой на различие энергий реакции.

Выше 1.09 МэВ приводится сечение образования фотонов при неупругих взаимодействиях (файл MF=13) и нормированный спектр (в файле MF=15) – такой же, как для плутония-239[7].

В ENDF/B-VII.b2 множественность испускания фотонов при захвате и их спектры рассчитаны по программе GNASH. Все остальные данные приняты такими же, как описано выше, т.е. из ENDF/B-VI.7.

В РОСФОНД следует включить данные об образовании фотонов из ENDF/B-VII.b2. При дальнейших пересмотрах файла и, особенно, в случае решения о включении файла MF=6 следует провести более корректный расчет фотонов, образуемых в нейтронных реакциях.

Заключение

На основании изложенного выше представляется целесообразным сформировать для РОСФОНДА комбинированный файл следующим образом.

1. Файлы MF=2 и MF=3 взять из оценки Маслова. В области разрешенных резонансов они, как отмечалось, совпадают.
2. Энергетическую зависимость нейтронов деления принять в соответствии с ENDF/B-VII.b2, заменив значение при тепловой энергии на 2.4900 т.е. так, чтобы полное число нейтронов деления совпало с рекомендованным группой по стандартам значением 2.4968.
3. Включить данные о сечениях реакций (n.p) и (n,alfa) из EAF-2003. Соответственно уменьшить сечение упругого рассеяния, а в области разрешенных резонансов – ввести полное сечение, равное сумме (n.p) и (n,alfa) .
4. Число запаздывающих нейтронов деления в тепловой точке принять равным 0.0068, а его энергетическую зависимость – в соответствии с оценкой JEFF-3.1. Принять также 8-групповое описание запаздывающих нейтронов из JEFF-3.1.
5. Спектры запаздывающих нейтронов принять такими, как для урана-235, а относительные выходы групп – в соответствии с JEFF-3.1.

[7] ENDF/B-VI.7, MAT=1399.
[8] D. C. Hoffmann and M. M. Hjffmann, Ann. Rev. Nucl. Sci. 24, 151 (1974)

6. Угловые распределения упруго рассеянных нейтронов принять в соответствии с оценкой ENDF/B-VII.b2, остальные угловые распределения – в соответствии с оценкой Маслова.
7. Спектры мгновенных нейтронов деления и континуальные спектры других реакций принять в соответствии с оценкой Маслова.
8. Включить данные о выходах продуктов деления в соответствии с оценкой Р.Миллса (JEFF).
9. Данные об образовании фотонов в нейтронных реакциях принять в соответствии с ENDF/B-VII.b2.

Автор рекомендации
Николаев М.Н.

Содержание файла

92.3. Уран-234

Содержание в естественной смеси 0.0055%

Радиоактивен. ($T_{1/2}$=2.455*10^5лет). Альфа-распадается в торий-230 ($T_{1/2}$=7.54*10^4 лет).

В современных библиотеках содержатся следующие оценки данных для урана-233.

ФОНД-2.2 – оценка T.Ohsawa, M.Inoue, T.Nfkagawa, 1987

ENDF/B-VII.b2 - оценка Young,Chadwick, 2005.

JENDL-3.3 – оценка T.Watanabe, 1987

JEFF-3.1 – оценка Маслова, 2002.

В оценках, принятых в ENDF/B-VII. b2 и в JEFF-3.1 граница области разрешенных резонансов, содержащей 118 резонансов и одно связанное состояние, равна – 1500эВ. Положения резонансов в точности совпадают. Ширины резонансов, однако, различаются. В ENDF/B-VII.b2 они соответствуют данным Мухабхаба-84; у Маслова используется более поздняя оценка из JENDL-3.2.

На рис. 1 изображена нарастающая сумма числа резонансов, на рис. 2 – сумма приведенных нейтронных ширин. Из графиков можно заключить, что выше 900 эВ часть резонансов пропущена, но пропущенные резонансы имеют малые ширины и их пропуск не должен существенно сказываться на рассчитываемых сечениях.

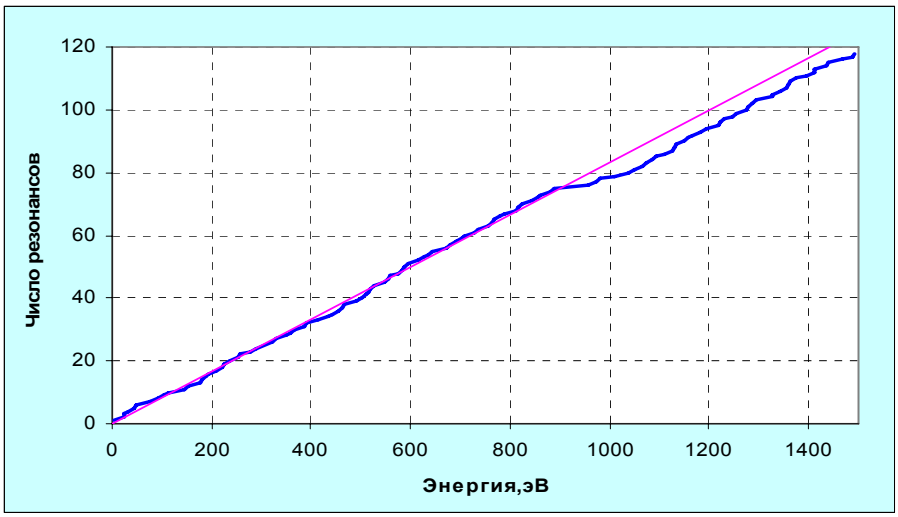


Рис.1. Нарастающая сумма числа резонансов

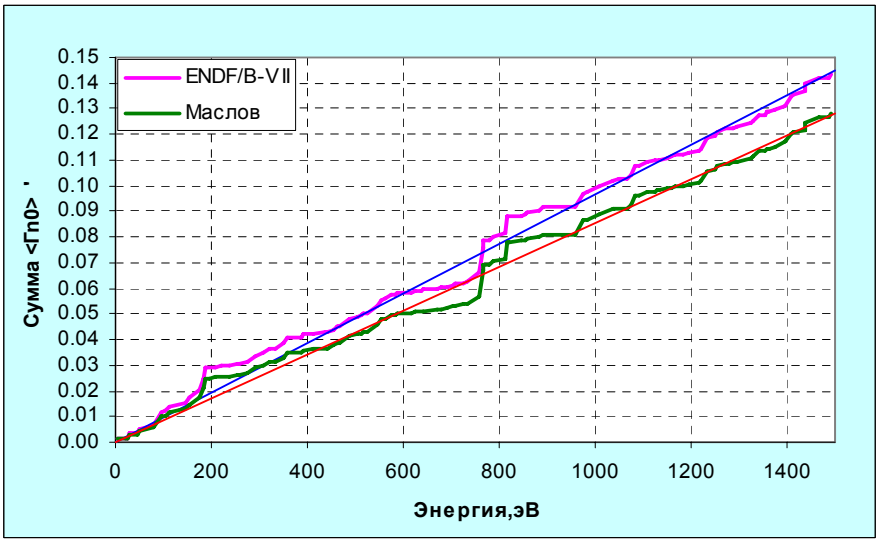


Рис.2. Сумма приведенных нейтронных ширин

Из рис. 2 видно, что в оценке Маслова нейтронные ширины приняты меньшими, чем в ENDF/B-VII.b2 (примерно на 12%). Радиационные ширины, напротив больше, в среднем на 45%. Делительные ширины практически совпадают.

В обеих оценках присутствуют области неразрешенных резонансов, описываемые параметрами s-, p- и d- волны. В оценке Маслова эти параметры сильно меняются с энергией, описывая гросс-структуру сечений. Результат виден из рис. 3 и 4, на которых сравниваются сечения захвата и деления выше области разрешенных резонансов.

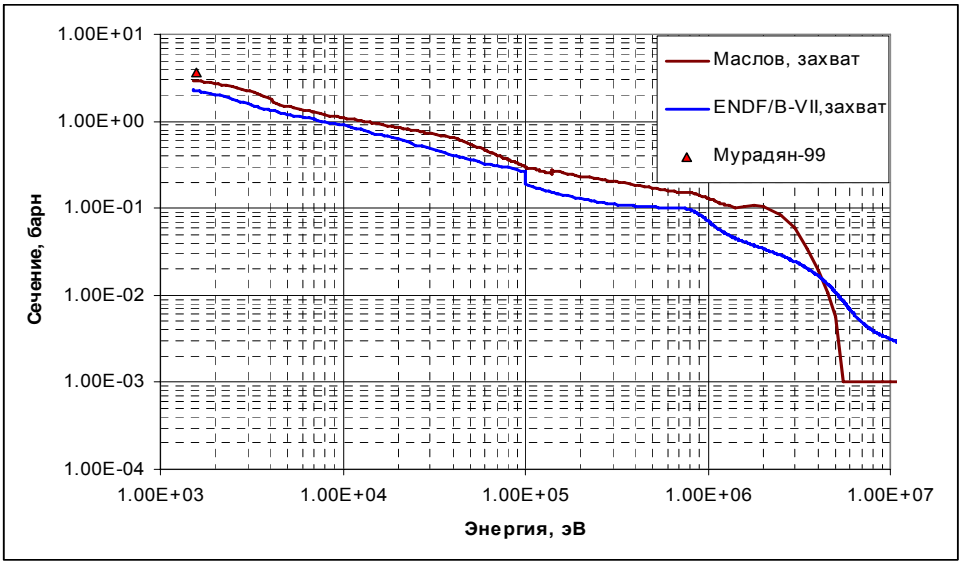


Рис.3. Сечение захвата

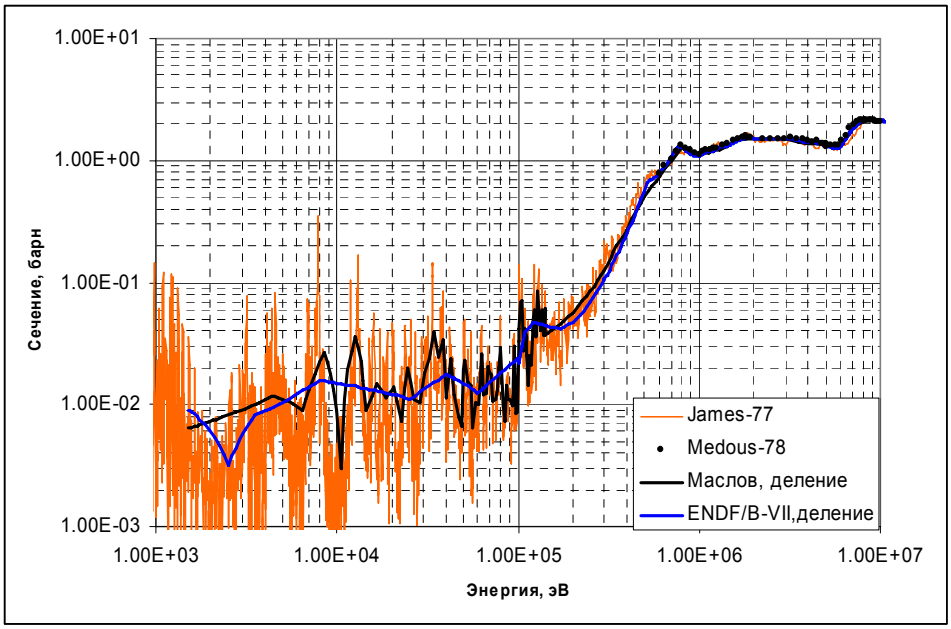


Рис.4. Сечение деления.

Повышенное в оценке Маслова сечение захвата оправдывается единственно имеющимся результатом Мурадяна. Отраженная в оценке Маслова структура подпорогового деления отражает результаты Джеймса.

Заключение

В РОСФОНД рекомендуется принять оценку Маслова из JEFF-3.1. Спектры 8 групп запаздывающих нейтронов следует принять такими же, как у урана-235. Выходы

продуктов деления урана-234, содержатся в ENDF/B-VI (Ингланд и Ридер 1989) и в JEFF-3.1 (Миллз, 2005). Естественно принять последнюю оценку.

Сечения основных реакций на интегральных спектрах приведены в нижеследующей таблице

	Total	Elastic	Inelastic	(n,2n)	(n,f)	(n,γ)
0.0253 эВ	119.23	19.416			99.75	67.96
Резонансный интеграл					6.637	631.98
Спектр деления ^{235}U	7.516	4.430	1.812	0.003	1.170	0.101
14 МэВ	5.857	2.819	0.533	0.523	1.978	0.001

Автор заключения

Николаев М.Н.

Содержание файла РОСФОНД для 92- U-234
Переделать!!

MF = 1 Общая и специальная информация о нуклиде
MT = 451 заголовочная секция
MT = 452 полное среднее число нейтронов деления
MT = 458 энерговыделение при делении

MF = 2 Резонансные параметры
MT = 151 секция резонансных параметров

MF = 3 Нейтронные сечения
MT = 1 полное сечение
MT = 2 упругое рассеяние
MT = 4 суммарное сечение неупругого рассеяния
MT = 16 реакция (n,2n) 92- U-233
MT = 17 реакция (n,3n) 92- U-232
MT = 18 все процессы деления
MT = 19 деление (первый шанс)
MT = 20 деление (второй шанс) - реакция (n,nf) - U-
MT = 21 деление (третий шанс) - реакция (n,2nf) - U-
MT = 51 - 56 неупругое рассеяние с возбуждением дискретных уровней
MT = 91 неупругое рассеяние с возбуждением континуума уровней
MT = 102 радиационный захват: реакция (n,gamma) 92- U-235

MF = 4 Угловые распределения вторичных нейтронов
MT = 2 упругое рассеяние
MT = 16 реакция (n,2n) 92- U-233
MT = 17 реакция (n,3n) 92- U-232
MT = 18 все процессы деления
MT = 20 деление (второй шанс) - реакция (n,nf) - U-
MT = 21 деление (третий шанс) - реакция (n,2nf) - U-
MT = 51 - 56 неупругое рассеяние с возбуждением дискретных уровней

MT = 91 неупругое рассеяние с возбуждением континуума уровней

MF = 5 Энергетические распределения вторичных нейтронов
MT = 16 реакция (n,2n) 92- U-233
MT = 17 реакция (n,3n) 92- U-232
MT = 18 все процессы деления
MT = 19 деление (первый шанс)
MT = 20 деление (второй шанс) - реакция (n,nf) - U-
MT = 21 деление (третий шанс) - реакция (n,2nf) - U-
MT = 91 неупругое рассеяние с возбуждением континуума уровней
MT=455 доли групп и спектры запаздывающих нейтронов

MF = 8 Выходы и характеристики распада образующихся радионуклидов

MT = 16 реакция (n,2n) 92- U-233

MT = 17 реакция (n,3n) 92- U-232

MT = 102 радиационный захват: реакция (n,gamma) 92- U-235

MT = 457 данные о радиоактивном распаде

92.4.УРАН-235

1.Общие характеристики

1.1**. Z**=92

1.2. **A**=235.043929±0.000002

1.3. **Aw**=233.0247898±0.000002

1.4. Содержание в естественной смеси: 0.72 ат%;
0.711 вес%

1.5. Перечень нейтронных реакций[9]

MT	Реакция	Q, МэВ	$E_{порог.}$, МэВ	Ядро-продукт*)
16	(n,2n)	-5.297481	-5.320215	^{234}U
17	(n,3n)	-12.142136	-12.194243	^{233}U
37	(n,4n)	-17.904189	-17.981023	^{232}U
19	(n,f_1)	193.72	-	FP+n+γ
20	$(n,n'f_2)$	193.72	4.5	FP+n+γ
21	$(n,2nf_3)$	193.72	9.5	FP+n+γ
38	$(n,3nf_4)$	193.72	14.0	FP+n+γ
102	(n,γ)	6.545451	-	^{236}U
103	(n,p)	-0.627081	-0.6297716	^{235}Pa
107	(n,α)	11.118858		^{232}Th

1.6. Радиоактивность:

Период полураспада: $7.038*10^8$ лет.

Вероятность альфа-распада: 0.99999998

Вероятность спонтанного деления: $2*10^{-8}$

Энергия распада Q_α=4.678 МэВ; Q_{sf}=176.4.

2. Резонансная область: (MF=2)

2.1. Область разрешенных резонансов.

2.1.1. Общие характеристики области разрешенных резонансов

[9] В рассматриваемой области энергий возможны и иные реакции с вылетом заряженных частиц- (n,d), (n,t), (n,^{3}He) и др. - в том числе и экзоэнергетические,-(n,2α), (n,nα), - сечения которых, однако, весьма малы и в файле оцененных данных не приводятся.

Спин и четность ядра-мишени: 7/2 $^-$

Радиус рассеяния: R=0.9602* 10^{-12}см от энергии не зависит. Он используется только для расчета проницаемостей потенциального барьера и фаз рассеяния.

Резонансная формула: Райха-Мура.

Расчет анизотропии рассеяния по резонансным параметрам ***не предусматривается***

Число орбитальных моментов – один (именно *l*=0, т.е. рассматриваются только s-резонансы)

Число систем резонансов с различными спинами J*: два (J=3 и J=4)*

Границы области разрешенных резонансов*:* от 10-5 эВ до 2250эВ

Число рассмотренных резонансов равно 3193; из них 14 ниже энергии связи нейтрона и 9 выше границы области разрешенных резонансов.

Число резонансов с J=3 равно 1449; из них 1433 в области от 0 до 2250 эВ.

Число резонансов с J=4 равно 1744; из них 1732 в области от 0 до 2250 эВ.

2.1.2. Детали оценки

Ниже содержится перевод описания оценки резонансных параметров, приведенный в заголовочной секции файла данных для урана-235 из библиотеки ENDF/B-VI “revision 5”. Эта оценка, выполненная в Ок-Риджской лаборатории Л.Лилом и др. в 1997 г., принята во всех библиотеках оцененных нейтронных данных для урана-235, начиная от ENDF/B-VI (Rev.5). Включена она и в библиотеку ENDF/B-VII.b2.

Оценка резонансных параметров выполнялась методом наименьших квадратов с учетом результатов как дифференциальных измерений нейтронных сечений, так и интегральных экспериментов. В качестве входных параметров использовались тепловые сечения (деления, захвата и упругого рассеяния) и g- факторы Весткотта из файла нейтронных стандартов ENDF/B-6[10], а также фактор K1, оцененный Харди[11]. В таблице 1 названные параметры, полученные в результате подгонки только по результатам дифференциальных экспериментов, а затем и с учетом интегральных данных, сравниваются с входными данными программы SAMMY.

Значение ν, полученное в результате подгонки под перечисленные параметры получилось равным 2.4367±0.0005.

В таблице 2 сечения деления и захвата, полученные программой SAMMY по подогнанным резонансным параметрам сравниваются с результатами непосредственных измерений

[10] A. Carlson, W.P. Poenitz, G.M. Hale et al., "The ENDF/B-6 Neutron Cross Section Measurements Standards," National Institute of Standards and Technology report NISTIR-5177 (1993)

[11] J. Hardy, Brookhaven National Laboratory, report BNL-NCS-51123 [ENDF-300] (1979) Sec. B.1.

Таблица 1. Тепловые параметры.

Параметр	Входное значение	Подгонка только по дифф. данным	Подгонка по дифф. и интегр. данным
Сечение деления	584.25±1.11	582.28	584.88
Сечение захвата	98.96±0.74	99.18	98.66
Сечение рассеяния	15.46±1.06	15.44	15.12
g_f	0.9771±0.0008	0.9743	0.9764
g_a	0.9789±0.0008	0.9774	0.9785
g_γ		0.9956	0.9910
K1	722.70±3.90	717.48	722.43

Таблица 2.

Расчетные и экспериментальные значения интегралов от сечения деления (барн*эВ)

Область энергий, эВ		Расчет по рез. параметрам	Экспериментальные данные		
от	до		Shark88	Weston84	Weston92
0.5	20.0	910.4	929.9		
20.0	60.0	1867.8	1882.8	1869.9	
60.0	100.0	954.0	968.0	954.2	
100.0	200.0	2032.7	2092.7	2089.5	2073.9
200.0	300.0	2062.2	2007.0	2060.0	2054.6
300.0	400.0	1280.8	1321.6	1297.1	1292.9
400.0	500.0	1333.2	1391.5	1351.8	1347.9
500.0	600.0	1489.2	1467.9	1499.2	1494.3
600.0	700.0	1126.6	1156.4	1134.1	1132.6
700.0	800.0	1088.7	1085.8	1093.3	1075.7
800.0	900.0	797.6	784.0	813.0	804.9
900.0	1000.0	724.4	723.9	738.2	721.4
1000.0	2000.0	7036.1			7054.2

Таблица 3.

Расчетные и экспериментальные значения интегралов от сечения захвата (барн*эВ)

Область энергий, эВ		Расчет по рез. параметрам	Экспериментальные данные	
от	до		deSaussure67	Perez73
0.5	20.0	653.5	647	1057
20.0	60.0	1066.1	1084	504
60.0	100.0	490.2	477	1138
100.0	200.0	1158.8	1148	940
200.0	300.0	907.8	904	642
300.0	400.0	660.2	658	478
400.0	500.0	495.9	506	562
500.0	600.0	533.3	506	449
600.0	700.0	494.8	481	475
700.0	800.0	490.1	513	397
800.0	900.0	439.8	444	482
900.0	1000.0	504.2	542	463
1000.0	1100.0	509.6	522	332
1100.0	1200.0	413.7	395	267
1200.0	1300.0	340.4	372	225
1300.0	1400.0	304.1	304	254
1400.0	1500.0	355.7	301	1057
20.0	1500.0	9164.7	9046	8665

Резонансные интегралы деления и захвата, рассчитанные по оцененным резонансным параметрам равны, соответственно, 276.04 барн и 140.49 барн, что ведет к

величине альфа, равной 0.509, что прекрасно согласуется с данными интегральных экспериментов.

При оценке резонансных параметров учитывались данные следующих дифференциальных экспериментов.

1. Эксперименты Harvey88 по пропусканию на ускорителе ORELA на 18-метровой пролетной базе с образцом толщиной 0.03269 атомов/барн, охлажденным до 77К (от 0.4 до 68 эВ).
2. Эксперименты Harvey88 по пропусканию на ускорителе ORELA на 80-метровой пролетной базе с образцом толщиной 0.00233 атомов/барн, охлажденным до 77К (от 4 до 2250 эВ).
3. Эксперименты Harvey88 по пропусканию на ускорителе ORELA на 80-метровой пролетной базе с образцом толщиной 0.03269 атомов/барн, охлажденным до 77К (от 4 до 2250 эВ).
4. Измерения сечения деления Schark88 на ускорителе RPI на пролетной базе 8.4 м (от 0.02 до 20 эВ).
5. Измерения сечения деления и захвата deSaussure67 на ускорителе ORELA на пролетной базе 25.2 м (от 0.02 до 2250 эВ).
6. Измерения сечения деления и захвата Perez73 на ускорителе ORELA на пролетной базе 39м (от 0.01 до 100 эВ).
7. Измерения сечения деления Gwin84 на ускорителе ORELA на пролетной базе 25.6 м (от 0.01 до 20 эВ).
8. Эксперименты Spencer84 по пропусканию на ускорителе ORELA на 18-метровой пролетной базе с образцом толщиной 0.001486 атомов/барн (от 0.01 до 1.0 эВ).
9. Измерения сечения деления Wagemans88 на ускорителе GELINA на 18-метровой пролетной базе (от 0.001 до 1.0 эВ)
10. Измерения сечений поглощения и деления Gwin96 на ускорителе ORELA (от 0.01 до 4 эВ).
11. Измерения сечения деления Weston84 на ускорителе ORELA на 18.9-метровой пролетной базе (от 14 до 2250 эВ).
12. Измерения величины η Wartena87 на 8-метровой пролетной базе (от 0.0018 до 1.0 эВ).
13. Измерения величины η Weigmann90 на механическом прерывателе (от 0.0015 до 0.15 эВ)
14. Измерения сечения деления Weston92 на ускорителе ORELA на 86.5-метровой пролетной базе (от 100 до 2000 эВ).
15. Измерения сечения деления Moxon92 на ускорителе ORELA (от 0.01 до 50 эВ).

2.1.5.Ссылки на использовавшиеся экспериментальные работы.

Указатель	Ссылка
Harvey88	**J.A. Harvey, N.W. Hill, F.G. Perey et al**., Nuclear Data for Science and Technology, Proc. Int. Conf. May 30-June 3, 1988, Mito, Japan. (Saikon Publishing, 1988) p. 115
Schark88	**R.A. Schrack**, "Measurement of the 235U(n,f) Reaction from Thermal to 1 keV," Nuclear Data for Science and Technology, Proc. Int. Conf. May 30-June 3, Mito, Japan (Saikon Publishing, 1988) p. 101
deSaussure67	**G. de Saussure, R. Gwin, L.W. Weston, and R.W. Ingle**,"Simultaneous Measurements of the Neutron Fission and Capture Cross Section for 235U for Incident Neutron Energy from 0.04 eV to 3 keV," Oak Ridge National Laboratory report ORNL/TM-1804 (1967)
Perez73	**R.B. Perez, G. de Saussure, and E.G. Silver**, Nucl.Sci. Eng. 52, 46 (1973)

Gwin84	**R. Gwin, R.R. Spencer, R.W. Ingle, J.H. Todd, and S.W. Scoles**, Nuc.Sci.Eng. 88, 37 (1984)
Spencer84	**R.R. Spencer, J.A. Harvey, N.W. Hill, and L. Weston**, Nucl.Sci.Eng. 96, 318 (1987)

Wagemans88	**C. Wagemans, P. Schillebeeckx, A.J. Deruyter, and R. Barthelemy**, "Subthermal Fission Cross Section Measurements for 233U and 239Pu," Nuclear Data for Science and Technology, Proc. Int. Conf. May 30-June 3, Mito, Japan (Saikon Publishing, 1988) p. 91
Gwin96	R. Gwin, To be published in Nuclear Science Engineering
Weston84	**L.W. Weston and J.H. Todd**, Nucl.Sci.Eng. 88, 567 (1984)
Wartena87	**J.A. Wartena, H. Weigmann, and C. Burkholz**, report IAEA Tecdoc 491 (1987) p.123
Weigmann90	**H. Weigmann, P. Geltenbort, B. Keck, K. Shrenckenbach, and J.A. Wartena**, The Physics of Reactors, Proc. Int. Conf., Marseille, 1990, Vol.1 (1990) p. 133
Weston92	**L.W. Weston and J.H. Todd**, Nucl.Sci.Eng. 111, 415 (1992)
Moxon92	**M.C. Moxon, J.A. Harvey, and N.W. Hill**, private communication, Oak Ridge National Laboratory (1992)

2.1.3. Обсуждение результатов оценки параметров разрешенных резонансов

Отметим, прежде всего, что в 1985 г. той же группой оценщиков на основе тех же самых экспериментальных данных с помощью той же программы SAMMY была выполнена оценка параметров разрешенных резонансов урана-235 в той же самой энергетической области[12]. Однако, в то время в силу ограниченности компьютерных возможностей рассматриваемую область энергий пришлось разбивать на 5 интервалов. Результаты оценки были приняты в библиотеку ENDF/B-VI. 2, в библиотеку ФОНД-2 и во многие другие библиотеки оцененных данных.

На рис. 1 проводится сравнение мультигрупповых сечений, рассчитанных на основе оценок 1985 и 1997 г.г. На графиках приводятся отклонения сечений рассчитанных по ENDF/B-VI(Rev.5) от сечений, рассчитанных по ENDF/B-VI (Rev.2) в процентах.

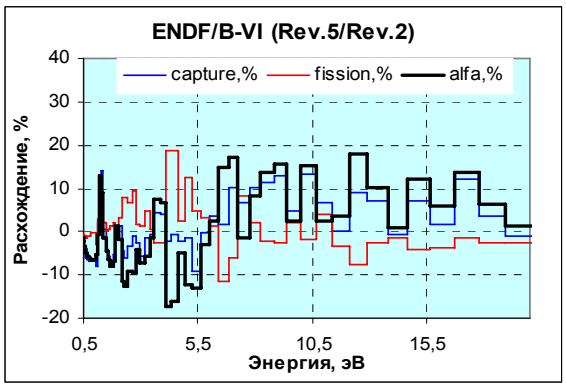


Рис.1а

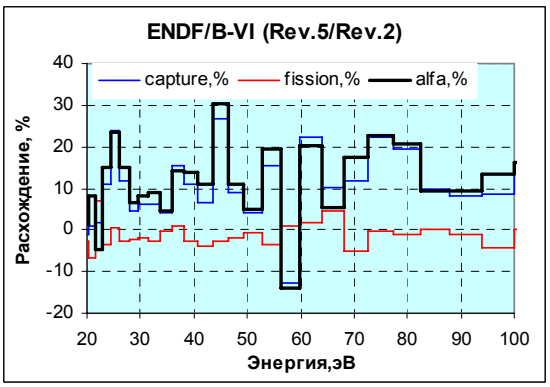


Рис.1б

[12] N.M.Larson, ORNL/TM-9719/R1,(1985)

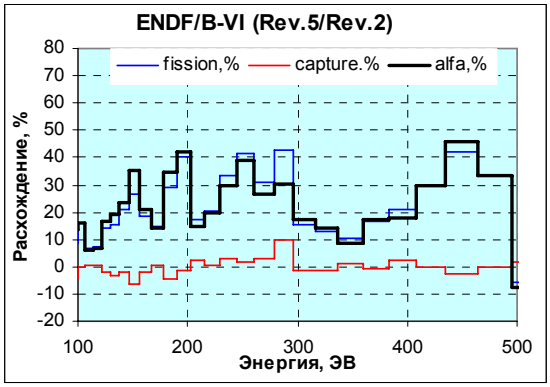


Рис.1в

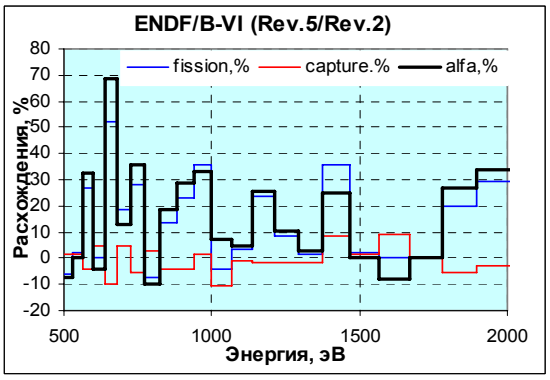


Рис.1 г.

Как видно, эффект переоценки оказался весьма существенным: сечение захвата и его отношение к сечению деления существенно возросли. Надо сказать, что именно это повышение резко снизило расчетно-экспериментальные расхождения в критичности водных растворов высокообогащенного урана, сведя их до несущественного уровня. Причина столь большого изменения оцененных данных авторами оценки не разъяснялась.

В заголовочной секции файла данных из ENDF/B-VI(Rev.2), отмечается, что выше 110 эВ разрешены не все резонансы. В аналогичной секции из ENDF/B-VI(Rev.5) и более поздних версий библиотеки ENDF/B, подобной оговорки не содержится (см. секцию 1.2.2. выше). Поэтому представляет интерес рассмотреть, сколь полон набор резонансов, содержащихся в последней оценке.

На рис. 2 показана энергетическая зависимость плотности уровней с J=3 и J=4. Плотность уровней выражена в числе резонансов, приходящихся на каждые 100 эВ.

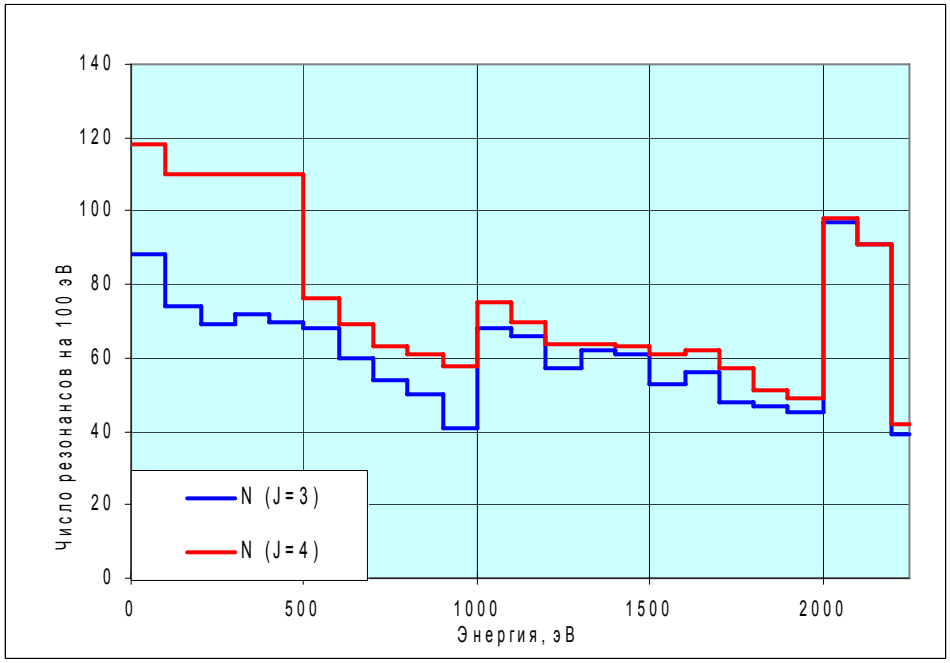


Рис.2 Энергетическая зависимость плотности уровней

Как видно, с увеличением энергии до 1000 эВ «наблюдаемая» плотность уровней монотонно спадает, уменьшаясь вдвое. Затем следует скачек вверх примерно в полтора раза, а за ним снова монотонный спад примерно до прежнего уровня к 2000 эВ. При этой энергии плотность уровней вновь скачком увеличивается почти до первоначальной величины, после чего следует очередной спад, на этот раз весьма

резкий. Из описания оценки, приведенного в разделе 2.1.4., причина наблюдаемой нерегулярности, свидетельствующей о подключению к анализу данных с лучшим энергетическим разрешением начиная с 1000 эВ и с 2000 эВ не ясна, однако сам факт резких изменений разрешения в использовавшихся при анализе дифференциальных данных очевиден.

На рис. 3 приведены распределения приведенных нейтронных ширин резонансов по 10%-м квантилям распределения Портера-Томаса (χ^2 –распределения с одной степенью свободы), которому они должны подчиняться при отсутствии пропуска резонансов и правильного определения спина и четности резонанса (т.е. отношения его к рассматриваемой популяции резонансных уровней). Приведенные нейтронные ширины отнесены к средней нейтронной ширине каждой из рассматриваемых систем уровней. Ожидаемые распределения изображены пунктирными или прерывистыми тонкими линиями. Пунктирные линии соответствуют оценке средней нейтронной ширины по интервалу 0 – 500эВ; более высокие прерывистые – по интервалу 0 – 100 эВ, в котором наблюдаемая плотность резонансов выше (см. рис.1).

На рис.3а приводятся распределения приведенных ширин резонансов, лежащих при энергиях ниже 500эВ. Видно, что для резонансов с J=3 это распределение прекрасно согласуется с Портер –Томасовским. В случае резонансов с J=4 отличия распределения от Портер-Томасовского существенны: наблюдается избыток и резонансов с относительно низкими приведенными ширинами и с относительно большими (имеется в виду – относительно средней нейтронной ширины). Такой характер расхождений свидетельствует о засорении этой популяции резонансов, например, примесью относительно широких p-резонансов, которые удалось разрешить. Во всяком случае, из наблюдаемого распределения приведенных нейтронных ширин в этом интервале не следует, что часть резонансов пропущена (как отмечалось в оценке 1985 г.).

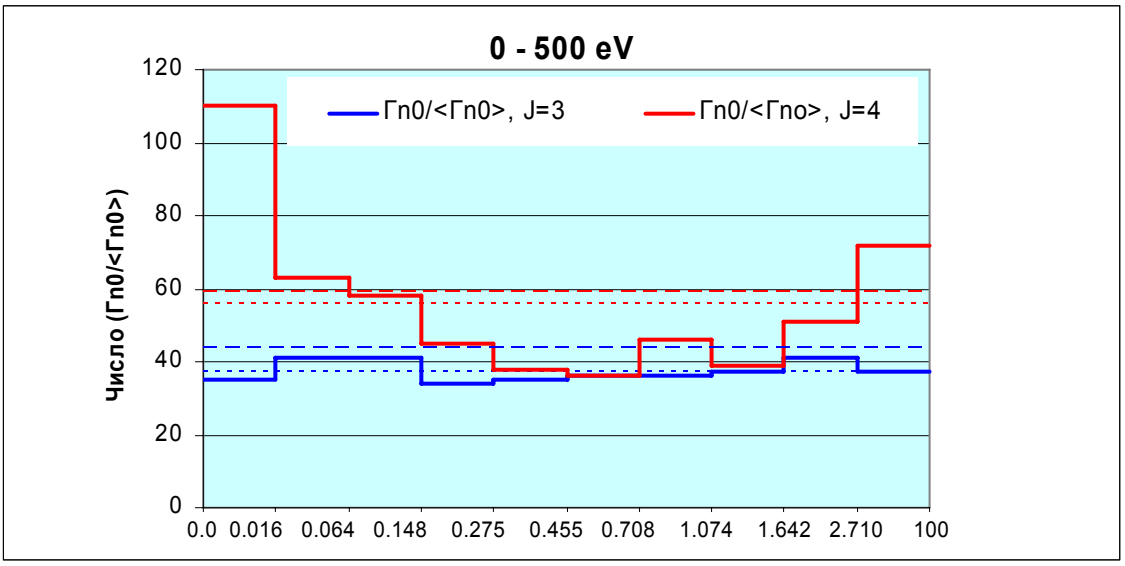


Рис.3а. Распределение приведенных нейтронных ширин.

В интервалах 500 – 1000 эВ и 1000 – 1500 эВ наблюдается совершенно иная картина (см. рис. 3б и 3в). Недостаток резонансов с малыми приведенными нейтронными ширинами нейтронными становится очевидным. Для недостающих резонансов в этих интервалах составляет, примерно, 30%. Наконец, при энергиях выше 1500 эВ недостача резонансов становится просто разительной (см. рис. 3г).

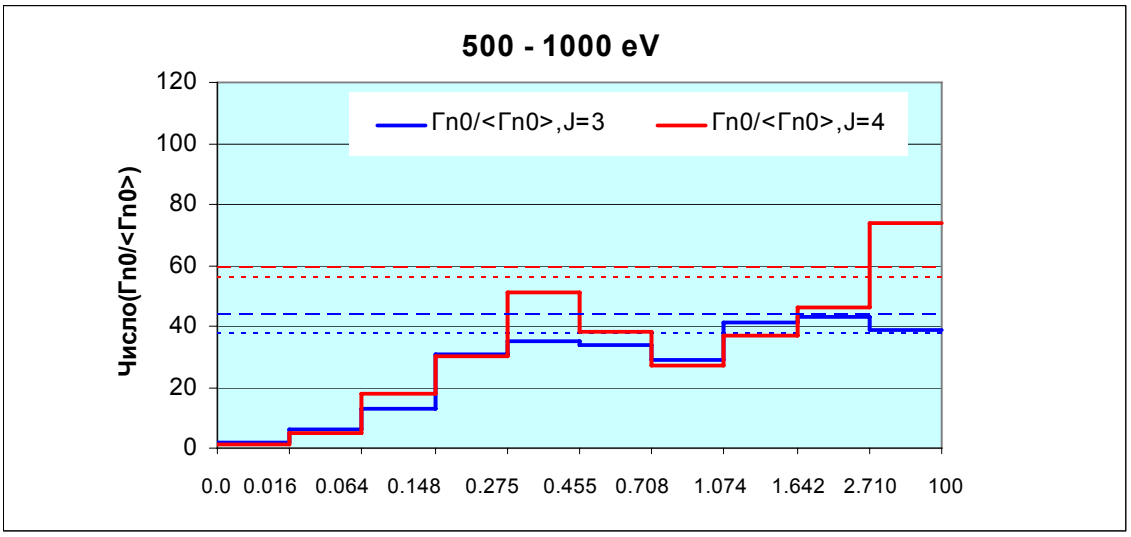


Рис.3б. Распределение приведенных нейтронных ширин.

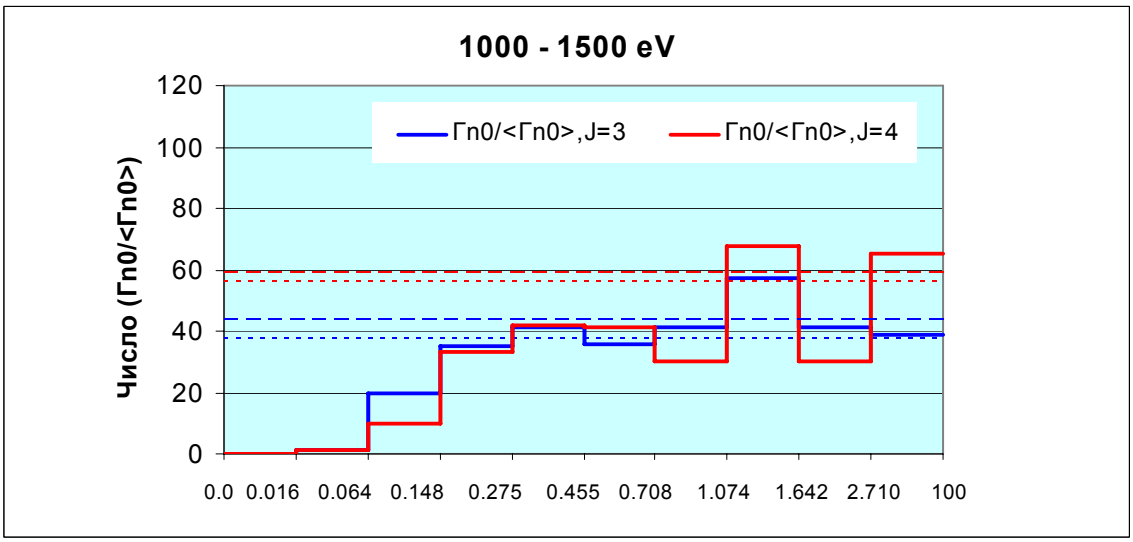


Рис.3в. Распределение приведенных нейтронных ширин.

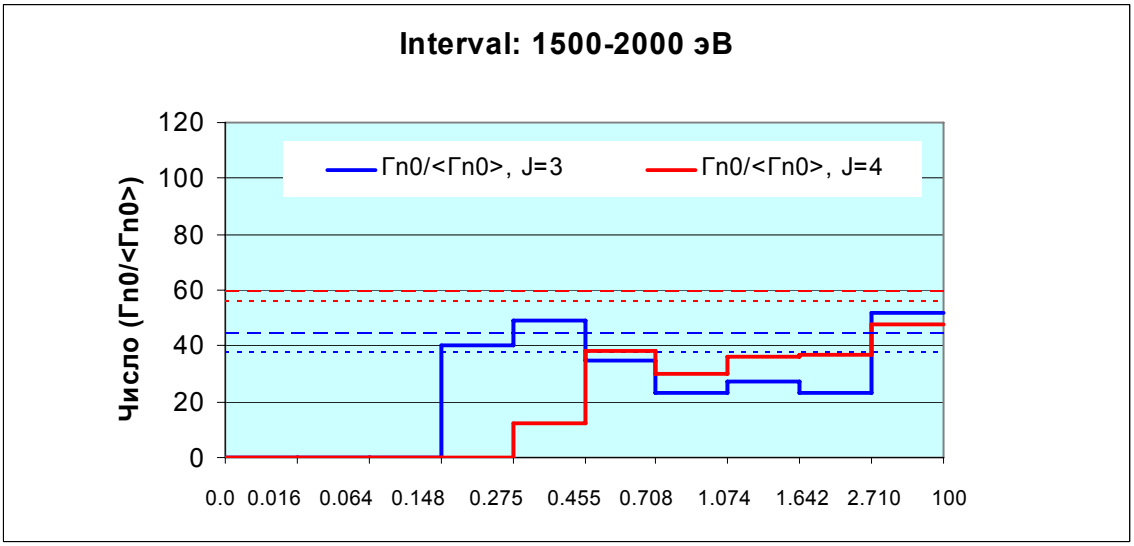


Рис.3г. Распределение приведенных нейтронных ширин.

На рис. 4. приведены распределения радиационных ширин в области энергий ниже 500 эВ (где, судя по распределению приведенных нейтронных ширин, пропуск резонансов несущественен). Средне-квадратичное отклонение радиационных ширин от среднего значения в этой области составляет 0.075 средней ширины. Такая дисперсия соответствует χ^2-распределению с 27-ю степенями свободы. Однако форма χ^2-распределения с 27-ю степенями свободы совершенно отлична от наблюдаемой. В основной своей части распределение радиационных ширин могло бы быть аппроксимировано суперпозицией χ^2-распределений с 80-ю степенями свободы и с 27 степенями свободы. Но даже и в этой весьма искусственной аппроксимации случаи больших отклонений радиационных ширин от среднего значения оказываются неправдоподобно велики: примерно в двух процентах случаев радиационные ширины отличаются от среднего значения больше, чем на 20%, а резонансу при 272.626 эВ приписана радиационная ширина 8.36E-02 эВ, вдвое отличающаяся от среднего значения. Скорее всего, этим резонансом описывается пара неразрешенных резонансов. При более высоких энергиях встречаются случаи, когда резонансам приписываются и ещё большие радиационные ширины.

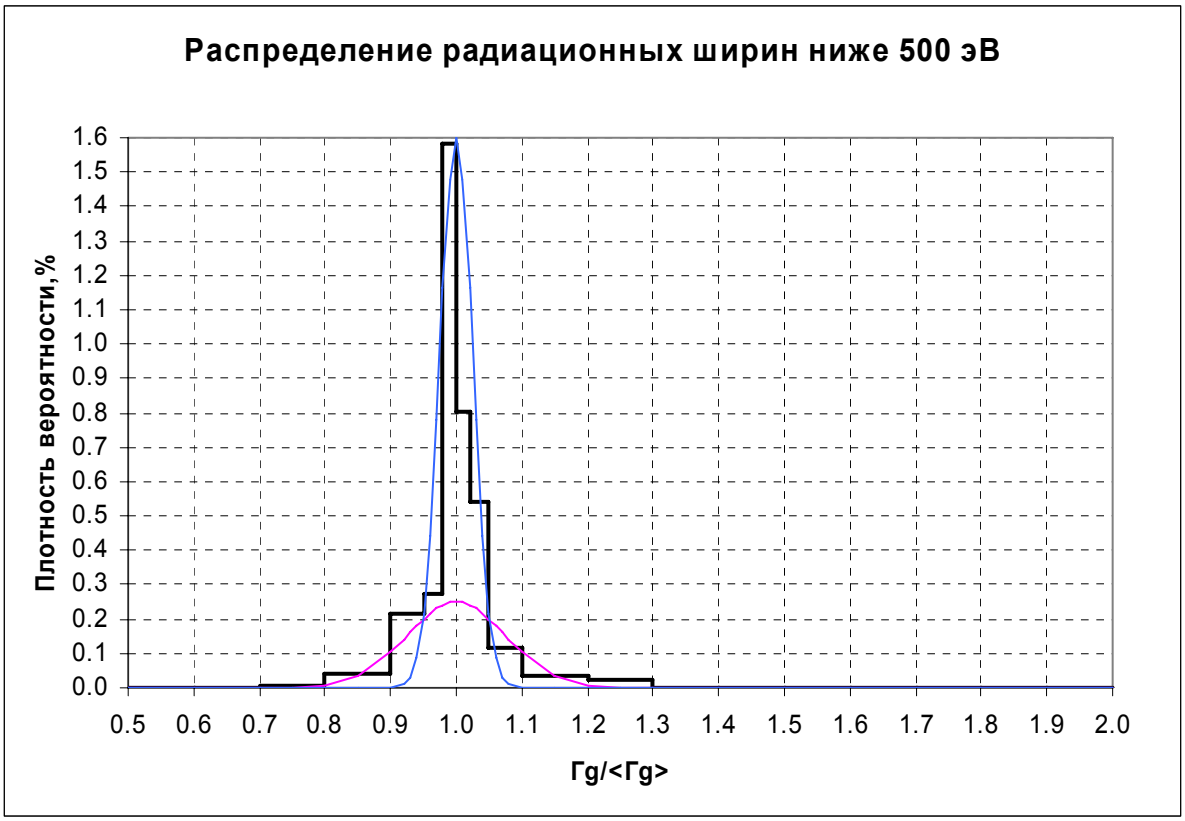


Рис.4. Распределение радиационных ширин резонансов, лежащих ниже 500 эВ в сравнении с χ^2- распределениями с 80-ю (синяя кривая) и с 27-ю (малиновая кривая) степенями свободы.

Из изложенного выше с непреложностью следует, что часть резонансов в “области разрешенных резонансов” пропущена или не разрешена. Отсюда, однако, не следует, что рассчитанные по резонансным параметрам средние сечения занижены. На рис.5 и 6 показаны расхождения (в процентах) измеренных интегралов от сечений деления и захвата от рассчитанных по резонансным параметрам (по данным таблиц 2 и 3).

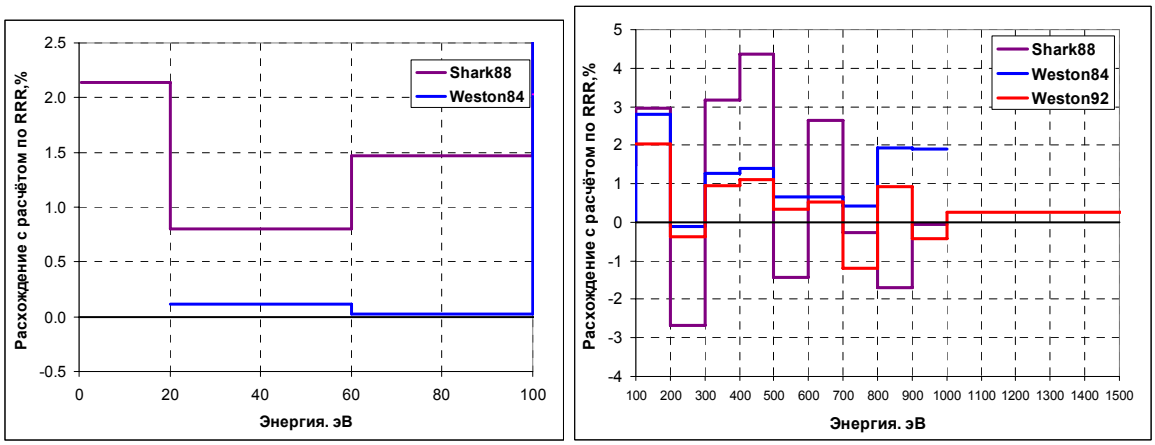


Рис. 5. Расхождения экспериментальных и рассчитанных интегралов от сечения деления урана-235.

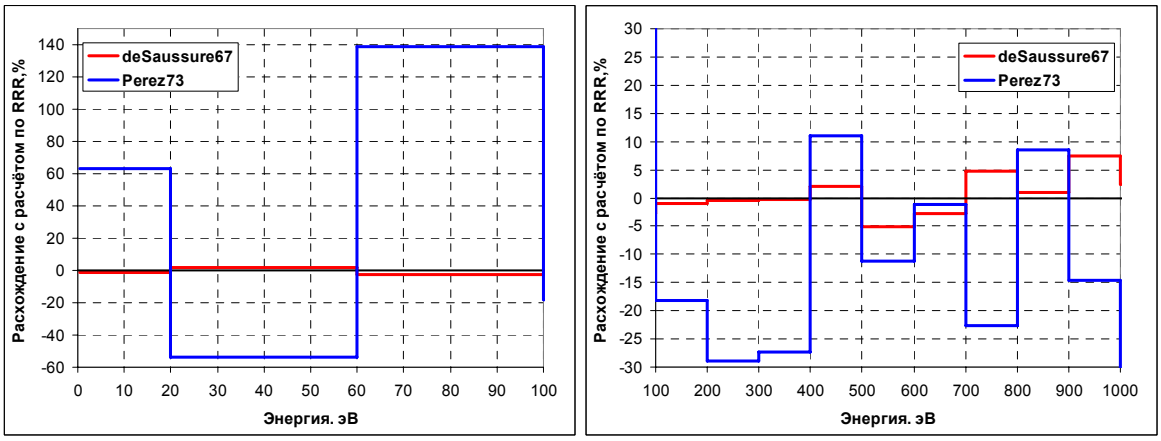


Рис. 6. Расхождения экспериментальных и рассчитанных интегралов от сечения захвата урана-235.

Как видно, из приведенных данных, при оценке данным де Сассюра по сечению захвата приписывался значительно больший вес, чем более поздним данным Переца, а данным Вестона по сечению деления – больший вес, чем данным Шарка. Причины предпочтения авторами оценки не обсуждаются, но поскольку основные экспериментальные работы, учтённые при оценке, выполнены в той же Ок-Риджской лаборатории, в которой выполнялась оценка, и в работе по оценке принимали участие и экспериментаторы, основания для предпочтения, видимо, имелись и были достаточно основательными.

2.2. Область неразрешенных резонансов

2.2.1. Обзор оцененных данных

В оценке ENDF/B-VI “Revision 2” область неразрешенных резонансов простирается от 2.25 кэВ до 25 кэВ. Приводимые средние резонансные параметры рекомендуется использовать только для учета резонансной самоэкранировки сечений; средние сечения приводятся в файле MF=3. Учитываются s-резонансы (со спинами 3 и 4 и отрицательной четностью, как и основное состояние урана-235) и p-резонансы (со спинами 2, 3, 4 и 5 и положительной четностью); плотности резонансов с одинаковыми спинами четностью, а также радиационные ширины этих резонансов считаются не

зависящими от энергии; “конкурирующие ширины” приняты равными нулю, т.е. неупругое рассеяние в этой области резонансными параметрами не учитывается и, таким образом, самоэкранировке не подвержено.

В оценке ENDF/B-VI “Revision 5” (принятой, как отмечалось и в JEFF-3) область неразрешенных резонансов сохранена неизменной.

В оценке, принятой в ENDF/B-VII.b2, средние резонансные параметры заметно изменены, но, как и прежде, они рекомендуются только для учета резонансной самоэкранировки сечений, которая в области неразрешенных резонансов урана-235 весьма слаба.

В оценке, принятой в JENDL-3.3, область неразрешенных резонансов простирается до 30 кэВ. Средние резонансные параметры рекомендуется использовать не только для учета резонансной самоэкранировки, но и для расчета собственно сечений захвата, деления, рассеяния и полного сечения. Для учета конкуренции со стороны неупругого рассеяния начиная с 14 кэВ приводится средняя ширина конкурирующих процессов. В то же время в области неразрешенных резонансов в файле MF=3 приводится нерезонансная «подложка», включающая вклад только неупругого рассеяния.

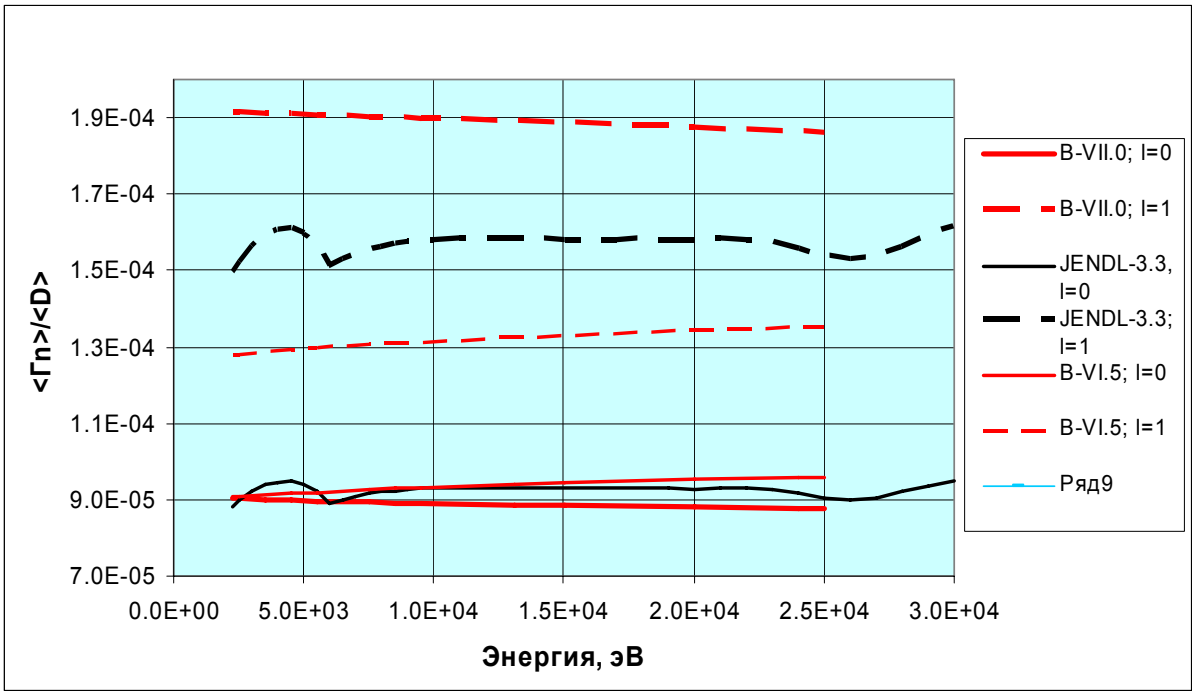
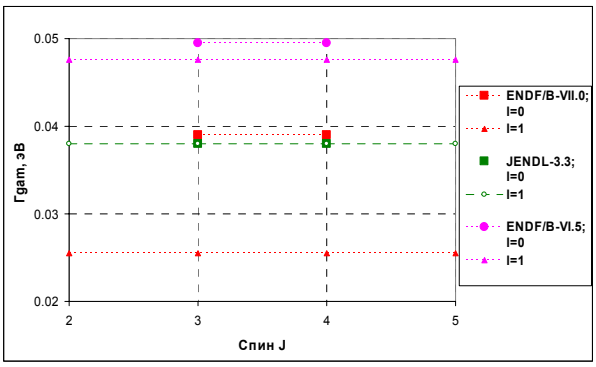


Рис.7. Различные оценки нейтронных силовых функций в области неразрешенных резонансов

На рис. 7 проводится сравнение силовых функций, следующих из принятых в упомянутых оценках средних ширин и средних расстояний между уровнями. Как видно, в новой оценке ENDF/B-VII.b2 силовая функция p-волны существенно увеличена.

Энергетические зависимости радиационных и делительных ширин во всех оценках достаточно слабы. Радиационные ширины не зависят и от спина составного ядра (см. рис.8), а вот спиновая зависимость делительной ширины во всех оценках весьма существенна (см.рис.9). Как видно, повышение силовой функции p-волны при переходе к оценке ENDF/B-VII. компенсировано уменьшением радиационных и делительных ширин p-резонансов.



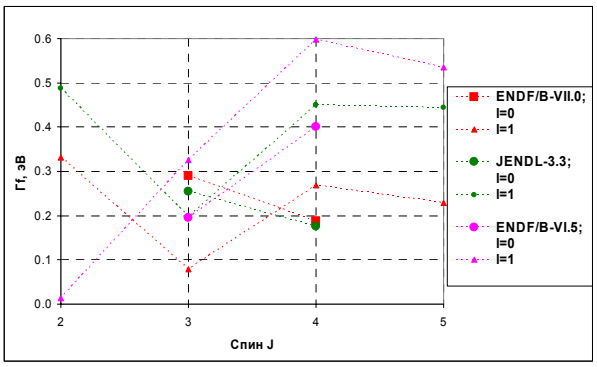


Рис.8. Оцененные радиационные ширины. Рис.9. Оцененные делительные ширины.

Несмотря на то, что оценки средних резонансных параметров в рассмотренных оценках существенно различны, их влияние на факторы резонансной самоэкранировки невелики (см. рис.10).

Коль скоро область разрешенных резонансов в РОСФОНДе решено распространить до 2500 эВ, как и в ENDF/B-VII.b2, **параметры неразрешенных резонансов также решено принять на основе ENDF/B-VII.b2**

3. Сечения нейтронных реакций

3.1.Полное сечение

В оценках ENDF/B-VI(Rev.5), ФОНД-2.2 и JEFF-3.1 принято одно и то же полное сечение. Полное сечение, принятое в ENDF/B-VII.b2, при энергиях ниже 170 кэВ отличается от вышеупомянутого менее, чем на одну десятую процента; далее расхождение взрастает до -0.4% при 3 МэВ, затем сокращается до нуля при 8 МэВ и вновь возрастает до 1.2% при 20 МэВ. Отличия полного сечения, принятого в JENDL-3.3 также невелики. На рис. 13 - 15 оцененные полные сечения в области выше границы неразрешенных резонансов сравниваются с экспериментальными данными, полученными после 1970 г. Как видно, оценки ENDF/B-VI, ENDF/B-VII и JENDL весьма близки друг к другу и погрешности современных экспериментальных данных не позволяют отдать предпочтение какой-либо из них. **В РОСФОНД решено принять оценку ENDF/B-VII.b2, главным образом потому, что остальные сечения оказывается целесообразным принять из этой библиотеки.**

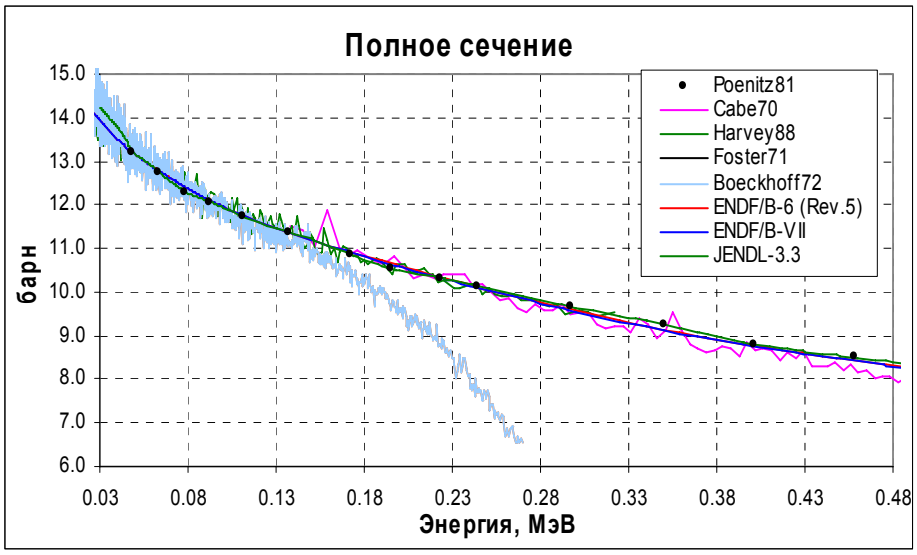


Рис.13.

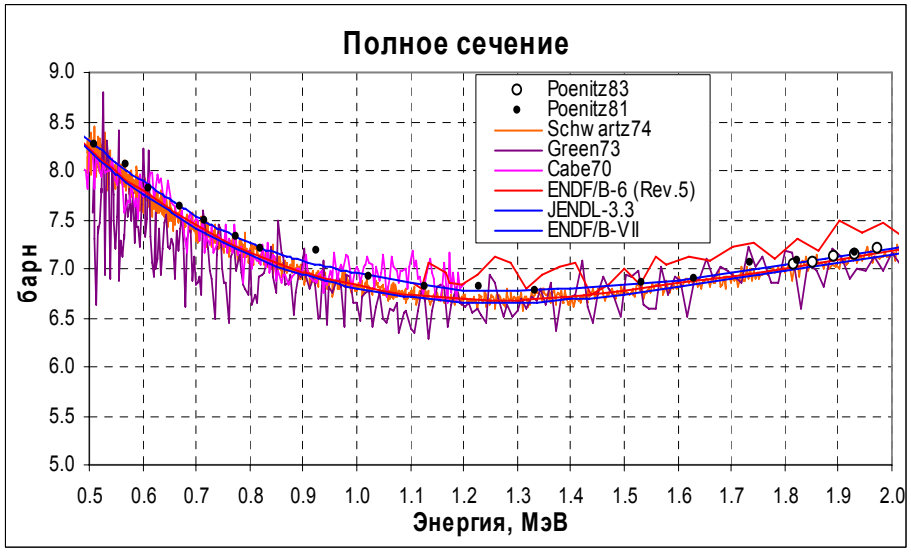


Рис. 14.

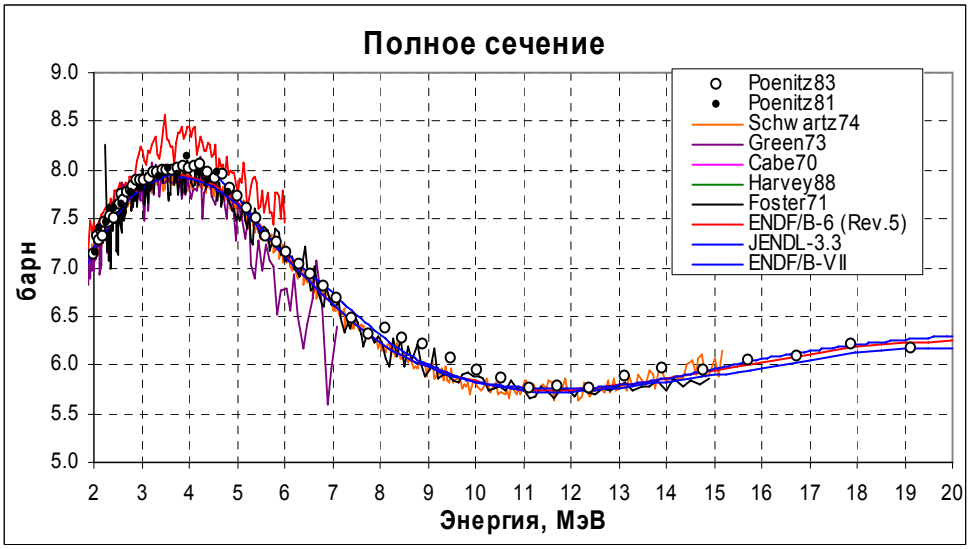


Рис.15.

Перечень цитированных экспериментальных работ

Указатель	1-й автор	Ссылка	№ EXFOR	Диапазон энергии, МэВ		Число точек
				от	до	
Poenitz83	W.P.Poenitz	ANL-NDM-80	12853	1.83	20.3	68
Poenitz81	W.P.Poenitz	NSE,78,333,8103	10935	0.048	4.81	47
Schwartz74	R.B.Schwartz	NSE,54,322,7407	10280	0.496	15.2	1680
Green71	L.Green	Knoxwill-71,1,325,197	10225	0.507	7.11	352
Cabe70	Cabe	CEA-R-4524,7711	20480	0.138	5.99	368
Harvey88	J.A.Harvey	Mito-88,115,8805	13632	0.0021	0.322	282
Boeckenhoff72	K.H.Boeckenhoff	LNE,26,91,7202	20134	0.006	0.27	4093
Foster71	D.G.Foster	PR/c,3,576,7102	10047	2.25	14.9	246

3.2. Сечение деления

В оценках ENDF/B-VI(Rev.5) и ENDF/B-VII.b2 приняты одинаковые значения сечения деления везде, кроме

а) области неразрешенных резонансов (2.25 – 25 кэВ), в которой в ENDF/B-VII.b2 принято ровно на 1% более высокое сечение деления;

б) области энергий от 0.9 до 3.5Мэ, в которой сечение деления также повышено – до 3.4% при 1 МэВ;

в) в области энергий выше 14 МэВ, где повышение сечения деления достигает 5%.

На рисунках сравнения оцененных данных с экспериментальными данные ENDF/B-VII.b2 приводятся только там, где они отличаются от ENDF/B-VI(Rev.5). Экспериментальные погрешности указаны только при низких энергиях. При высоких энергиях из-за большой плотности экспериментальных точек графическое изображение погрешностей не целесообразно; о точности экспериментальной информации в этой области можно судить по разбросу точек вокруг оцененных кривых.

На рис. 16 - 20 оцененные данные в области выше границы неразрешенных резонансов сравниваются с результатами экспериментов, приведенными в базе данных EXFOR. Как видно, в отличие от полного сечения, в оцененном в ENDF/B-VI сечении деления проявилась структура, полученная, как указано в кратком описании оценки, путем одновременного описания данных и по полному сечению, и по сечению деления, и по величине «альфа».

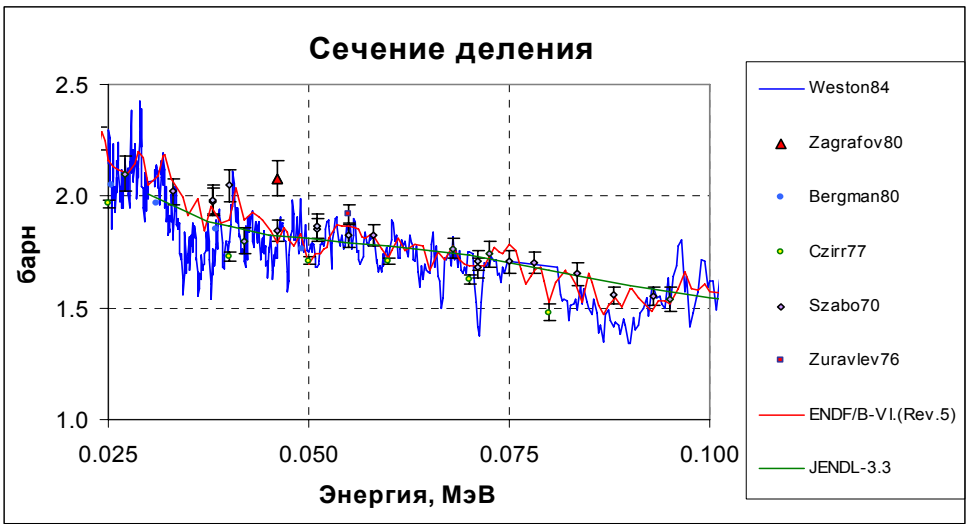


Рис.16.

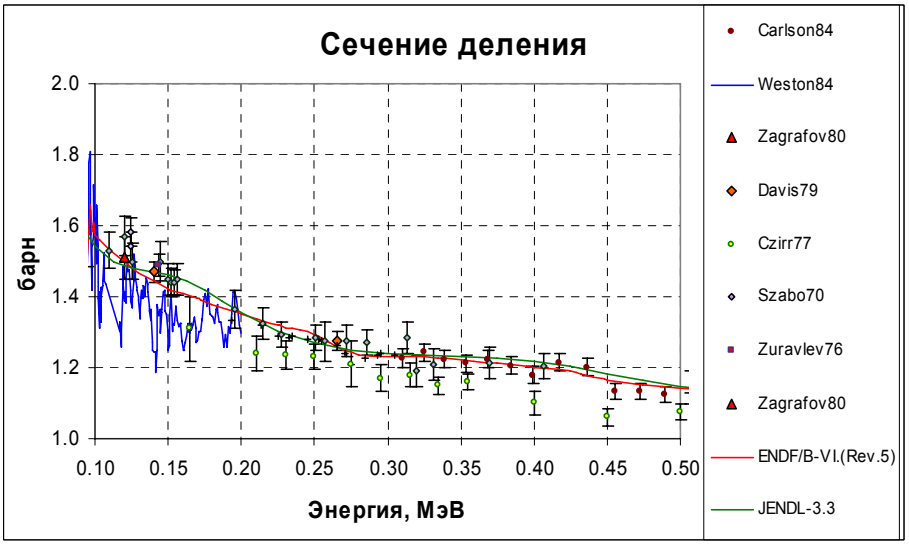


Рис.17.

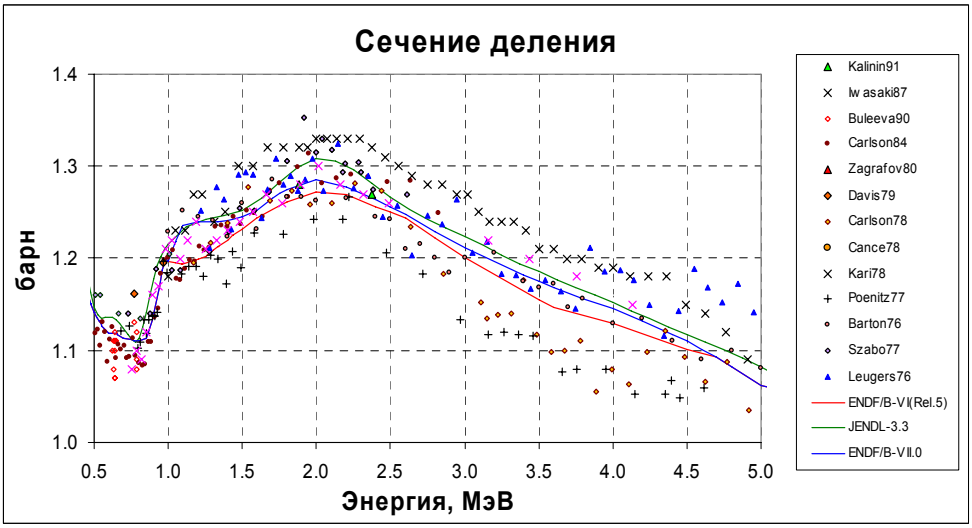


Рис.18.

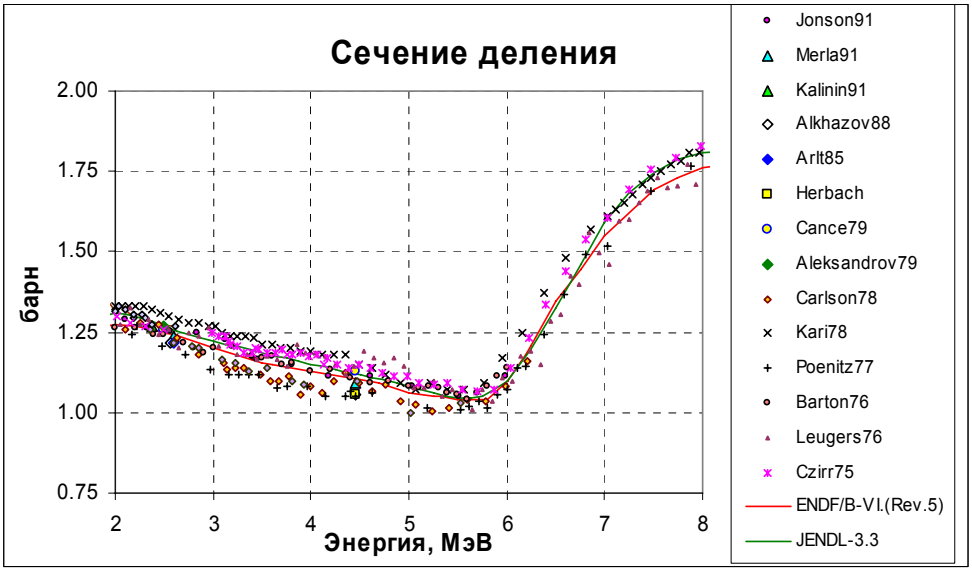


Рис.19.

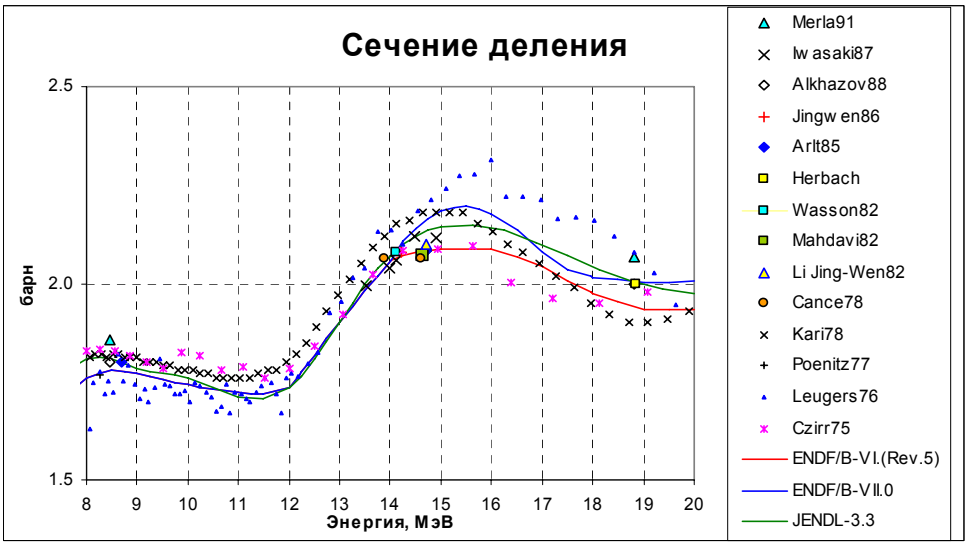


Рис.20.

Как видно, -в библиотеке JENDL-3.3 принято в среднем несколько более высокое сечение деления, чем в ENDF/B-VI(Rev.5). Экспериментальные данные, приведенные на рис. 14-17, не позволяют отдать предпочтение какой-либо из оценок.

В ENDF/B-VII.b2 решено принять более высокое сечение деления, чем в ENDF/B-VI (Rev.5). Одним из поводов к этому послужило стремление точнее воспроизвести критичность голой сферы из высокообогащенного урана (критсборка “Годива”) в расчетах по программе MCNP. Следует отметить, что расчеты по программе MMKKENO в 299-групповом приближении позволяют описать критичность этой и других аналогичных сборок с точностью до экспериментальных погрешностей с использованием оценки ENDF/B-VI(Rev.5) и переход к оценке ENDF/B-VII.b2 ведет к появлению систематического расчетно-экспериментального расхождения. Дело в том, что при выполнении многогрупповых расчетов используется упрощенное описание спектра нейтронов деления, вполне пригодное для случая, когда доля делений под действием нейтронов с энергией выше 5 МэВ мала. В критических сферах из высокообогащенного урана-235 этой долей пренебрегать нельзя и требуется учитывать, что выше порога реакции (n,n’f) спектр деления заметно смягчается. В действующей

системе константного обеспечения многогрупповых расчетов учет этого эффекта не предусмотрен. Таким образом, переход к оценке сечения деления из ENDF/B-VII.b2 должен быть сопряжен с изменением методики описания спектров нейтронов деления в системах подготовки многогрупповых констант.

В библиотеке РОСФОНД решено учесть различие сечений деления в с оценках ENDF/B-VII.b2 и ENDF/B-VI и при энергиях выше 14 МэВ принять первую из них. Это означает, что **при использовании многогрупповых констант, подготовленных на основе этой оценки необходимо использовать еще не созданную усовершенствованную систему подготовки многогрупповых констант, иначе вместо уточнения переход к ныне рекомендуемому сечению при расчетах систем, подобных "Годиве" коэффициент размножения будет завышаться примерно на 0.3%.** Впрочем, отмеченный недостаток проявится только при расчетах предельно жестких размножающих систем, подобных "Годиве". При расчетах даже быстрых энергетических реакторов (не говоря уже о тепловых) доля делений под действием нейтронов с энергией выше 5 МэВ в несколько раз меньше и погрешность расчетного результата становится несущественной.

Как видно из рис. 20, ни одна из оцененных кривых не противоречит совокупности непосредственных измерений сечения деления быстрыми нейтронами.

Перечень цитированных экспериментальных работ

Указатель	1-й автор	Ссылка	№ EXFOR	Диапазон энергии, МэВ		Число точек
				от	до	
Jonson91	R.G.Jonson	Prepr.ANL W.Carlson 91	12924	5.99	10.7	19
Merla91	K/Merla		22304	1.88	18.8	7
Iwasaki88	T.Iwasaki	Mito-88,87,8805	22091	13.5	14.9	5
Buleeva90	N.N.Buleeva		40968	0.624	0.785	13
Alkhazov88	I.D.Alkhazov	Mito-88,145,8805	41013	2.56	18.8	5
Jingwen86	Li Jing-Wen		30721	14.2		1
Arlt80	R.Arlt	ZFK-410,122,8001	30558	2.6	8.7	2
Herbash85	C.M.Herbash	ZFK-592,152,86	30706	4.45	18.85	2
Carlson82	A.D.Carlson	Antwerpen-82,456,86	10987	0.31	2.82	67
Weston88	L.W.Weston	NSE,88,562,8412	12877	0.026	0.2	643
Mandari82	M.Mandari	Antwerpen-82,58,8209	10971	14.6		1
Aleksandrov79	B.M.Aleksandrov	AE,46(6),416,7806	40546	2.5		1
Jingwen82	Li Jing-Wen	Antwerpen-82,55,8209	30634	14.7		1
Davis78	M.C.Davis	ANE,5,569,1978	10314	0.14	1.964	4
Cance81	M.Cance	CEA-N-2194,8105	21620	2.5	4.45	2
Zagrafov80	E.A.Zagrafov	Kiev-80,3,45,8009	40610	0.046	0.12	2
Bergman80	A.A.Bergman		70751	0.0001	0.015	68
Carlson78	A.D.Carlson	Harwell-78,880,7809	12848	1.171	6.203	37
Cance78	M.Cance	NSE,68,197,7811	20779	13.9	14.6	2
Sierjacs78	W.Sierjacs	Kfk-2673,7807	20786	1.0	21.2	124
Poenitz77	W.P.Poenitz	NSE,64,894,7712	10711	0.193	8.275	73
Barton76	D.M.Barton	NSE,60,369,7608	10346	1	6	41
Czirr72	J.B.Czirr	NSE,60,383,7608	10547	0.01	65	24
Szabo70	I.Scabo	Helsinki-70,1,229,7003 Knoxwill-71,2,573.7103 ANL-70,257,7010 ANL-76,208,7606	20567	0.0175	5.53	95
Zhuravlev76	K.D.Zhuravlev		40476	0.002	0.144	4
Osterhage76	W.W.Osterhage		20715	0.3	13	116
Czirr75	J.B.Czirr	NSE,57,18,7505 Wasington-75,2,617,7503	10428	2.99 0.754	20.1 4.129	61 24
Leugers76	B.Leugers	ANL-76,246,7606	20943	1.22	20.1	144

3.3. Сечение радиационного захвата.

Данных о сечении радиационного захвата (или о его отношении к сечению деления, величине “альфа”) значительно меньше, чем о сечении деления, особенно в рассматриваемой здесь области энергии, выше границы неразрешенных резонансов. Оцененные сечения сравниваются с имеющимися экспериментальными данными на рис. 21а и 22а; на рис. 23а приводятся только оцененные данные, т.к. при высоких энергиях экспериментальные данные отсутствуют. На рис. 21б, 22б и 23б приводятся энергетические зависимости величины “альфа”, следующие из рассматриваемых оценок.

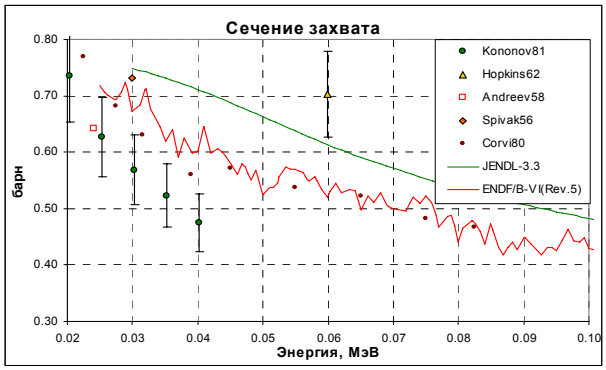


Рис.21а

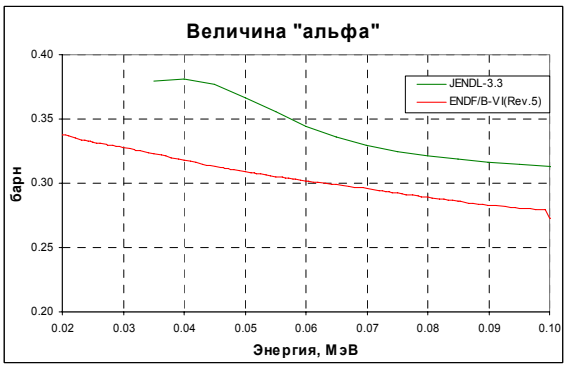


Рис.21б

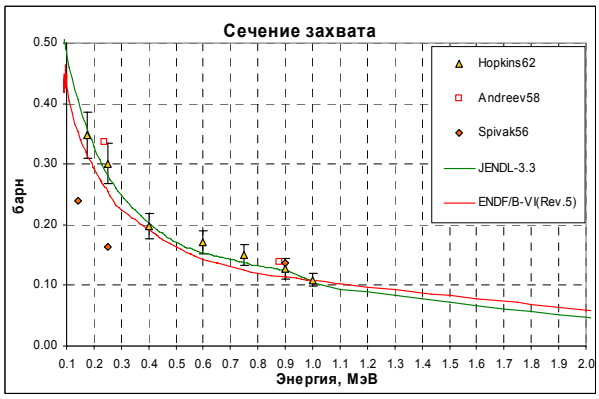


Рис.22а

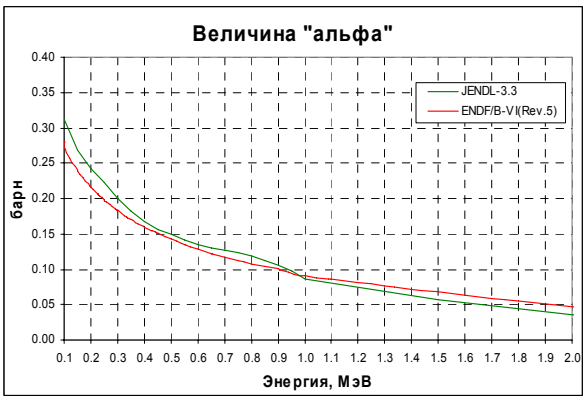


Рис. 22б

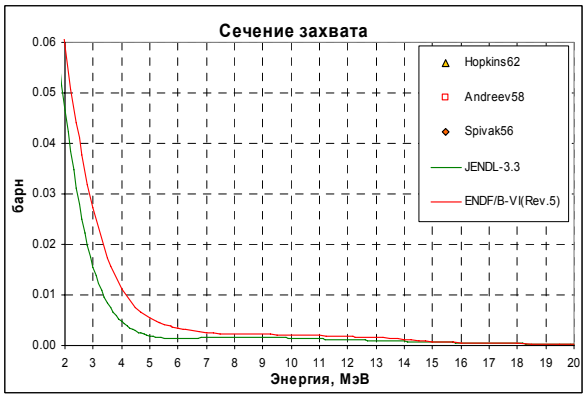


Рис.23а

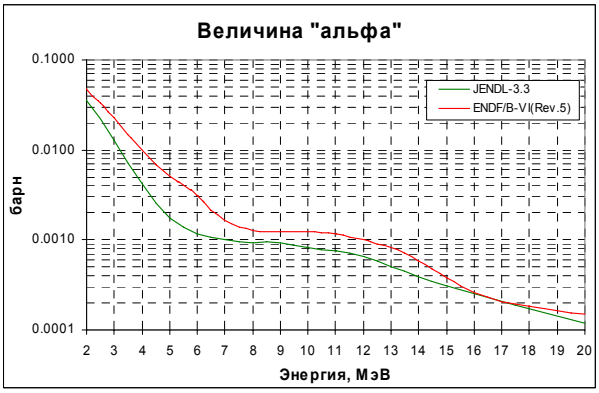


Рис. 23б

Как видно из приведенных данных, различия в величине “альфа” практически целиком определяются различием в сечении захвата. Это и естественно, поскольку оцененные сечения деления в библиотеках ENDF/B-VI (Rev.5) и LENDL-3.3 различаются несравненно меньше, чем сечения захвата. В интервале от границы области

неразрешенных резонансов и до 1 МэВ величина “альфа” в оценке JENDL-3.3 на 10-15% выше, чем в ENDF/B-VI(Rev.5) (и в ENDF/B-VII.b2, где принято то же сечение захвата).

Выбор в РОСФОНД сечения деления из оценки ENDF/B-VII.b2 определил выбор этой оценки и для сечения захвата.

Отметим, что и в области неразрешенных резонансов оценка JENDL-3.3 ведет к более высоким значениям “альфа”, правда, главным образом за счет более низкого, в среднем, сечения деления (см. рис. 8 и 9).

Перечень цитированных экспериментальных работ

Указатель	1-й автор	Ссылка	№ EXFOR	Диапазон энергии, МэВ		Число точек
				от	до	
Perez73	R.B.Perez	NSE,52,46,7309	10249	0.0002	0.01	180
Muradyan77	G.V.Muradyan		40550	.00015	0.025	21
Kononov81	V.N.Kononov	AE,38(2),81,7502	40412	0.01	0.04	7
Hopkins62	J.C.Hopkins	NSE,12,169,1962	12331	0.03	1	9
AndreJev58	V.M.Andreev	AE,4,185,1958	40385	0.024	0.88	3
Spivak56	P.E.Spivak		40350	0.03	0.9	4
Corvi80	F.Corvi	NEANDS(E)-233(3),5,8203	21777	0.002	0.085	22

3.4. Сечение упругого рассеяния

Выбор оценки для сечения упругого рассеяния ниже порога неупругого рассеяния уже определен выбором оценок для полного сечения и сечений деления и захвата. Сечение упругого рассеяния определяется как разность между полным сечением и суммарным сечением неупругих взаимодействий и выше порога неупругого рассеяния. На рис. 24 показаны зависимости сечений основных процессов в области ниже 0.2 МэВ. Видно, что выше границы области неразрешенных резонансов (0.025 МэВ), структура сечений захвата и деления скомпенсирована структурой сечения упругого рассеяния, сохраняя гладкий ход полного сечения.

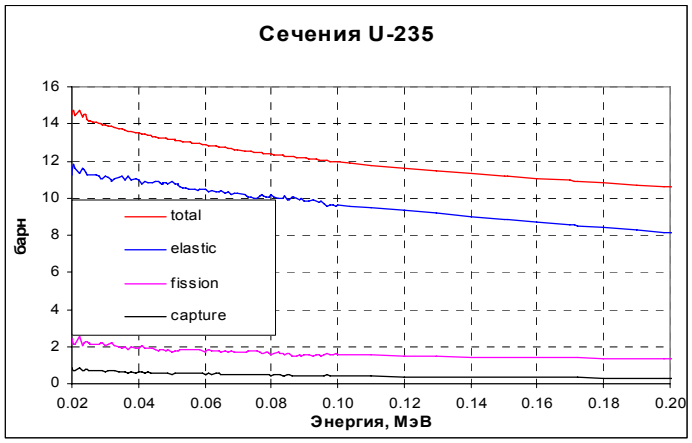


Рис.24

Во всех оценках, в том числе в файле РОСФОНД, сечение упругого рассеяния определяется как разность между полным сечением и суммарным сечением неупругих взаимодействий.

3.5. Сечение неупругого рассеяния.

В оценках ENDF/B-VI(Rev.5) и ENDF/B-VII.b2 принята одна и та же оценка сечения неупругого рассеяния. В JENDL-3.3 сечение неупругого рассеяния принято заметно более низким, особенно в области 1 – 2 МэВ. Эта оценка, пожалуй, лучше согласуется с имеющимися экспериментальными данными (см. рис. 25). Однако, учитывая весьма большие трудности измерения сечения неупругого рассеяния и сопряженную с этим возможность систематических погрешностей, согласие с экспериментальными данными не может служить единственным критерием надежности оценки. Заметим, что потеря энергии при упругом рассеянии нейтронов на уране-235 при 1.5 МэВ достигает 25 кэВ. Вклад неупругого рассеяния на уровнях с энергией возбуждения ниже 50 кэВ при этой энергии превышает 0.3 барна (см. ниже рис.25) Низкие по сравнению с принятыми оценками данные Книттера и Андреева вполне могут объясняться не учетом вклада возбуждения низколежащих уровней. Таким образом, отказываться от оценки ENDF/B-VI нет достаточных оснований.

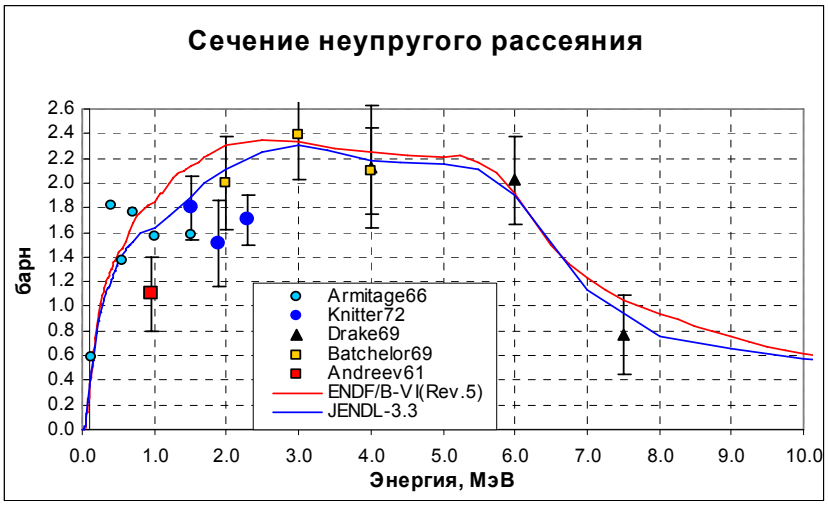


Рис.25

Рассмотрим теперь, возбуждением каких уровней урана-235 обусловлено неупругое рассеяние. В таблице 4 приведены схемы уровней, принятые в оценках ENDF/B-VI и JENDL-3.3. Заметим, что в последней оценке для каждого из первых 19 уровней существует файл MF=12, в котором приводятся энергии всех гамма-квантов, каскадно испускаемых при снятии возбуждения, в том числе и тех, которые испускаются непосредственно с возбужденного уровня. Из данных этих файлов были определены схемы распада каждого уровня, которые приведены в таблице 4. Выяснилось, что эти схемы в точности соответствуют справочным таблицам Nuclear Data Sheets, vol.40, №1,p.35 (1983). Совпадают с этой рекомендацией и энергии уровней. В оценке ENDF/B-VI(Rev/5) энергии первых 19 уровней хоть и не всегда в точности совпадают с рекомендованными, но весьма близки к ним, так что применимость к ним рекомендованных значений спина и четности и схем распада не вызывают сомнений.

Что касается уровней с энергиями возбуждения выше 368 кэВ, то в рассматриваемых оценках имеются отклонения от названных выше рекомендаций. Так, в оценке JENDL-3.3 учитывается возбуждение уровня с энергией 368.799 кэВ, а в оценке ENDF/B-VI(Rev.5) – возбуждение уровней с энергиями 430 кэВ и 438.5 кэВ. Эти уровни отсутствуют в рекомендованной схеме; согласно цитированному источнику они не наблюдались ни при альфа-распаде плутония-239, ни при радиационном захвате

нейтронов в уране-234, ни при кулоновском возбуждении урана-235. Видимо, при оценке сечений неупругого рассеяния использовались иные источники информации. Уровню с энергией 430 кэВ при оценке приписана отрицательная четность, что следует из энергетического поведения сечения его возбуждения. Схем распада дополнительных уровней на найти не удалось. В связи с этим, **было решено исключить из оценки ENDF/B-VII.b2 сечения возбуждения уровней с энергиями 430 кэВ и 438.5кэВ, сложив их с сечением возбуждения уровня с энергией 445.7 кэВ и приписав суммарное сечение этому уровню.** Эта процедура сохраняет полное сечение неупругого рассеяния (см. Рис. 26) при энергиях выше 447.61 эВ. В узком интервале от 431.845 кэВ до 447.61кэВ опущенное суммарное сечение уровней с энергиями 430 кэВ и 438.5 кэВ не превышает $1.5*10^{-5}$ барна. Тем самым всем трем уровням в дальнейшем будет приписана одна и та же, но вполне определенная схема распада.

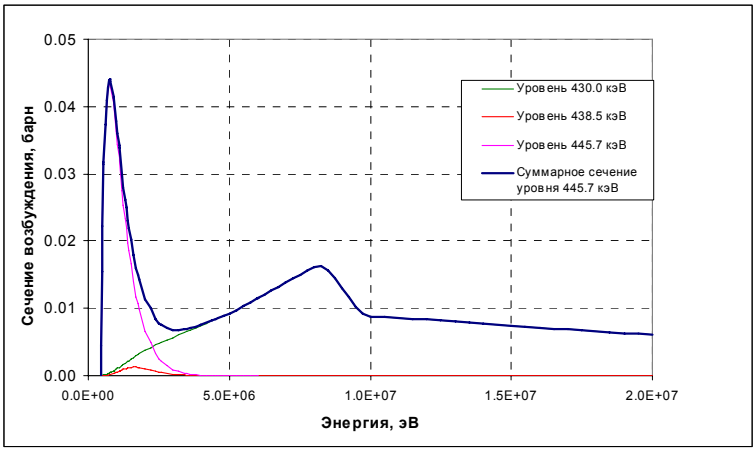


Рис.26. Объединение уровней с энергиями 430кэВ, 438.5 кэВ и 445.7 кэВ в один уровень, которому приписывается схема распада, соответствующая последнему из этих уровней.

На рис.27 – 29 приведены сечения возбуждения отдельных уровней и сечение возбуждения континуума уровней, лежащих при энергиях выше 0.5 МэВ.

Энергии, спины и четности и схемы распада уровней указаны в табл. 4. Для первых 19 уровней схемы и вероятности распада приняты такими же, как и в JENDL-3.3. Для уровней №20 - 24 приняты схемы распада, рекомендованные в Nuclear Data Sheets. Для уровней №25 -30 приняты схемы переходов, соответсвующие таковым для близких по энергии уровней, наличествующих в упомянутом источнике:

- уровню № 25 (550 кэВ) приписана схема распада уровня 533.22 кэВ (9/2+);
- уровню №26 (650 кэВ) приписана схема распада уровня 658.9 кэВ (1/2-);
- уровню №27 (770 кэВ) приписана схема распада уровня 769 кэВ (1/2+);
- уровню №28 (900 кэВ) приписана схема распада уровня 905.3 кэВ;
- уровню №29 (1040 кэВ) приписана схема распада уровня 1038.4 кэВ;

Для уровней с энергиями 1085 кэВ, 1330 кэВ и 1430 кэВ схемы уровней не приписываются. Переходы с этих уровней при оценке спектра фотонов учитываются совместно с переходами при возбуждении континуума уровней (см. раздел 5.1)

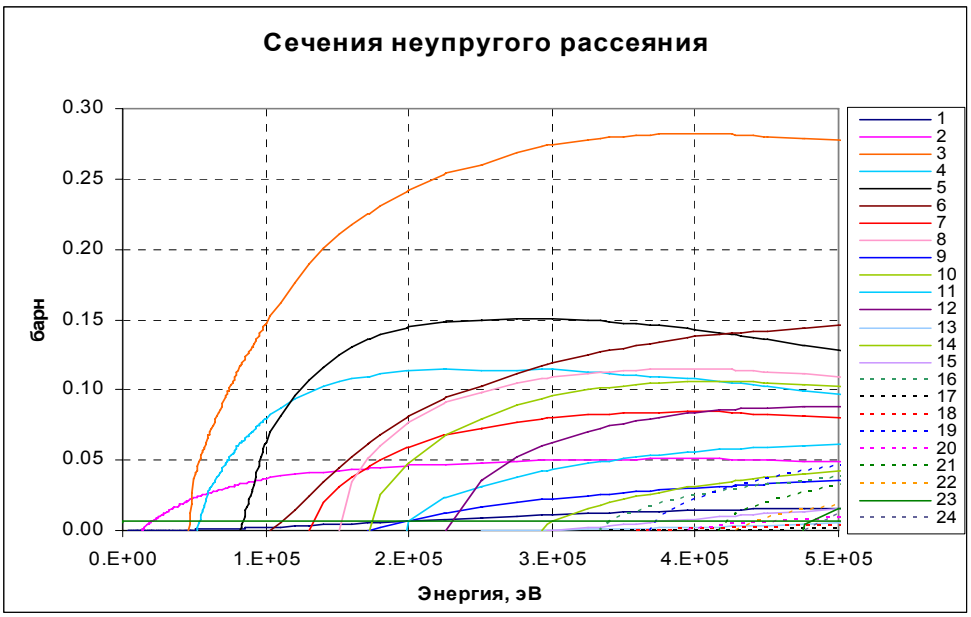


Рис.27 Сечения возбуждения отдельных уровней урана-235 при неупругом рассеянии (энергии уровней указаны в табл.4)

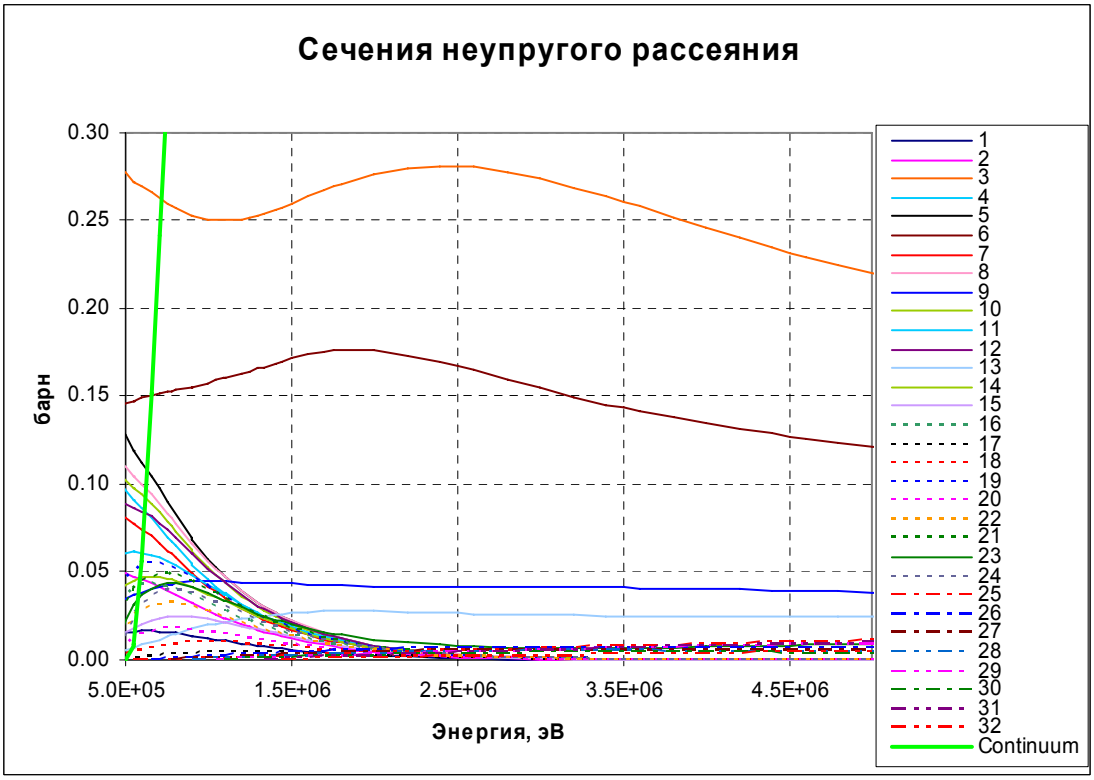


Рис.28 Сечения возбуждения отдельных уровней урана-235 при неупругом рассеянии (энергии уровней указаны в табл.4)

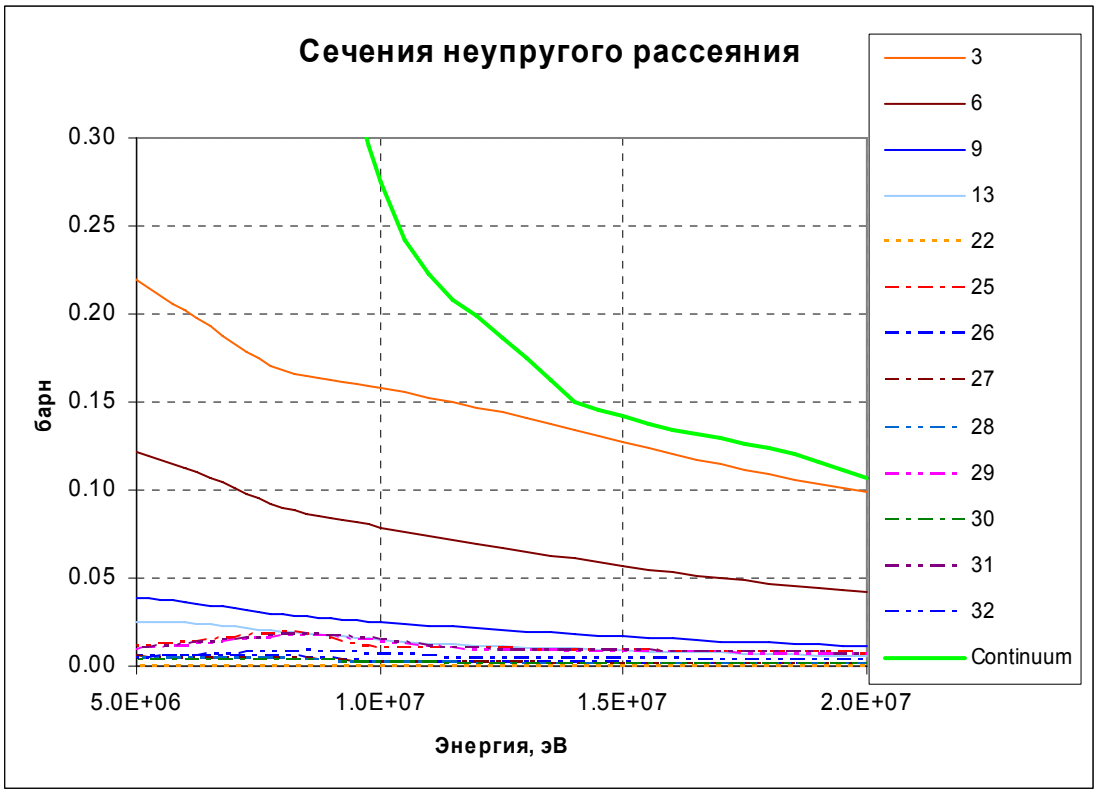


Рис.29. Сечения возбуждения отдельных уровней урана-235 при неупругом рассеянии (энергии уровней указаны в табл.4)

Таблица 4а. Схема уровней урана-235

(В принятой схеме уровней вероятности переходов для первых 19 уровней таковы же, как в JENDL/3.3)

ENDF/B/VI (Rev.5=ENDF/B-VII.b2					JENDL-3.3			
№	Jπ	Энергия уровня, эВ	Переходы	Eγ, эВ	Энергия уровня, эВ	Переходы	Eγ, эВ	Вероят-ность, %
1	1/2+	76.8	1 → 0	76.8	77.0	1 → 0	77	100
2	3/2+	13040.0	2 → 1	12963.2	13040.0	2 → 1	12963	100
3	9/2-	46200.0	3 → 0	46200	46203.9	3 → 0	46203.9	100
4	5/2+	51300.0	4 → 1	51223.2	51700.9	4 → 1	51623.9	72.46
			4 → 2	38260		4 → 2	38660.9	27.54
5	7/2-	81700	5 → 2	68660	81738.9	5 → 2	68698.9	68.03
			5 → 4	30400		5 → 4	30038	31.97
6	11/2-	103000	6 → 0	103000	103032	6 → 0	103032	17.01
			6 → 3	56800		6 → 3	56828.1	82.99
7	5/2+	129300	7 → 0	129300	129297	7 → 0	129297	85.98
			7 → 2	116260		7 → 2	116257	7.91
			7 → 4	78000		7 → 4	77596.1	5.33
			7 → 5	47600		7 → 5	47558.1	0.78
8	9/2+	150500	8 → 4	99200	150453	8 → 4	98752.1	96.15
			8 → 5	68800		8 → 5	68714.1	3.85
9	13/2-	170700	9 → 3	124500	170705	9 → 3	124501.1	27.01
			9 → 6	67700		9 → 6	67673	72.99
10	7/2+	171400	10 →0	171400	171388	10 →0	171388	27.73
			10 → 2	158360		10 → 2	158348	0.25
			10 → 3	125200		10 → 3	125184.1	17.80
			10 → 4	120100		10 → 4	119687.1	5.38
			10 → 5	89700		10 → 5	89649.1	7.45
			10 → 7	42100		10 → 7	42091	41.39

11	11/2+	197100	11 → 5	115400	197098	11 → 5	115359.1	44.44
			11 → 8	46600		11 → 8	46645	55.56
12	9/2+	225400	12 → 0	225400	225417	12 → 0	225417	4.63
			12 → 3	179200		12 → 3	179213.1	20.69
			12 → 4	174100		12 → 4	173716.1	0.91
			12 → 5	143700		12 → 5	143678.1	5.30
			12 → 6	122400		12 → 6	122385	0.91
			12 → 7	96100		12 → 7	96120	6.70
			12 → 10	54000		12 → 10	54029	60.86
13	15/2-	249100	13 → 6	146100	249130	13 → 6	146098	46.81
			13 → 9	78400		13 → 9	78425	53.19
14	11/2+	291400	14 → 3	245200	291140	14 → 3	244936.1	7.07
			14 → 8	140900		14 → 8	140687	15.28
			14 → 10	120000		14 → 10	119752	14.00
			14 → 12	66000		14 → 12	65723	63.65
15	13/2+	294700	15 → 8	144200	294654	15 → 8	144201	78.12
			15 → 11	97600		15 → 11	97556	21.88
16	5/2+	332800	16 → 0	332800	332842	16 → 0	332842	35.21
			16 → 2	319760		16 → 2	319802	0.35
			16 → 4	281500		16 → 4	281141.1	15.28
			16 → 7	203500		16 → 7	203545	40.60
			16 → 10	161400		16 → 10	161454	8.56
17	17/2-	338500	17 → 9	167800	338520	17 → 9	167815	59.17
			17 → 13	89400		17 → 13	89390	40.83
18	15/2+	357300	18 → 11	160200	357300	18 → 11	160202	100
19	7/2+	367100	19 → 0	367100	367071	19 → 0	367071	29.80
			19 → 2	354060		19 → 2	354031	0.21
			19 → 3	320900		19 → 3	320867.1	18.03
			19 → 5	285400		19 → 5	285332.1	0.61
			19 → 7	237800		19 → 7	237774	4.90
			19 → 10	195700		19 → 10	195683	35.79
			19 → 12	141700		19 → 12	141654	10.66

Таблица 4б. Схема уровней урана-235

ENDF/B/VI (Rev.5)=ENDF/B-VII.b2						JENDL-3.3
№	Jπ	Энергия уровня, эВ	Переходы	Eγ, эВ	Вероят-ность, %	Энергия уровня, эВ
						368799
20	3/2+	393200	20→ 1	393123.2	46.90	393212
			20 → 2	380160	41.00	
			20 → 4	341900	8.54	
			20 → 7	263900	3.56	
21	9/2+	414800	21→ 3	368600	36.42	414762
			21 → 6	311800	10.67	
			21 → 10	243400	10.45	
			21 → 12	189400	34.34	
			21 → 14	123400	8.12	
22	5/2+	426700	22→ 0	426700	0.63	426746
			22 → 2	413660	39.35	
			22 → 5	375400	41.86	
			22 → 6	345000	14.65	
			22 → 7	297400	1.34	
			22 → 14	135300	2.18	
		430000				
		438500				
23	7/2+	445700	23→ 0	445700	30.32	445739

			23→ 3	399500	20.81	
			23→ 7	316400	45.25	
			23→ 10	274300	3.62	
24	7/2+	474300	24→ 0	474300	0.01	474300
			24→ 2	461260	0.52	
			24→3	428100	0.24	
			24→ 4	423000	27.39	
			24→5	392600	47.23	
			24→ 7	345000	9.45	
			24→8	323800	12.37	
			24→10	302900	1.13	
			24→12	248900	1.65	
		500000 – порог континуума				
						509919
						533220
25		550000	25→ 3	503800	0.04	
			25→ 4	498700	0.99	
			25→ 5	468300	31.50	
			25→ 8	447000	43.81	
			25→ 10	399500	2.03	
			25→11	352900	19.52	
			25→12	324600	0.90	
			25→14	258600	1.21	
						608129
						633089
26		650000	26→ 1	649923	37.6	**650000-порог контин.**
			26→ 2	636960	56.2	
			26→ 20	256800	6.2	

Таблица 4б. Продолжение

ENDF/B/VI (Rev.5)=ENDF/B-VII.b2					
№	Jπ	Энергия уровня, эВ	Переходы	Eγ, эВ	Вероят-ность, %
27		770000	27→ 1	769923	32.1
			27→ 2	756960	16.1
			27→ 7	640700	51.8
28		900000	28→ 1	899923	22.0
			28→ 2	728600	31.3
			28→ 7	674600	46.7
29		1040000	29→ 2	1026960	25.0
			29→ 22	613300	41.7
			29→ 24	565700	33.3
30		1085000			
31		1330000			
32		1430000			

Перечень цитированных экспериментальных работ

Указатель	1-й автор	Ссылка	№ EXFOR	Диапазон энергии, МэВ		Число точек
				от	до	
Armitage66	B.H.Armitage	Paris-66,1,383,6601	21068	0.13	1.5	6
Knitter72	H.H.Kniter	ZP,257,108,7212	20394	1.5	2.3	3

Drake69	D.M.Drake	NP/A,133,108,6908	10016	4	7.5	3
Batchelor69	R.Batchelor	AWRE-O-55/69,6908	20036	2	4	3
Andreev61	V.M.Andreev	Neutron Fiz,287,6107	41217	0.9	1	1

3.6. Сечения реакций (n,xn)

На рис. 30 оцененные данные о сечении реакции (n,2n) сравниваются с имеющимися экспериментальными данными. Как видно, оценки, основанные на модельных расчетах, игнорируют экспериментальную величину, полученную Мазером при 14.1 МэВ. В ENDF/B-VII.b2 сечение этой реакции принято таким же, как в JENDL-3.3. Оно, как и сечение деления в области высоких энергий, превышает величины, принимавшиеся в ENDF/B-VI. **Коль скоро в РОСФОНД решено принять повышенное сечение деления из ENDF/B-VII.b2, естественно и сечения конкурирующих с делением реакций в области выше порога реакции (n,2n) также принять такими же, какие приняты в ENDF/B-VII.b2.** В случае реакции (n,2n) различия несущественны и оценка, принимавшаяся в ENDF/B-VI, прекрасно подтверждается экспериментом Фрео.

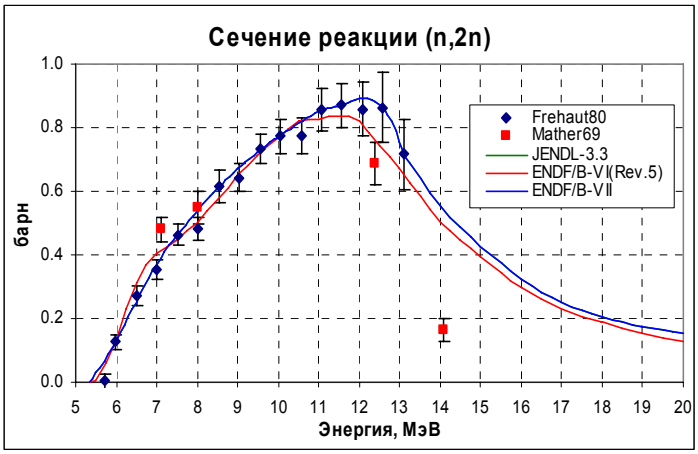


Рис.30

На рис. 31 оценки, принятые в современных библиотеках, сравниваются с экспериментальными данными по реакции (n,3n), а на рис. 32 – по реакции (n,4n). Как видно, оценка, принятая в JENDL-3.3 целиком опирается на результаты измерений Веезера, оценка ENDF/B-VI лежит существенно выше, а оценка, принятая в ENDF/B-VII.b2 занимает промежуточное положение.

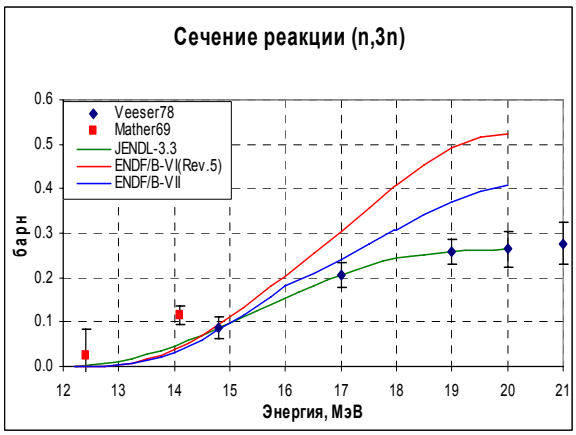


Рис.31

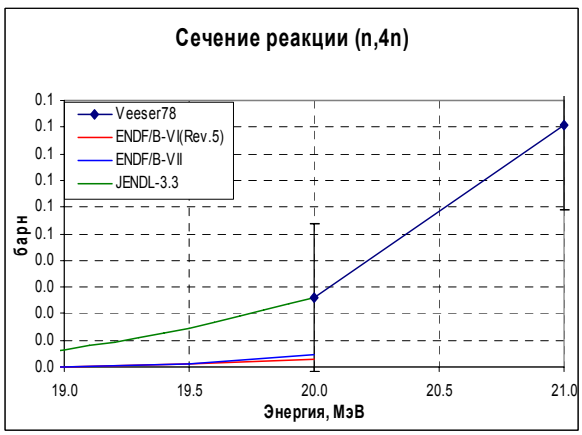


Рис.32

Что касается реакции (n,4n), то здесь расхождения оценок весьма велики. В JENDL-3.3 принята оценка, опирающаяся на эксперимент Веезера, тогда, как в ENDF/B приняты оценки, основанные, прежде всего, на модельных расчетах.

По соображениям, изложенным выше, в РОСФОНД принимаются те же оценки, что и в ENDF/B-VII.b2.

Перечень цитированных экспериментальных работ

Указатель	1-й автор	Ссылка	№ EXFOR	Диапазон энергии, МэВ		Число точек
				от	до	
Frehaut80	J.Frehaut	NSE,74,29,8004	21568	5.73	13.1	16
Mather	D.S.Mather	AWRE-O-72/72,7211	20795	7.10	14.1	4
Veeser78	L.R.Veeser	Harwell-78,1054,7809	10795	14.8	21	5

3.7. Сечения реакций с вылетом заряженных частиц.

Из-за высокого кулоновского барьера сечения реакций с вылетом заряженных частиц на уране-235 малы и в современных библиотеках оцененных данных широкого назначения не приводятся. Однако, для того, чтобы пользователи имели представление о том, какой смысл имеют слова “сечения малы”, мы **решили ввести в РОСФОНД данные о сечениях важнейших реакций с вылетом заряженных частиц, почерпнув соответствующие данные из дозиметрической библиотеки EAF-99**. Принятые в ней оцененные данные для этих сечений получены на основе полуэмпирической систематики. Энергетический сечений реакций (n,p) и (n,α) показан на рис. 33. Экспериментальных данных, разумеется, нет.

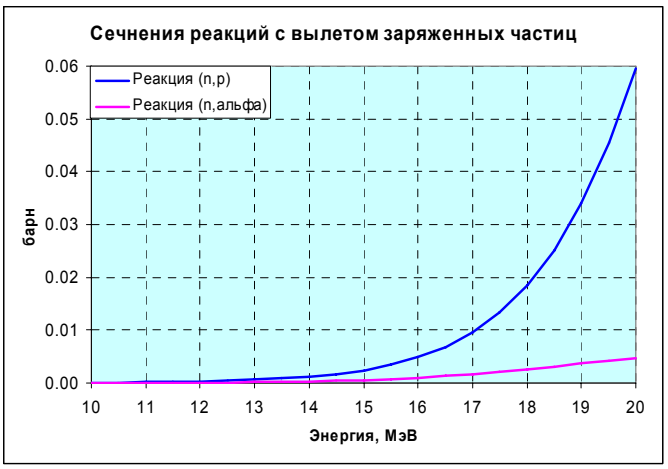


Рис.33

4. Энерго-угловые распределения вторичных нейтронов

4.1. Анизотропия упругого рассеяния

Оценка угловых распределений упругого рассеяния основывается на расчетах по оптической модели, параметры которой подобраны так, чтобы описать полные сечения и угловые распределения упругого рассеяния не только на уране-235, но и на всех соседних ядрах. Непосредственных измерений угловых распределений упруго рассеянных нейтронов немного и во всех случаях измерялись не только упруго

рассеянные нейтроны , но и нейтроны, неупруго рассеянные на нескольких низколежащих уровнях.

На рис. 34 оцененные угловые моменты дифференциального сечения упругого рассеяния, т.е. коэффициенты ω_n разложения

$$\sigma_e(E,\mu) = \frac{\sigma(E)}{4\pi}\left[1 + \sum_{n=1}(2n+1)A_n(E)P_n(\mu)\right],$$

сравниваются с экспериментальными данными Смита (Smith64). Следует отметить, что в обсуждаемых измерениях до 500 эВ регистрировались, кроме упруго рассеянных нейтронов, нейтроны, неупруго рассеянные на первых двух уровнях, Дале – до 1 МэВ – нейтроны, неупруго рассеянные на первых четырех уровнях, а при более высоких энергиях – нейтроны, неупруго рассеянные на первых восьми уровнях. Вклад неупруго рассеянных нейтронов был пренебрежимо мал только ниже 500 кэВ (менее1%). К 1 МэВ этот вклад возрастал до 8.5%, а к 1.5 МэВ – до 14%. Не удивительно, что выше 1 МэВ расхождения между оцененными и измеренными данными заметно возрастают.

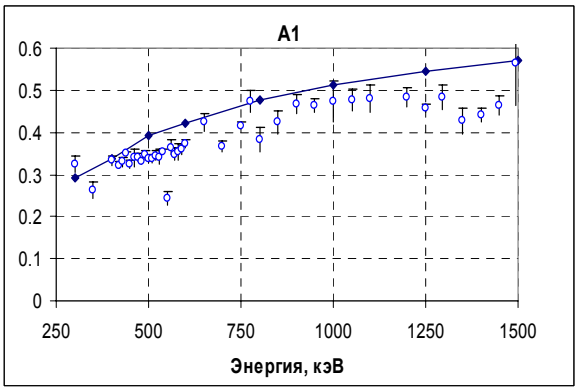


Рис.34 а

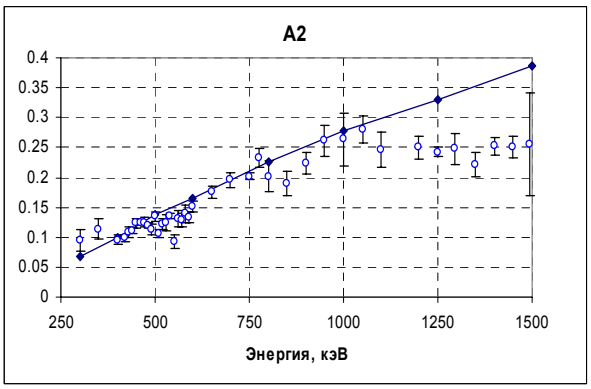


Рис. 34б

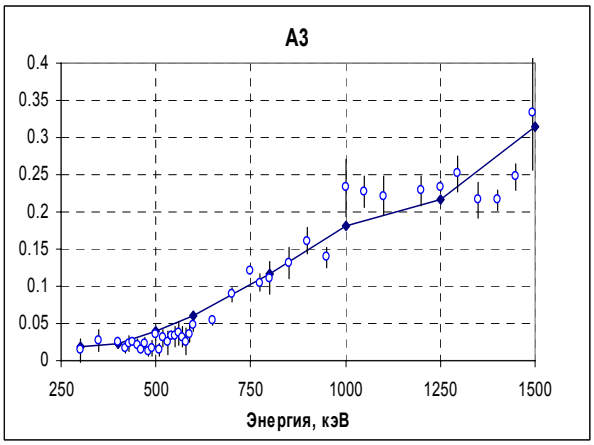


Рис.34в

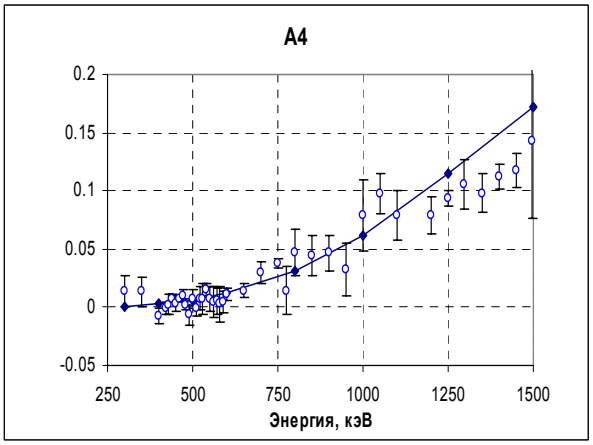


Рис. 34г.

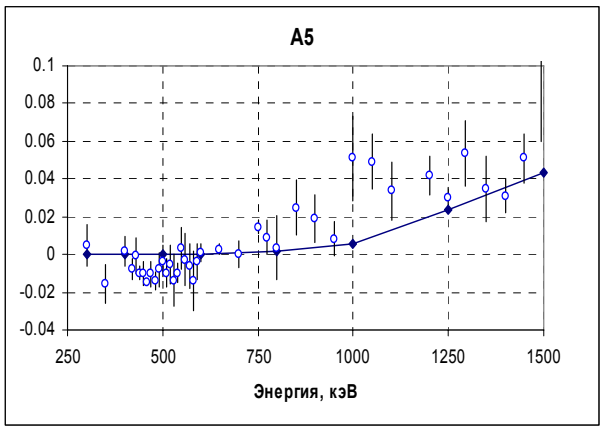
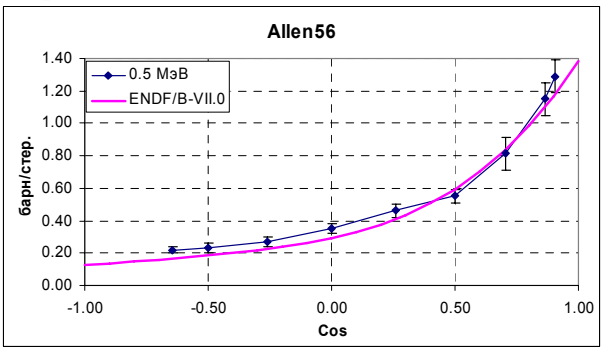


Рис. 34 д. Сравнение оцененных угловых моментов упругого рассеяния с экспериментальными

На рис. 35 оцененные угловые распределения в том же энергетическом диапазоне сравниваются с более ранней работой Аллена (Allen56). Как видно, при 1 МэВ расхождения в сечении в заднюю полуплоскость превышают экспериментальные погрешности.



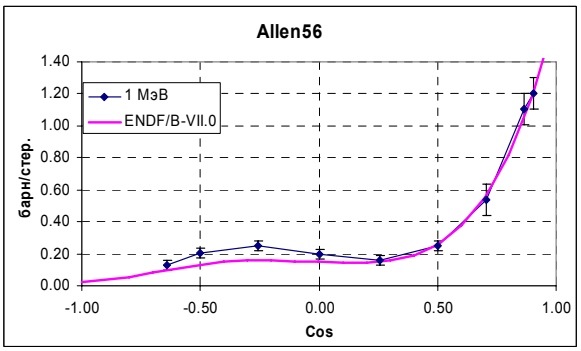
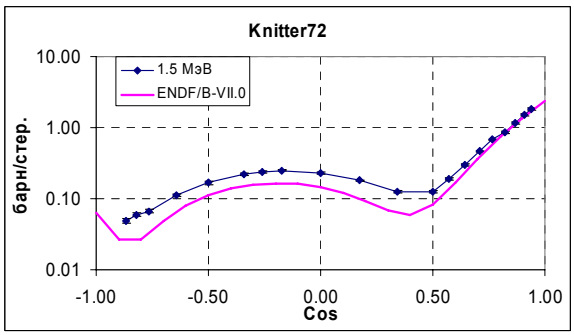


Рис.35 а Рис.35б

Рис.35.Сравнение оцененных дифференциальных сечений рассеяния с измеренными Алленом

Таков же характер расхождений оцененных данных и с экспериментальными данными Книттера (Knitter72) при энергиях ниже 2 МэВ (см. рис. 36). Однако при более высоких энергиях столь систематического расхождения, указывающего, казалось бы, на искажение формы углового распределения за счет вклада неупругого рассеяния, уже не проявляется.



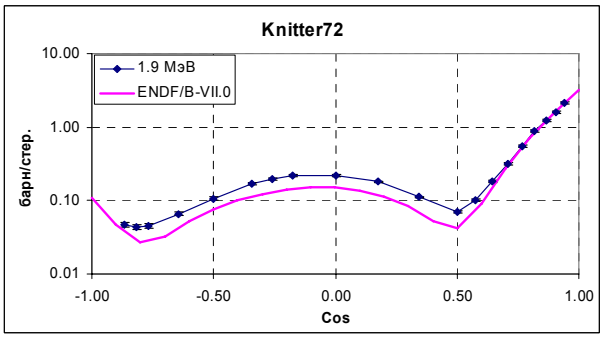


Рис.36а Рис.36б

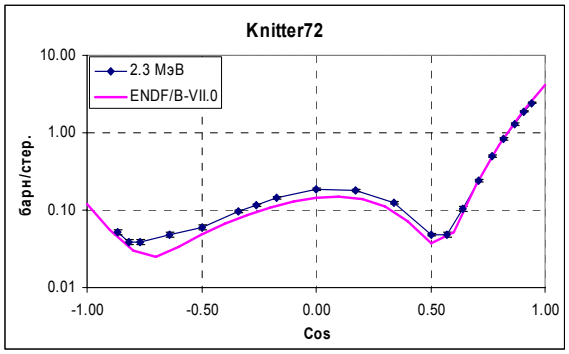


Рис.36в

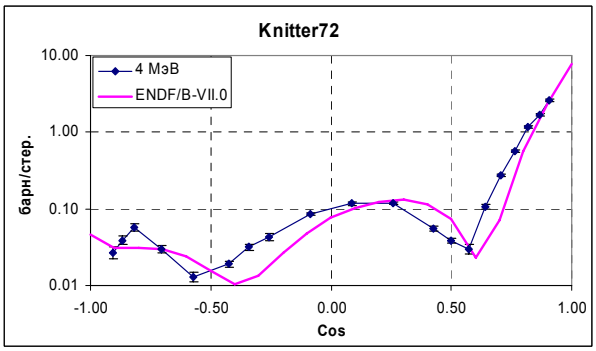


Рис. 36г.

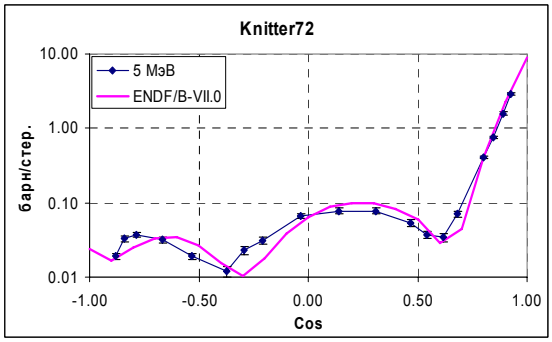


Рис.36д

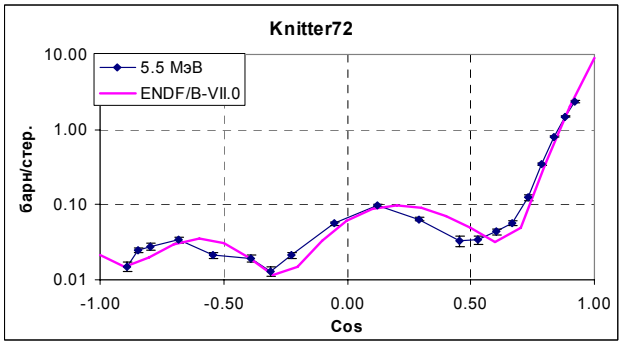


Рис. 36е

Рис. 36. Сравнение оцененных дифференциальных сечений с измерениями Книттера.

Обратим внимание на то, что при малых углах рассеяния, где вклад неупругого рассеяния пренебрежимо мал, оцененные данные прекрасно согласуются с данными Книттера. В то же время, между этими данными и результатами измерения рассеяния на относительно малые углы Морозовым и др. (Morozov68) имеется систематическое расхождение (см. рис.37).

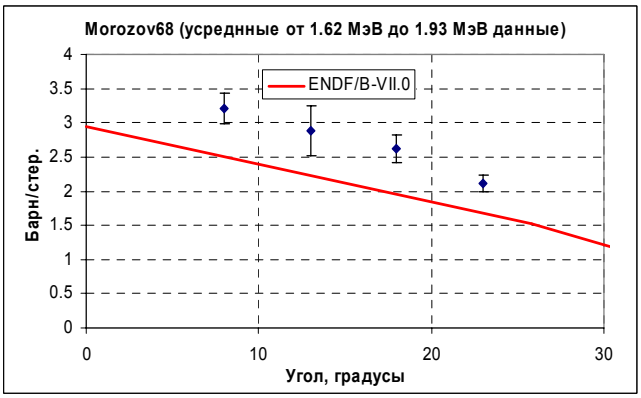


Рис. 37. Сравнение оцененных данных с измерениями Морозова.

В целом, учитывая ограниченность имеющейся экспериментальной информации и отсутствие кричащих противоречий между результатами измерений и оцененными данными, можно признать **принятую в РОСФОНД оценку угловых распределений упруго рассеянных нейтронов из ENDF/B-VII.b2** удовлетворительной.

Перечень цитированных экспериментальных работ

Указатель	1-й автор	Ссылка	№ EXFOR	Диапазон энергии, МэВ		Число точек по энергии	Число и диапазон углов, косинусов или число коэффициентов разложения
				от	до		
77Morozov68	V.M.Morozov	YF,46(5),1326,1987	40959	1.62	1.926	4	4 (8° - 23°)
Knitter72	H.H.Knitter	ZP,257,108,7212	20394	1.5	5.5	7	20(-0.87 - 0.94)

Batchelor69	R.Batchelor	AWRW-O-55/69,6908	2003 6	2	4	3	9(-0.71 – 0.87)
Allen56	R.C.Allen	PR,104,731,56	1220 7	0.5	1	2	9(-0.96 - 0.91)
Smith64	A. B. Smith	NSE,18,126,1964	1023 3	0.3	1.5	40	5 угловых моментов(P_1 –P_5)

4.2. Характеристики нейтронов деления

4.2.1. Число нейтронов деления.

В таблице 5 приводятся значения числа нейтронов испускаемых при делении урана-235 тепловыми нейтронами, принятые в основных библиотеках оцененных данных в сравнении с оценкой, выполненной в 2004 г. рабочей группой МАГАТЭ по нейтронным стандартам[13] при совокупном рассмотрении результатов измерений всех величин, зависящих от отношений величин $\nu(^{235}U)$ (отношений величин ν для различных делящихся ядер, величин η, α, сечений деления и захвата и др.).

Как видно, различия между принимаемыми значениями ν лежат в пределах погрешности его экспериментального определения.

Таблица 5. Оцененные значения числа нейтронов деления 235U тепловыми нейтронами

Оценка	$\nu(^{235}U)$
ENDF/B-VI(Rev.2)	2.432
ENDF/B-VI(Rev.5)	2.4367
ENDF/B-VII.b2	2.4367
JENDL-3.3	2.43633
CRP IAEA, 2004	2.4355±0.0023

На рис.38 приводятся различия между оценками энергетической зависимости числа мгновенных нейтронов деления, $\nu_{prompt}(E)$, принятыми в библиотеках ENDF/B-VI(Rev.2) и JENDL-3.3, а также оцененных в1972 г. Ф. Манеро и В. Коньшиным[14], - и данными, принятыми в ENDF/B-VI(Rev.5) и ENDF/B-VII.b2. Заметим, что все расхождения, демонстрируемые для ν_{prompt}, в точности соответствуют и расхождениям в полном числе нейтронов деления.

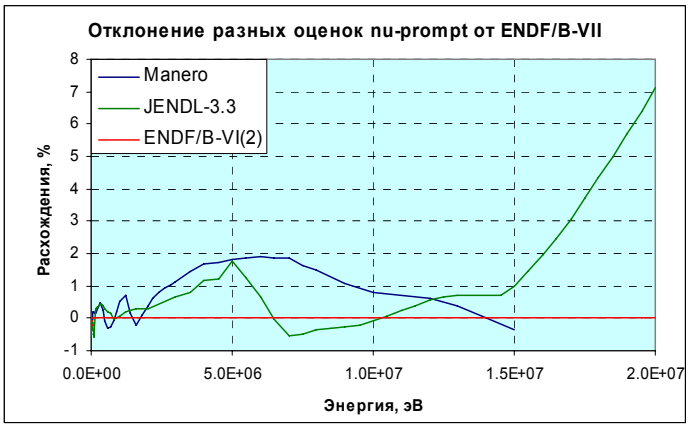


Рис. 38

[13] Предварительныеданные, любезно предоставленные В.Г.Проняевым.
[14] F.Manero и V.A. Konshin, EXFOR № V0015, J. REA, 10, 637,7212.

На рис. 39 оцененные данные, принятые в ENDF/B-VII.b2, сравниваются с экспериментальными данными последних лет. Как видно, при энергиях ниже 15 МэВ различия в оценках значительно меньше погрешностей и разброса экспериментальных данных. При более высоких энергиях в LENDL-3.3 приняты более высокие значения ν_{prompt} в соответствии с данными Howe-84. Эти данные противоречат не показанным на рисунке результатам измерения ν_{prompt} при более высоких энергиях и теоретическим представлениям об энергетической зависимости этой величины. Поэтому **никаких изменений в энергетическую зависимость ν_{prompt}, принятую в ENDF/B-VII.b2, вводить не целесообразно.**

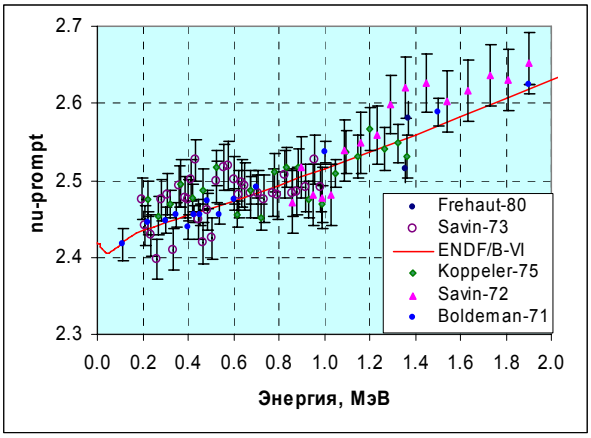


Рис. 38а

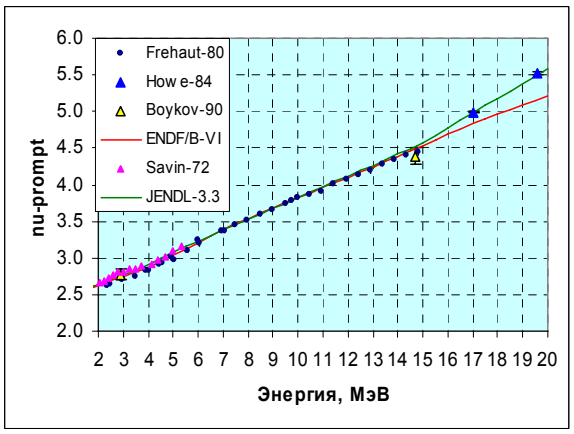


Рис. 38б

4.2.2. Спектр нейтронов деления.

Отметим, прежде всего, что в современной версии системы константного обеспечения многогрупповых расчетов реакторов и защиты БНАБ-93 с программой подготовки констант CONSYST, используются спектры нейтронов деления, рассчитываемые самой программой CONSYST на основе систематики, предложенной Ю.С.Хомяковым и др.[15] Согласно этой систематике спектры нейтронов деления описываются формой Уатта:

$$\chi(E) = \frac{2\exp(-ab/4)}{\sqrt{\pi a^3 b}}\exp(-E/a)\mathrm{sh}\sqrt{bE}$$

Принято, что для любого ядра параметр a=1.03, а параметр b полностью определяется величиной ν: b=0.858ν-0.436. В последсвии выяснилось, что эта форма спектра в случае урана-235 ведет к недооценке среднего сечения деления урана-238 на спектре деления урана-235, и для устранения этого недостатка в системе подготовки констант CONSYST при расчете спектра нейтронов деления урана-235 делается корректировка параметра b: он увеличивается на 0.172. Благодаря этому средняя энергия нейтронов деления

$$\overline{E} = a(3/2 + ab/4)$$

возрастает с 1.98 МэВ до 2.03 МэВ, что приводит к согласию между измеренным средним сечением деления урана-238 на спектре деления и усредненным по спектру, но противоречит большинству экспериментальных оценок средней энергии нейтронов деления (их среднее равно 1.97±0.02 МэВ[11]). Исключение составляет эксперимент Юхансона[16] в котором средняя энергия нейтронов деления урана-235 тепловыми нейтронами найдена равной 2.03±0.03 МэВ. Надо сказать, снижение средней энергии нейтронов деления до 1.98 МэВ влечет за собой и снижение коэффициента размножения на быстрых нейтронах за счет деления урана-238, что проявляется на

[15] Хомяков Ю.С. и др. Оценка спектров нейтронов деления для применения в инженерных расчетах. Вопр. ат. науки и техн., сер. «Ядерные Константы», 1992, вып. 1, с.70.М. ЦНИИАИ.
[16] Johanson P.I., Holmquvist B. Nucl. Sci. Eng., 62,4,695,1977.

коэффициенте размножения не тольк быстрых, но и тепловых реакторов. Поэтому не только в России, но и во всех зарубежных данных о спектрах деления, рекомендуемых для расчета реакторов, спектр деления принимается таким, чтобы средняя энергия нейтронов деления была близка к 2.03 МэВ. Именно такой спектр деления принят и в ENDF/B-VI и ENDF/B-VII.b2: $\overline{E} = 2.033$ МэВ. Заметим, что противоречия в форме спектра деления урана-235 отмечались многократно. В Международный перечень потребностей в нейтронных данных WRENDA были внесены соответствующие запросы. Однако проблема до сих пор осталась нерешенной.

При решении вопроса о том, какие оцененные данные о спектре мгновенных нейтронов деления принять в РОСФОНД сомнений не возникало: **решено принять спектры, принятые в ENDF/B-VII.b2.**

На рис.39 средняя энергия нейтронов деления, рассчитанная по данным ENDF/B-VII.b2, сравнивается с таковой, рассчитываемой программой CONSYST, на основе описанного выше алгоритма. Для сравнения там же приводится зависимость от энергии нейтронов, вызывающих деление средней энергии нейтронов деления, рассчитывавшейся программой подготовки констант БНАБ-78[17]. Как видно, различие средних энергий, принимаемых в БНАБ-93 и получаемых из ENDF/B-VII.b2, весьма мало, если только энергия нейтронов, вызывающих деление, менее 6 МэВ. В энергетических реакторах эта область ответственна более, чем за 99.5% всех делений и при их расчете неточность приближения, используемого в БНАБ-93, не существенна.

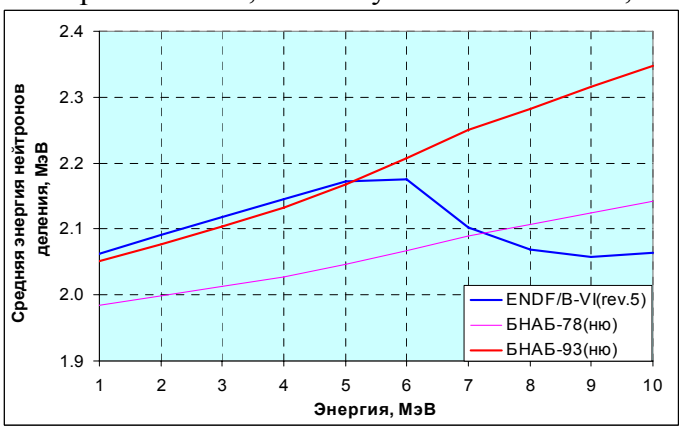


Рис.39

В критических системах типа “Годивы”, доля делений выше 6 МэВ составляет, примерно, 7% и неточность спектра нейтронов, образуемых при делении этими нейтронами, становится заметной и ведет с завышению коэффициента размножения примерно на 0.3%. В системе констант БНАБ-93 эта неточность компенсируется принятым (в соответствии с ENDF/B-VI) сечением деления. Как отмечалось в разделе 3.2., в ENDF/B-VII.b2 для обеспечения удовлетворительного согласия с экспериментами на сборке “Годива” и на т других подобных сборках принято несколько повышенное сечение деления. Таким образом, при использовании данных РОСФОНД для расчета подобных предельно жестких систем необходимо принимать во внимание всю совокупность данных включая спектры нейтронов деления. Это потребует определенного усовершенствования системы констант БНАБ и программы CONSYST.

На рис. 40 и рис. 41 спектры деления235U тепловыми нейтронами из БНАБ-93 и ENDF/B-VII.b2 сравниваются между собой. Различия нельзя признать пренебрежимо малыми.

[17] Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М. Энергоиздат, 1981. с.135.

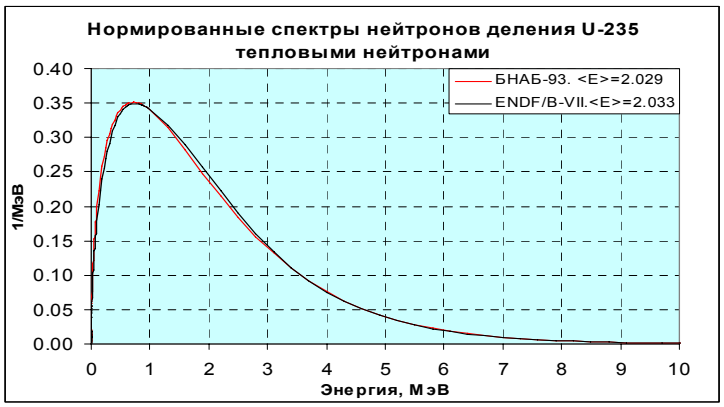


Рис.40

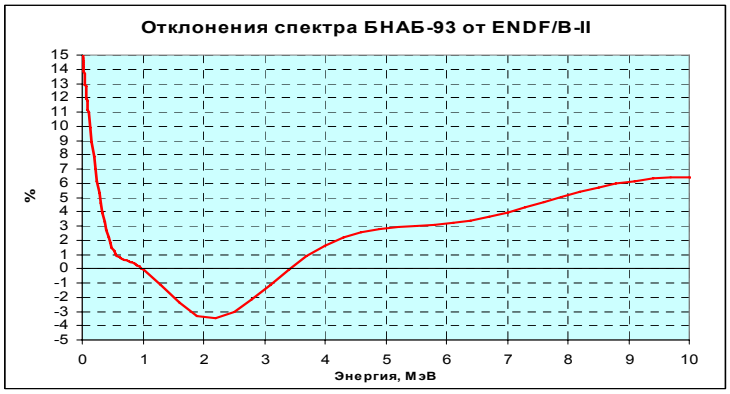


Рис.41

4.2.3. Запаздывающие нейтроны деления

4.2.1.1. Число запаздывающих нейтронов

На рис.42 показаны зависимости числа запаздывающих нейтронов на акт деления, принятые в разных оценках. Будучи в целом сходными, последние оценки более детально описывают энергетическую зависимость этого числа. При делении тепловыми нейтронами доля запаздывающих нейтронов снижена с 0.686% в ENDF/B-VI до 0.665 в JEFF-3 и до 0.651 в JENDL-3.3. R 4-м МэВ доли запаздывающих нейтронов во всех оценках сравниваются (0.578%). При высоких энергиях доля запаздывающих нейтронов принимается заметно меньшей, чем ранее. Учитывая, что оценки JENDL-3.3 и, особенно, JEFF-3.3 предназначались не только для расчета ядерных реакторов, но и для расчета электроядерных устройств, где роль высоких энергий много выше, **решено принять в РОСФОНД данные из JEFF-3**

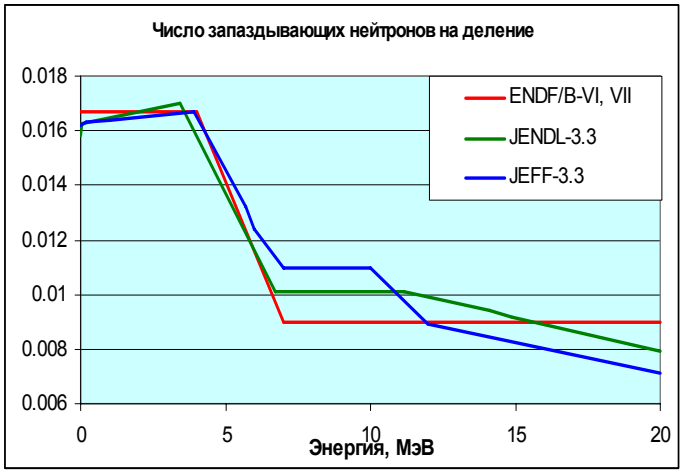


Рис. 42

4.2.3.2. Группы запаздывающих нейтронов и их параметры

До последнего времени в инженерных расчетах во всех странах использовалось предложенное Кипиным[18] 6-групповое описание распада совокупности предшественников запаздывающих нейтронов. Со временем уточнялись выходы этих групп, слегка варьировались их постоянные распада, большой прогресс был достигнут в определении спектров запаздывающих нейтронов. Однако сам 6-групповой подход сохранялся. Основной недостаток этого подхода состоял (и состоит) в том, что постоянные распада, подбираемые методом максимума правдоподобия для описания временной зависимости нейтронной активности образца делящегося вещества, облученного нейтронным импульсом, меняются при переходе от одного делящегося материала к другому. Поэтому для описания временного поведения нейтронной активности облученного топлива сложного нуклидного состава требуется принимать во внимание не 6, а много большее число групп запаздывающих нейтронов. Например, в быстром энергетическом реакторе, работающем в режиме рециклирующего топлива источником запаздывающих нейтронов будут являться деления ^{238}U, ^{235}U, ^{237}Np, ^{238}Pu, ^{239}Pu, ^{240} Pu, ^{241} Pu, ^{241}Am, ^{242} Am^{m} и более высокие актиниды. Таким образом, число групп запаздывающих нейтронов достигает 60 и более. Современная вычислительная техника позволяет без труда учитывать такое число различных групп предшественников, однако подготовка данных для расчета требует знания эффективных вкладов изотопов в общий источник запаздывающих нейтронов, которое меняется в процессе перегрузок и в процессе выгорания. Учет всех этих вариаций в эксплуатационных условиях весьма затруднен и реально аппаратура реактиметров на реакторах атомных электростанций работает при раз и навсегда настроенных параметрах запаздывающих нейтронов, что ведет к некоторым (в настоящее время не определяющим) погрешностям в оценках эффектов реактивности.

Возможность упростить описание временной зависимости запаздывающих нейтронов в топливе сложного состава появилась в связи с разработкой и обоснованием группой специалистов из Лос-Аламосской лаборатории и из ФЭИ системы 8-групповых наборов параметров запаздывающих нейтронов, обеспечивающих описание всех тех экспериментов по запаздывающим нейтронам, которые послужили основой для выбора 6-групповых параметров, но при постоянных, не зависящих делящегося нуклида постоянных распада групп предшественников[19]. От делящегося нуклида зависят лишь выходы этих групп. Таким образом, 8-групповое описание предшественников эквивалентно представлению, в котором при делении образуется только 8 различных продуктов деления, при распаде которых образуются эмиттеры запаздывающих нейтронов. В действительности, разумеется, большинство групп содержат вклады нескольких предшественников, важнейшие из которых представлены в таблице 7. 8-групповое описание запаздывающих нейтронов принято в библиотеке JEFF-3.

В таблице 6. проводится сравнение 6-групповых параметров запаздывающих нейтронов, используемых в российской системе константного обеспечения БНАБ-93, и рекомендуемых в библиотеках ENDF/B-VI, ENDF/B-VII.b2 и JENDL-3.3. в последней строке приведены средние значения постоянной распада, выход запаздывающих нейтронов на одно деление тепловыми нейтронами и их отношение.

---

[18] G.R.Keepin et al. Phys. Rev.,107, №4, 1044, 1957.
[19] Spriggs,Campbel and Piksaikin,Prg Nucl Eng 41,223(2002)

Таблица 6 Параметры 6 групп запаздывающих нейтронов

	БНАБ-93			ENDF/B-VI			ENDF/B-VII.b2			JENDl-3.3		
Группа	λ	a	вклад	λ	a	вклад	λ	a	вклад	λ	a	вклад
1	0.0127	0.038	0.0011	0.013336	0.03501	0.0010	0.012498	0.03515	0.0007	0.01244	0.033	0.0010
2	0.0317	0.213	0.0155	0.032739	0.18070	0.0013	0.031647	0.18405	0.0095	0.03054	0.146	0.0111
3	0.115	0.188	0.0497	0.12078	0.17251	0.0450	0.10035	0.15971	0.0262	0.1114	0.196	0.0542
4	0.311	0.407	0.2908	0.30278	0.38678	0.2528	0.30883	0.40573	0.2050	0.3014	0.395	0.2956
5	1.4	0.128	0.4117	0.84949	0.15859	0.2908	1.00597	0.15325	0.2522	1.134	0.115	0.3238
6	3.87	0.026	0.2312	2.853	0.06643	0.4091	4.9846	0.06211	0.5064	3.014	0.042	0.3143
$\bar{\lambda}$, ν_d, $\frac{\nu_d}{\bar{\lambda}}$	0.4353	0.0166	0.0381	0.4632	0.0167	0.0361	0.6113	0.0167	0.0273	0.4028	0.01585	0.0394

Таблица 7. Характеристики 8 групп запаздывающих нейтронов (JEFF-3).

Группа	Предшест-венники	$T_{1/2}$, с	Эффективный выход	Выход для 235U	$T_{1/2}$ для группы	λ для группы
1	**Br-87**	55.6	0.033	0.03278	55.6	0.01247
2	**I-137**	24.5	0.178	0.15391	24.5	0.02829
3	**Br-88**	16.3	0.111	0.09135	16.3	0.04253
4	**Br-89**	4.38	0.101	0.19688	5.21	0.13304
	I-138	6.46	0.046			
	Rb-93	5.93	0.024			
5	**Rb-94**	2.76	0.162	0.3308	2.37	0.29247
	I-139	2.3	0.046			
	As-85	2.08	0.107			
	Y-98m	2	0.088			
6	**Kr-93**	1.29	0.005	0.09024	1.04	0.66649
	Cs-144	1	0.007			
	I-140	0.86	0.005			
7	**Br-91**	0.542	0.017	0.08115	0.424	1.63478
	Rb-95	0.384	0.049			
8	**Rb-96**	0.203	0.017	0.02289	0.195	3.55460
	Rb-97	0.17	0.005			

Как видно из таблицы, эффективные выходы, использовавшиеся при усреднении групповых значений периодов полураспада, отличны от выходов групп при делении урана-235 тепловыми нейтронами, которые приведены в таблице 7. Заметим, что среднее значение величины λ по данным таблицы 7 оказывается равным 0.40576, что близко к значению, следующему из данных JENDL-3.3, и существенно превышает величину, следующую из параметров, принятых в ENDF/B-VII.b2. Выход запаздывающих нейтронов на деление тепловыми нейтронами в JEFF-3 принят равным 0.0162. $\frac{\nu_d}{\bar{\lambda}}$ =0.0399.

Для включение в РОСФОНД решено принять данные о запаздывающих нейтронах, принятые в JEFF-3. Разумеется, переход к этим данным для оценки безопасности ядерных реакторов должен быть предварен тщательной верификацией в экспериментах на критсборках.

4.2.3.3. Спектры запаздывающих нейтронов.

В отличие от постоянных распада и долей групп, спектры всех групп запаздывающих нейтронов во всех последних версиях библиотек ENDF/B и JENDL сохраняются неизменными. В библиотеке JEFF-3.0, в которой принято 8-групповое описание запаздывающих нейтронов, приняты оригинальные спектры всех 8 групп. На рис. 43а принятые в разных библиотеках спектры нейтронов, усредненные с весом групповых долей, сравниваются между собой. Сравнение проводится в многогрупповой форме, что позволило сравнить детальные спектры из файлов оцененных данных с принятыми в БНАБ-93. Как видно, последние два спектра хорошо согласуются друг с другом, тогда как спектр, свернутый по 8 группам существенно от них отличается.

Поскольку единственный или определяющий вклад в в первую группу запаздывающих нейтронов обусловлен бромом-87 (см. табл.6 и 7), для этой группы следовало ожидать хорошего согласия в форме спектра. Этого, однако, не наблюдается (см. рис. 43б).

Последние группы и в 6-групповом и в 8-групповом представлении характеризуются близкими значениями постоянных распада и не слишком различающимися выходами. Сравнение спектров для этих групп (рис. 43в) демонстрирует ту же картину, что и для всех групп вместе.

На рис. 43г. сравниваются спектры 4-й группы 6-группового представления и 5-й группы 8-группового представления. Постоянные распада и выходы этих групп также достаточно близки (см. табл. 6 и 7), характер расхождений таков же, как и в предыдущих случаях.

Источник данных о спектрах запаздывающих нейтронов, использованный при формировании библиотеки JEFF-3, нам неизвестен. Между тем, специалисты, предложившие 8-групповое представление, внимательно рассматривали[20] всю совокупность экспериментальных данных о спектрах запаздывающих нейтронов, включая недавние измерения на реакторе ИБР в Дубне и оценки, основанные на данных о выходах отдельных предшественников и расчетные оценки спектров испускаемых в результате их распада нейтронов. В цитированной работе приводятся в известном 16-групповом представлении Hansen&Roach спектры всех 8 групп запаздывающих нейтронов, оцененные В. М. Пиксайкиным на основе совокупности проанализированных экспериментальных данных. Эти спектры также приведены на рис. 43. Видно, что спектр, усредненный В.Пиксайкиным по всем группам, удовлетворительно согласуется с принимаемыми ныне суммарными спектрами. Никаких аномалий в области низких энергий в нем не наблюдается. Между тем, спектры первой группы различаются на удивление сильно. В спектре Пиксайкина, как и в спектре, принятом в JEFF-3, содержится гораздо меньше быстрых нейтронов, ценность которых в реакторах существенно повышена за счет чего они способны делить уран-238. Правда, в реакторах типа ВВЭР этот эффект компенсируется повышенной утечкой быстрых нейтронов.

---

[20] J. M. Campbell,G.D. Spriggs, Delayed Neutron Spectral Data for Hansen-Roach Energy Group Structure, LA-UR-99-2988, Rev. 0, June 15, 1999

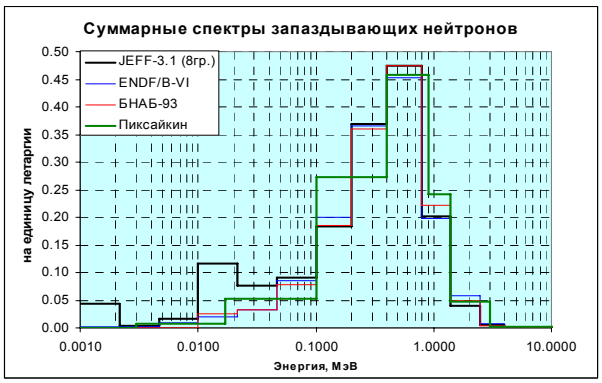


Рис.43а

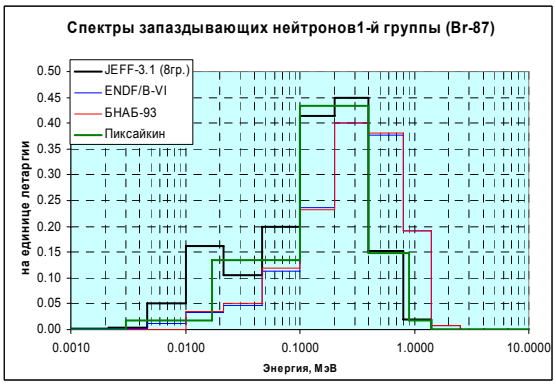


Рис.43б

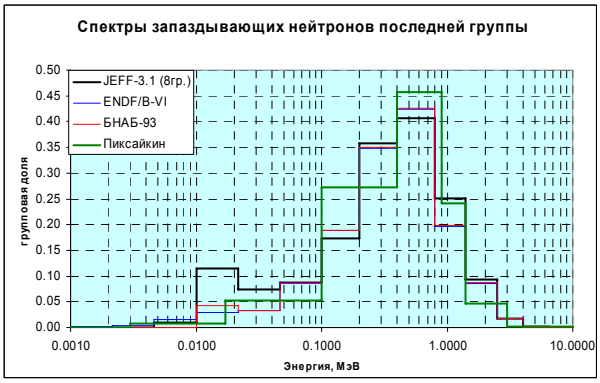


Рис.43в

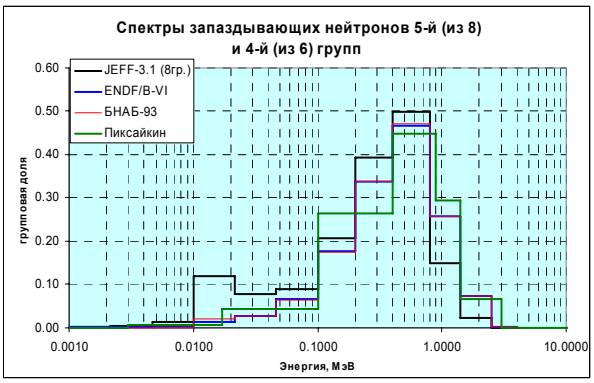


Рис. 43г

В последней и в промежуточной группах спектры Пиксайкина, как видно из рис. 43в и г, близки к общепринятым.

В создавшихся условиях нами решено не рекомендовать к включению в библиотеку РОСФОНД спектры из JEFF-3, а сконструировать спектры 8 групп запаздывающих нейтронов так, чтобы обеспечить приемлемое согласие суммарных спектров. Приемлемого согласия удается добиться если:

- **для первых трех групп принять спектры соответствующих трех групп 6-группового представления;**
- **спектры 4-й и 5-й групп принять одинаковыми и совпадающими со спектром 4-й группы 6-группового представления;**
- **спектру 6-й группы приписать спектр 5-й группы 6-группового представления;**
- **спектры 7-й и 8-й групп принять одинаковыми и совпадающими со спектром 6-й группы 6-группового представления.**

На рис. 44 суммарный спектр, полученный в соответствии с описанной комбинацией с долями групп из таблицы 7 сравнивается со спектрами, принятыми в БНАБ-93 и в ENDF/B-VI (и др.) видно, что отличия между сконструированным спектром и суммарным спектром ENDF/B-VI, что и различия между БНАБ-93 и ENDF/B-VI. Представляется, что принятое представление спектров запаздывающих нейтронов приемлемо для того, чтобы приступить к верификации 8-группового набора параметров. В дальнейшем, при появлении обоснованных детальных оцененных данных эти спектры потребуется, конечно, заменить.

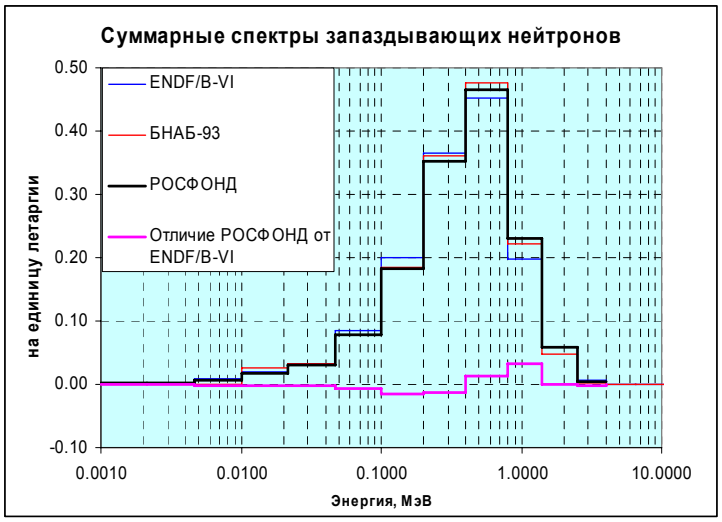


Рис. 44.

4.3. Спектры и угловые распределения неупруго рассеянных нейтронов.

До 0.5 МэВ – т.е. до порога неупругого рассеяния с возбуждением континуума уровней – спектр нейтронов, неупруго рассеянных с возбуждением каждого из дискретных уровней однозначно определяется угловым распределением. Во всех библиотеках оценка формы угловых распределений нейтронов, неупруго рассеянных на дискретных уровнях урана-235, проведена на основе модельных расчетов. Она довольно сложна: при 20 МэВ в угловое распределение в системе центра инерции дают вклад члены разложения по полиномам Лежандра до 14-го – 20-го порядка (как отмечалось, все четные члены разложения равны нулю)

Угловое распределение на многих уровнях несимметрично относительно 90°. В частности, на рис. 45 показана энергетическая зависимость среднего косинуса угла рассеяния на уровне 46.2 кэВ (Jπ=9/2-), вклад которого в полное сечение неупругого рассеяния достаточно велик (см. рис. 27 – 29). Угловое распределение нейтронов, неупруго рассеянных на континууме уровней в оценке ENDF/B-VI описывается по модели Калбаха-Манна (энерго-угловое распределение задается файлом MF=6). В оценке, принятой в JENDL-3.3, энергетическое и угловое распределения рассеяния на континууме уровней считаются независимыми.

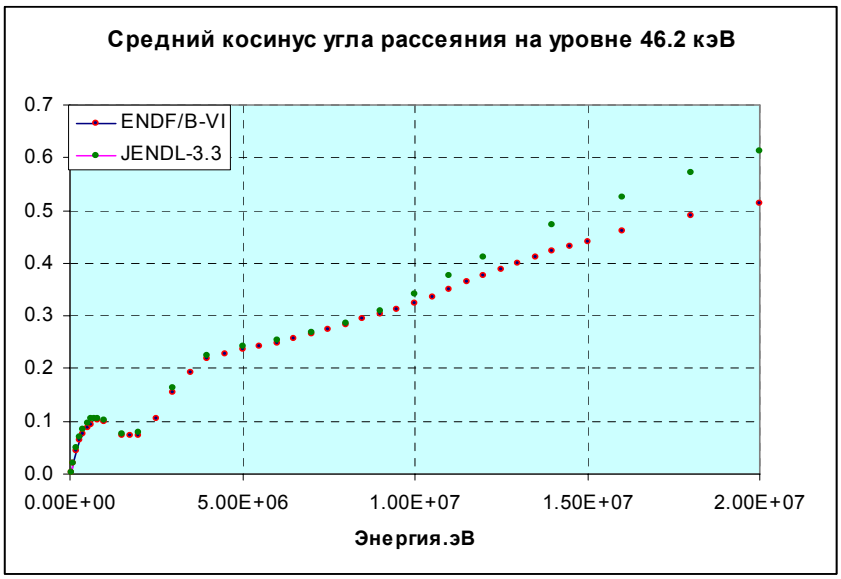


Рис.45.

На рис. 46 сравниваются спектры нейтронов, неупруго рассеянных на уране-235, принятые в оценках ENDF/B-VI и JENDL-3.3.

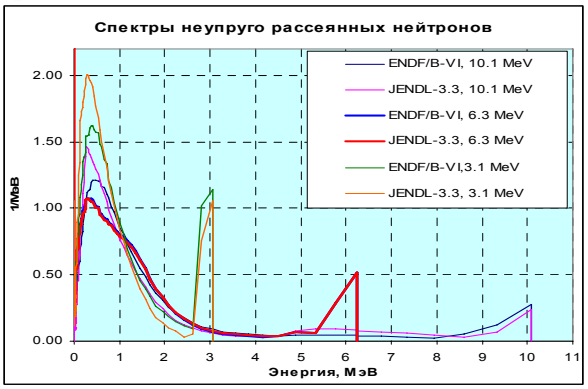


Рис.46а

Рис.46б

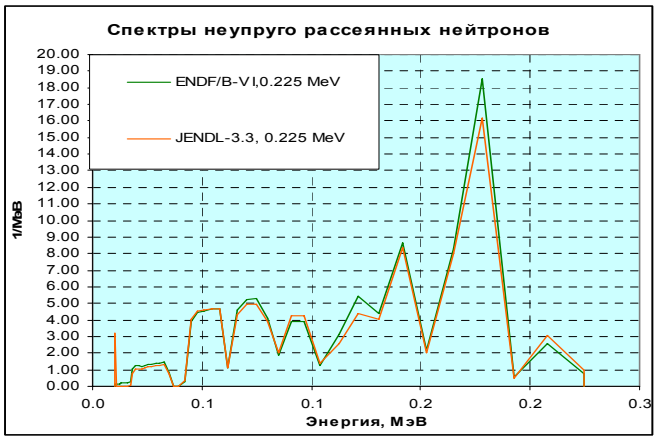


Рис. 46в

Максимальные различия наблюдаются вблизи порога неупругого рассеяния с возбуждением континуума уровней (с. рис.46б). Напомним, что в оценке ENDF/B-VI выше порога возбуждения континуума рассматриваются параллельно и возбуждение целого ряда дискретных уровней. Это объясняет форму спектра нейтронов с начальной энергией 1.45 МэВ, принятую в ENDF/B-VI. Причины аномально высокой вероятности перехода этих нейтронов в область 0.1 – 0.3 МэВ, наблюдаемой в оценке JENDL-3.3, не ясны.

Изложенное выше дает некоторое представление о точности знания энергоугловых распределений неупруго рассеянных нейтронов. Что касается отбора данных для библиотеки РОСФОНД, то после того, как в нее приняты сечения неупругого рассеяния на дискретных уровнях и на континууме в соответствии с ENDF/B-VII.b2, целесообразность во включении в нее и данных по энерго-угловым распределениям из этой оценки сомнений не вызывает.

4.4. Энерго-угловые распределения нейтронов, испускаемых в реакциях (n,2n), (n,3n) и (n,4n)

В библиотеках ENDF/B-VI, JEFF-3 и ENDF/B-VII.b2 эти угловые распределения, рассчитанные по модели Хаузера-Фешбаха с учетом вклада предравновесных процессов, описываются по модели Калбаха-Манна и определяются файлами MF=6. Различие в параметрах этих распределений невелико. В РОСФОНДе решено сохранить те же распределения, что и в ФОНД-2.2, т.е. соответствующие ENDF/B-VII.b2.

В JENDL-3.3 для этих реакций, как и для неупругого рассеяния с возбуждением континуума уровней, энергетические распределения приняты не зависящими от угловых.

5. Образование фотонов в нейтронных реакциях

В двух имеющихся независимых оценках образования фотонов в реакциях нейтронов с ураном-235 – ENDF/B-VII.b2 (совпадает с ENDF/B-VI) и JENDL-3 – описание этих процессов при энергиях ниже и выше определенной границы принципиально различается. В области не слишком высоких энергий независимо описывается испускание фотонов при радиационном захвате, при делении и при неупругом рассеянии на дискретных уровнях; при более высоких энергиях описывается испускание фотонов во всей совокупности неупругих взаимодействий. Граница между этими областями в ENDF/B-VII.b2 (и в ENDF/B-VI, и в JEFF-3) лежит при 1.09 МэВ, в JENDL-3 – при 370 кэВ. Выше этой границы определяется (файлом MF=13) сечение образования фотонов, представляющее собой произведение суммарного сечения неупругих взаимодействий (разности между полным сечением и сечением упругого рассеяния) на среднее число фотонов, испускаемых в этих взаимодействиях[21]. Энергетический спектр этих фотонов описывается файлом MF=15. Угловые распределения испускаемых фотонов (определяемые файлом MF=14) при всех энергиях считаются изотропными.

5.1. Образование фотонов при неупругом рассеянии.

В JENDL-3.3 для всех 19 уровней, лежащих ниже 0.37 МэВ (см. табл. 4) в файлах MF=12 с MT=51, 52, …, 69 приводятся интенсивности всех гамма-линий, испускаемых при каскадном снятии возбуждения каждого из этих уровней. Эти интенсивности соответствуют вероятностям перехода между уровнями, приведенными в таблице 4.

В ENDF/B-VI совокупность этих спектров приводится в файле MF=12 для MT=4, т.е. интенсивности усреднены с весом сечений возбуждения всех тех уровней, в которых образуется каждая их рассматриваемых линий. При таком представлении линейчатых спектров фотонов восстановить схему распада возбужденных уровней, принятую за основу при составлении этих данных, чрезвычайно сложно.

В РОСФОНДе решено принять тот способ описания линейчатых фотонных спектров, который принят в JENDL-3.3, распространив его на все 26 уровней, лежащих ниже границы возбуждения континуума (0.5 МэВ). При этом использована схема переходов, приведенная в таблице 4. Испускание фотонов при возбуждении этих уровней файлами MF=12 распространено до 1.09 МэВ, т.е до границы, начиная с которой испускание фотонов описывается с помощью файлов MF=13 и MF=15.

В интервале от 0.5 МэВ до 1.09 МэВ кроме перечисленных выше дискретных уровней возбуждается и континуум (MT=91). При 1 МэВ вклад этого процесса в полное сечение неупругого рассеяния достигает 30%. Для описания испускания фотонов в этом процессе введен файл MF=12 для MT=91, который отличается от файла MF=12 для MT=4 из ENDF/B-VI только областью, в которой множественность отлична от нуля (от границы возбуждения континуума до 1.09

[21] Ниже указанной границы сечение образования фотонов в файле MF=13 полагается равным нулю.

МэВ). Таким образом, испускание фотонов при возбуждении континуума описано в соответствии с рекомендацией ENDF/B-VI.

5.2. Образование фотонов при делении

В обеих рассматриваемых оценках образование фотонов при делении рассматривается отдельно от других неупругих процессов только ниже определенной энергии (равной 0.37 МэВ в JENDL-3.3 и 1.09 МэВ в ENDF/B-VI и -VII). Множественность испускания фотонов задается файлом MF=12 и считается не зависящей от энергии в этом энергетическом интервале – 7.170 квантов на деление в ENDF/B-VII.b2 и 7.428 кванта на деление в JENDL-3.3. Энергетический спектр определяется файлом MF=15 для MT=18 и тоже считается от энергии нейтронов не зависящим. В ENDF/B-VI этот спектр задан с линейной интерполяцией между точками; средняя энергия фотонов – 0.9277 МэВ. Полная энергия, уносимая фотонами – 6.652 МэВ. В JENDL-3.3 спектр задан гистограммой, причем условие нормировки не выполняется (интеграл под спектром равен 0.764). Средняя энергия фотонов, вычисленная с перенормировкой спектра, равна 0.8848 МэВ что дает полную энергию, уносимую фотонами 6.572 МэВ, т.е. близкую к оцененной в ENDF/B-VII.b2. В связи с некорректностью описания спектра фотонов деления в JENDL-3.3, **в РОСФОНД решено принять оценку спектра фотонов, испускаемых при делении, из ENDF/B-VII.b2** несмотря на то, что в отличие от JENDL-3.3, где отмечается, что спектр принят в соответствии с экспериментальными данными[22], в заголовочной секции ENDF/B-VI о том, на чем основана принятая там оценка, ничего не говорится.

5.3. Образование фотонов при радиационном захвате.

В обеих рассматриваемых оценках образование фотонов при радиационном захвате при энергиях ниже 1.09 МэВ (в ENDF/B-VI) или 0.37 МэВ (в JENDL-3.3) описывается файлами MF=12 MF=15 для MT=102. В ENDF/B-VI множественность от энергии не зависит, а средняя энегия фотонов возрастает от 1.732 МэВ в тепловой области до 2.036 МэВ при энергии нейтронов 1.09 МэВ. При этом энергия, уносимая фотонами, изменяется от 6.459 МэВ до 7.549 МэВ. Это несколько противоречит энергии реакции, равной 6.545 МэВ, чему и должна равняться суммарная энергия фотонов при захвате тепловых нейтронов (в пренебрежении отдачей ядра при испускании фотона). При энергии нейтронов 1.09 МэВ в том же приближении энергия, уносимая фотонами, должна возрасти до 7.630 МэВ.

В JENDL-3.3 множественность в тепловой области принята равной 5.361, а при 0.37 МэВ – 5.675 что при средней энергии 1.22 МэВ обеспечивает требуемую суммарную энергию фотонов при всех энергиях.

В РОСФОНД решено принять спектры из ENDF/B-VII.b2, а множественность в файле MF=12 для MT=102 подправлена так, чтобы суммарная энергия, уносимая фотонами, согласовалась с законом сохранения энергии. Для этого множественность при переходе от тепловой области к 1.09 МэВ снижается от 3.780 до 3.748.

5.4. Образование фотонов при неупругих взаимодействиях быстрых нейтронов

При энергиях выше 1.09 МэВ (в ENDF/B-VI) или 0.37 МэВ (в JENDL-3.3) для описания образования фотонов в нейтронных реакциях в файле MF=13 (MT=3)

[22] Verbinski V.V. et al.: Phys. Rev., C7, 1173 (1973)

задается сечение образования фотонов (сечение неупругих взаимодействий, помноженное на множественность), а в файле MF=15 при MT=3 – спектры этих фотонов.

На рис.47 сравниваются принятые в упомянутых оценках сечения образования фотонов (в барнах) и их множественность (среднее число фотонов на акт неупругого взаимодействия). Расхождения, как видим, весьма велики, особенно при высоких энергиях. Следует рассмотреть, не компенсируется ли различие в множественности различием в спектрах фотонов.

И в ENDF/B-VI и в JENDL-3.3 файлом MF=15 определены фотонные спектры во всем энергетическом диапазоне от 10^{-5} эВ до 20 МэВ (т.е. включая область ниже граничной энергии, где сечение образования фотонов задано равным нулю). В обеих оценках спектры заданы в гистограммном представлении. К сожалению, в ENDF/B-VI (и в ENDF/B-VII.b2, и в JEFF-3) эти спектры не нормированы (см. рис. 48).

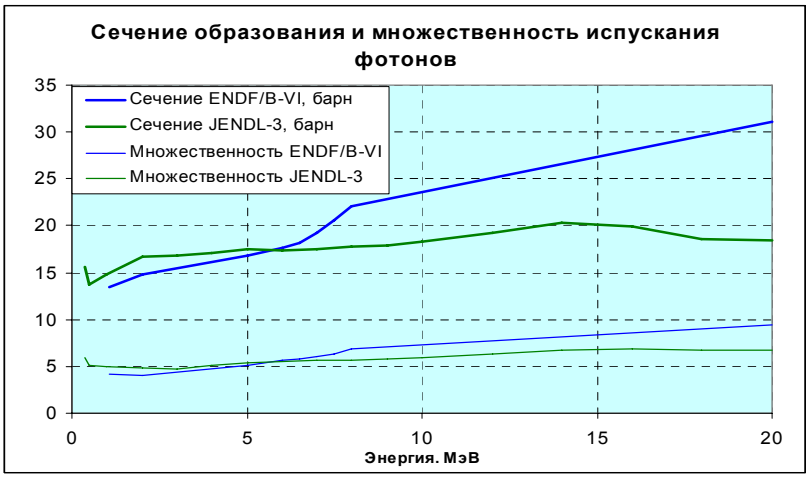


Рис. 47

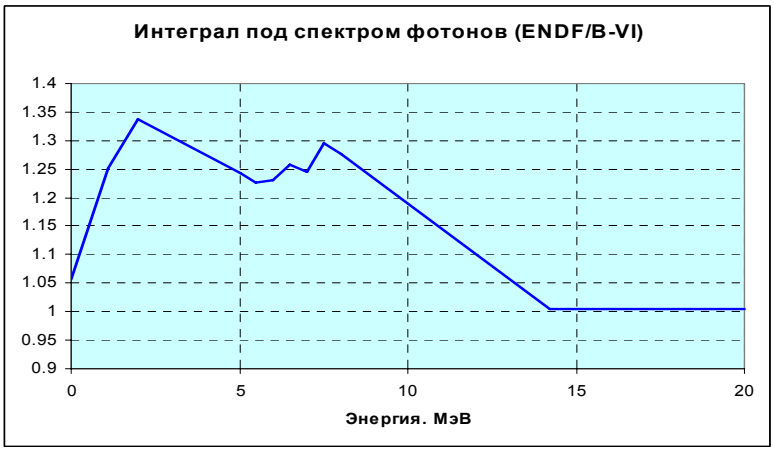


Рис.48

На рис. 49 приведены энергетические зависимости средней энергии испускаемого фотона, рассчитанные на основе данных рассматриваемых оценок (в случае ENDF/B-VI и -VII, спектры фотонов при этом перенормировались на единицу), а на рис. 50 - суммарная энергия фотонов, испускаемых в акте неупругого взаимодействия.

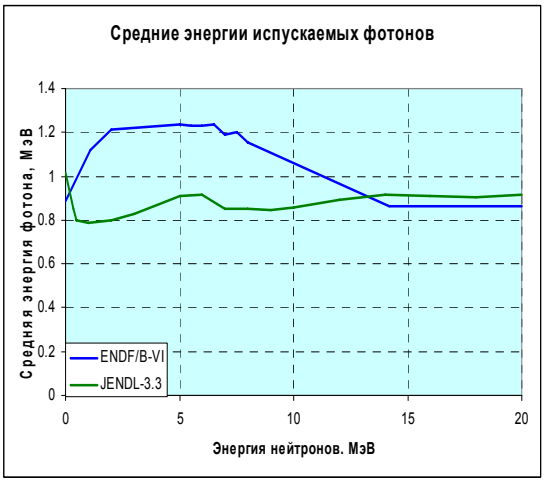


Рис.49

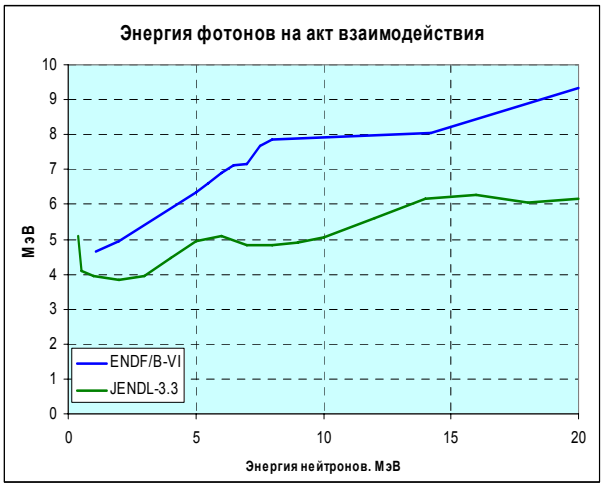


Рис. 50

Как видно, никакой компенсации расхождений не наблюдается.

В РОСФОНД решено принять оценку из ENDF/B-VII.b2 несмотря на то, что причины отмеченных больших различий выяснить не удалось.

Заметим, что имеющиеся скудные экспериментальные данные о сечении образования фотонов не надежны из за трудности регистрации низкоэнергетических фотонов, доля которых в спектре велика. Выше 5 МэВ эти данные лежат между кривыми, принятыми в сравниваемых оценках, касаясь их погрешностями. Ниже 5 МэВ расхождения ни одна из оценок не противоречит экспериментальным данным.

6. Образование радиоактивных продуктов.

Главнейшим процессом образования радиоактивных продуктов является деление. В библиотеках широкого пользования имеются три оценки независимых выходов продуктов деления – оценка Каваи 1992 г., оценка Т.Ингланда и Б.Райдера, выполненная в 1989г., используемая во всех последних версиях ENDF/B[23], оценка Тасака 1990 г., используемая в JENDL-3[24] и оценка Миллса и др[25]., используемая с рядом уточнений, сделанных в 2005 г., в JEFF-3.1. **Решено включить в РОСФОНД данные о независимых и кумулятивных выходах продуктов деления из JEFF-3.1 (MF=1, MT=454 и MT=459).**

Радионуклиды образуются во всех нейтронных реакциях на уране-235: ^{236}U ($T_{1/2}$=23.42 млн. лет) при радиационном захвате; ^{234}U ($T_{1/2}$=0.246 млн. лет) в реакции (n,2n), ^{233}U ($T_{1/2}$=0.159 млн. лет) в реакции (n,3n); ^{232}U ($T_{1/2}$=68.9 лет) в реакции (n,4n).

В реакциях с вылетом заряженных частиц образуются: в реакции (n,p) - бета-активный ^{235}Pa ($T_{1/2}$=24.5 мин); в реакции (n,α) - ^{232}Th ($T_{1/2}$=1.405*10^{10} лет).

Торий и все изотопы урана, образующиеся в нейтронных реакциях на уране-235 распадаются только путем альфа-распада.

[23] T.R. England, B.F. Rider, Evaluation and compilation of fission product yelds, 1992, ENDF-349
[24] Tasara K.: JAERI 1320 (1990).
[25] R.W.Mills (1995) "Fission Product Yield Evaluation", Thesis, The University of Birmingham, UK.

7. Погрешности нейтронных данных

Имеется целый ряд оценок погрешностей нейтронных данных для урана-235:

1. БНАБ-78[26]: погрешности сечения деления, величин α и ν в 12-групповом представлении (11 групп выше 1 кэВ). Экспертная оценка.
2. ENDF/B-V: погрешности сечений деления, захвата и величины ν в формате файлов MF=31 и MF=33. Автор этой экспертной оценки R.W.Peele (ORNL). В ENDF/B-VI эти файлы включены не были. В ENDF/B-VII.b2 содержатся файлы погрешностей только для ν_{tot} и ν_{prompt} (автор не указан).
3. JENDL-3.3: в формате файлов MF=31, MF=33, MF=34 и MF=35 определены погрешности сечений всех реакций в области выше границы неразрешенных резонансов (включая сечения возбуждения отдельных уровней при неупругом рассеянии), погрешности угловых распределений упругого рассеяния и спектров нейтронов деления. Полнота информации свидетельствует о том, что оценка основана на модельном описании нейтронных данных.
4. JEFF-3.1 Содержатся только файлы погрешностей для ν_{tot} и ν_{prompt} (те же, что и в ENDF/B-VII.b2).
5. Библиотека LUND погрешностей нейтронных данных системы INDEX[27]: содержит 28-групповые ковариационные матрицы погрешностей для сечений деления, захвата, упругого и неупругого рассеяния и ν_{tot} включая кросс-корреляции между погрешностями сечений разных реакций. Экспертная оценка.
6. Ковариационная матрица погрешностей сечений деления, захвата и ν_{tot} в 30-групповом представлении, приписанная нейтронным данным для урана-235 из системы констант БНАБ-93 (на основе ENDF/B-VI (Rev.2)).
7. Оценка погрешностей, выполненная Дж.Пальмиотти и М. Сальваторесом[28], отличающаяся тем, погрешности всех реакций всех нуклидов в каждом из 5 энергетических диапазонов с границами при 1.35 МэВ, 180 кэВ, 9.1 кэВ и 4 эВ считаются полностью скоррелироанными, а между диапазонами – полностью независимыми. Погрешности представлены в 17 группах, из которых 15 относятся к области ниже 20 МэВ.
8. Оценка погрешностей, выполненная (предварительно) международной рабочей группой по нейтронным стандартам[29]

Уже тот факт, что в современных библиотеках отсутствуют полные данные о погрешностях нейтронных данных и их ковариациях говорит о том, что обоснованный выбор оценок погрешностей сделать весьма сложно. Для качественного сравнения упомянутых выше оценок на основе большинства из них были получены 30-групповые ковариационные матрицы и затем на их основе были рассчитаны погрешности сечений, усредненных по спектру нейтронов деления и погрешности резонансных интегралов. Были получены также оценки тепловых сечений. Ниже оценки этих погрешностей сравниваются друг с другом. Погрешности ν оценивались для отношения среднего произведения $\nu\sigma_f$ к среднему значению σ_f без учета влияния погрешностей сечения деления на погрешность этого отношения.

---

[26] Л.П.Абагян и др. Групповые константы для расчета реакторов. М. Энергоиздат, 1981.
[27] Мантуров Г.Н. Система программ и архивов ИНДЭКС. Вопр. Атомн. Науки и Техн. Серия «Ядерные Константы». Т. 59, 1984
[28] G. Palmiotti, M.Salvatores. Proposal for Nuclear data Covariance Matrix, JEFDOC 1063 Rev.1, Jan.2005.
[29] Частное сообщение В.Проняева.

Таблица 8. Оценки погрешностей средних сечений.

Реакция		БНАБ-78	БНАБ-93	LUND	ENDF/B-V	JENDL-3.3	Palmiotti& Salvatores	
MT=18	<σ>	1.96%	**1.35%**	**1.92%**	**1.95%**	**0.29%**	**4.47%**	
	RI		**2.11%**	**2.50%**	**2.07%**	**0.75%**	**2.81%**	
	тепл.		**0.76%**	**0.20%**	**0.30%**	**0.13%**	**0.99%**	
MT=102	<σ>	7.95%	**8.86%**	**10.40%**	**20.87%**	**7.95%**	**10.84%**	
	RI		**9.68%**	**5.95%**	**9.83%**	**1.31%**	**4.52%**	
	тепл.		**0.96%**	**1.08%**	**0.90%**	**0.22%**	**0.99%**	
MT=456	$<\nu\sigma_f>/<\sigma_f>$	0.48%	**0.51%**	**0.48%**	**0.54%**	**0.29%**	**0.90%**	
	$\nu RI_f/RI_f$		**0.45%**	**0.40%**	**0.66%**	**0.75%**	**0.48%**	
	тепл.		**0.40%**	**0.30%**	**0.70%**	**0.13%**	**0.31%**	
MT=4	<σ>			**10.05%**		**9.31%**	**11.14%**	
	RI			**17.55%**		**55.96%**	**13.63%**	

Как видно, оценки погрешностей различаются в несколько раз. Столь большие различия обусловлены, главным образом, различием методик оценки. Так, низкие погрешности, принятые в JENDL-3.3, несомненно, обусловлены формальным подходом к оценке, основанном оценке погрешностей параметрического модельного описания сечений. Различия в результатах оценок, выполненных экспертами на основе сравнения результатов, полученных разными авторами, согласуются между собой гораздо лучше. Из рассмотрения данных таблицы 7 можно заключить, что ковариационную матрицу погрешностей сечений, принятую в БНАБ-93, можно считать оптимальной, если понизить погрешность теплового сечения деления до 0.3%. Откорректированная таким образом матрица, дополненная погрешностями сечений упругого и неупругого рассеяния из библиотеки LUND, приводится ниже.

В файле ENDF/B-VII.b2 содержатся оценки погрешностей величины числа вторичных нейтронов деления. Эти данные не анализировались, во первых,поскольку оценок погрешностей других нейтронных данных в этой библиотеке не содержится, а во вторых потому, что включение файлов погрешностей в РОСФОНД имеет смысл только в случае, если эти данные будут представлены для всех основных реакторных материалов и будут достаточно надежны. В настоящее время разброс мнений различных оценщиков о погрешностях нейтронных данных еще слишком велик и рекомендовать числовые данные о погрешностях пользователям представляется преждевременным. Для уточнения этих данных потребуется дополнительная работа, для выполнения которой достаточно распологать данными о погрешностях в групповой форме. **Файлы погрешностей в РОСФОНД не включаются.**

8. Валидация нейтронных данных по интегральным экспериментам.

8.1. Валидация по критическим экспериментам.

В работе[30] был осуществлен отбор достаточно детально описанных критических экспериментов с растворами высокообогащенного урана с концентрацией от 10 до 700 грамм на литр и выполнена оценка погрешностей их результатов и корреляций между ними. Позже этот набор был дополнен[31] критическими экспериментами с

[30] Ivanova T.T. at al. Nucl. Sci .and Eng. **145**, 97 (2003).
[31] Иванова Т.Т. Оценка погрешностей расчетного предсказания критических систем с высокообогащенным ураном. Канд. диссертация, Обнинск, ФЭИ, 2004г.

металлическими активными зонами из высокообогащенного урана с водяным или полиэтиленовым отражателем или без отражателя. Описания всех экспериментов были взяты из Международного Справочника по ядерной безопасности[32]. В таблице 9 приводится перечень всех этих экспериментов с указанием страны и лаборатории, в которой выполнялся каждый из них. Идентификация экспериментов соответствует упомянутому Справочнику. Из всех растворных экспериментов, описания которых содержатся в справочнике, для валидации нейтронных данных урана-235 были отобраны лишь эксперименты с односвязными гомогенными активными зонами с водяным или полиэтиленовым отражателем или без отражателя. Анализ данных показал[25], что подавляющее большинство экспериментов, выполнявшихся с растворами, отравленными бором или гадолинием, содержат неидентифицированные погрешности, значительно (в четыре-шесть раз) превышающие погрешности экспериментов без поглотителей. Поэтому эксперименты с отравленными растворами не были рекомендованы для валидации.

Погрешности экспериментальных значений коэффициентов размножения были оценены, прежде всего из анализа вкладов тех составляющих погрешностей, которые содержались в описаниях экспериментов, а затем корректировались для устранения противоречий, порой имевшихся в оценках в оценках этих составляющих, и для учета составляющих погрешностей, не упомянутых в описаниях отдельных экспериментов.

К экспериментальной погрешности k-eff добавлялась погрешность, обусловленная неточностью знания нейтронных данных водорода, кислорода, фтора, азота и конструкционных материалов баков, из которых изготавливались критические сборки. Суммарная погрешность оценивалась как корень квадратный из суммы квадратов независящих составляющих погрешностей. Полные погрешности приведены в таблице 9 в скобках вслед за экспериментальными составляющими этих погрешностей. В следующем столбце приводятся расчетно-экспериментальные расхождения, также в процентах.

Расчеты k-eff выполнялись методом Монте-Карло по программе MMKKENO[33] в 299-групповом приближении БНАБ по константам, полученным из файла данных РОСФОНД. Статистическая погрешность результатов расчета не превышала 0.1%. Подготовка 299-групповых констант БНАБ к расчету проводилась с помощью комплекса CONSYST[34]. Расчеты проводились также и по программе MCNP с детальным слежением за энергией нейтронов при розыгрыше нейтронных траекторий. При расчетах растворных систем статистически значимых расхождений между результатами этих расчетов обнаружено не было. Однако коэффициенты размножения металлических систем с жестким спектром при расчетах в 299-группловом приближении оказались завышенными на 0.2% за счет того, что в комплексе CONSYST не учитывалась зависимость спектра нейтронов деления от энергии нейтронов, вызывающих эти деления (см. раздел 4.2). Результаты, полученные по программе MCNP для металлических систем приводятся в таблице 9 в скобках. Заметим, что эти результаты с точностью до статистических погрешностей (менее 0.1%) совпадают с расчетами по программе MMKKENO с 299-групповыми константами, по файлу данных ENDF/B-VI(Rev.5), в котором не производилась корректировка сечения деления в области высоких энергий (см. раздел 3.2).

---

[32] International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments. NEA Nucl. Sci. Committee, Sept. 2004 Ed.
[33] Ссылка на MMKKENO
[34] Ссылка на CONSYST

Таблица 9. Валидация нейтронных данных урана-235 по критическим экспериментам.

Растворные размножающие системы					
№	Идентификатор Международного Справочника	Конц. топлива (гU/л)	Погр. k-eff, %	Расчетно-эксп. расхождение	Год
	Рокки Флэтс, США. Цилиндры без отражателя				
1	HEU-SOL-THERM-001-001	145.68	0.43 (0.61)	0.998	1976- 1977
2	HEU-SOL-THERM-001-002	346.73	0.59 (0.74)	0.993	
3	HEU-SOL-THERM-001-003	142.92	0.41 (0.59)	1.003	
4	HEU-SOL-THERM-001-004	357.71	0.59 (0.74)	0.997	
5	HEU-SOL-THERM-001-005	54.89	0.42 (0.56)	0.999	
6	HEU-SOL-THERM-001-006	59.65	0.42 (0.57)	1.001	
7	HEU-SOL-THERM-001-007	137.4	0.41 (0.60)	0.998	
8	HEU-SOL-THERM-001-008	145.68	0.43 (0.61)	0.997	
9	HEU-SOL-THERM-001-009	357.71	0.59 (0.74)	0.995	
10	HEU-SOL-THERM-001-010	63.95	0.43 (0.57)	0.993	
	Ок- Ридж, США. Сферы с отражателями и без них				
11	HEU-SOL-THERM-009-001	696.42	0.43 (0.58)	1.000	1954
12	HEU-SOL-THERM-009-002	543.05	0.38 (0.55)	1.000	
13	HEU-SOL-THERM-009-003	348.84	0.32 (0.52)	1.002	
14	HEU-SOL-THERM-009-004	213.19	0.28 (0.50)	0.996	
15	HEU-SOL-THERM-010-001	102.06	0.23 (0.46)	0.999	1950-1960
16	HEU-SOL-THERM-010-002	103.8	0.23 (0.45)	1.000	
17	HEU-SOL-THERM-010-003	109.42	0.23 (0.46)	0.999	
18	HEU-SOL-THERM-010-004	111.52	0.23 (0.46)	0.996	
19	HEU-SOL-THERM-011-001	53.017	0.24 (0.43)	1.006	1954- 1957
20	HEU-SOL-THERM-011-002	52.109	0.24 (0.43)	1.002	
21	HEU-SOL-THERM-012-001	22.0	0.26 (0.40)	1.001	1958
22	HEU-SOL-THERM-013-001	20.12	0.30 (0.42)	0.997	1958
23	HEU-SOL-THERM-032-001	109.6	0.30 (0.42)	0.999	1950-60
	Ок-Ридж, США. Цилиндры без отражателя				
24	HEU-SOL-THERM-043-001	134.41	0.24 (0.49)	0.996	1957-1963
25	HEU-SOL-THERM-043-002	25.132	0.28 (0.42)	1.006	
26	HEU-SOL-THERM-043-003	19.992	0.29 (0.41)	1.000	
27	HEU-SOL-THERM-042-001	17.31	0.41(0.50)	0.996	1950- 1960
28	HEU-SOL-THERM-042-002	17.02	0.38(0.48)	0.996	
29	HEU-SOL-THERM-042-003	15.27	0.32 (0.44)	1.000	
30	HEU-SOL-THERM-042-004	14.60	0.36 (0.47)	1.001	
31	HEU-SOL-THERM-042-005	14.06	0.36 (0.47)	0.999	
32	HEU-SOL-THERM-042-006	14.30	0.40 (0.50)	1.000	
33	HEU-SOL-THERM-042-007	13.96	0.38 (0.49)	1.000	
34	HEU-SOL-THERM-042-008	13.61	0.37 (0.48)	1.001	
	ФЭИ, Россия. Цилиндры с отражателем				
35	HEU-SOL-THERM-027-001	136	0.41 (0.59)	0.996	1961-63
36	HEU-SOL-THERM-028-001	76	0.23 (0.44)	0.994	1961- 1963
37	HEU-SOL-THERM-028-003	76	0.26 (0.46)	0.995	
38	HEU-SOL-THERM-028-005	76	0.32 (0.50)	0.992	
39	HEU-SOL-THERM-028-007	76	0.38 (0.53)	0.995	
40	HEU-SOL-THERM-028-009	76	0.36 (0.55)	0.992	
41	HEU-SOL-THERM-028-011	286	0.39 (0.57)	0.994	
42	HEU-SOL-THERM-028-013	286	0.47 (0.63)	0.994	
43	HEU-SOL-THERM-028-015	286	0.52 (0.66)	1.000	
44	HEU-SOL-THERM-028-017	286	0.55 (0.68)	0.992	
45	HEU-SOL-THERM-029-001	286	0.55 (0.68)	0.997	1961-63
46	HEU-SOL-THERM-030-001	76	0.39 (0.54)	0.996	1961-63

Растворные размножающие системы					
№	Идентификатор Международного Справочника	Конц. топлива (гU/л)	Погр. k-eff, %	Расчетно-эксп. расхождение	Год
47	HEU-SOL-THERM-030-004	289	0.54 (0.67)	0.996	
48	HEU-SOL-THERM-035-001	37.51	0.31(0.43)	0.999	1961-63
49	HEU-SOL-THERM-035-005	74.87	0.32 (0.47)	0.998	
50	HEU-SOL-THERM-035-007	152.3	0.33 (0.49)	1.000	
51	HEU-SOL-THERM-025-001	51.2	0.27 (0.44)	0.999	1987
52	HEU-SOL-THERM-025-002	51.2	0.27 (0.44)	0.999	
53	HEU-SOL-THERM-025-004	53.3	0.29 (0.46)	0.999	
54	HEU-SOL-THERM-025-005	77.2	0.32 (0.49)	1.000	
55	HEU-SOL-THERM-019-001	447.3	0.41 (0.59)	0.996	1987
Металлические сферы с водородсодержащими отражателями и без отражателя.					
№	Идентификатор Международного Справочника	Отража-тель	Погр. k-eff, %	Расчетно-эксп. расхождение	Год
Лос-Аламос, США					
56	HEU-MET-FAST-001-001	Без отр.	0.14 (0.15)		1950
57	HEU-MET-FAST-004-001	Вод.отр.	0.51 (0.54)		1976
ВНИИЭФ, Россия.					
60	HEU-MET-FAST-018-001	Без отр.	0.17 (0.19)		1962
61	HEU-MET-FAST-020-001	Полиэт.отр.	0.30 (0.31)		
62	HEU-MET-FAST-031-001	Полиэт.отр. и вставка	0.60 (0.61)		
ВНИИТФ, Россия.					
58	HEU-MET-FAST-008-001	Без отр.	0.19 (0.20)		1982-95
59	HEU-MET-FAST-011-001	Полиэт.отр.	0.18 (0.21)		1986-95

Валидацию можно считать успешной, если расчетно-экспериментальные расхождения в среднем совпадают с оцененными полными экспериментальными погрешностями. На рис. 51 показана зависимость расчетно-экспериментальных расхождений от концентрации урана в растворе.

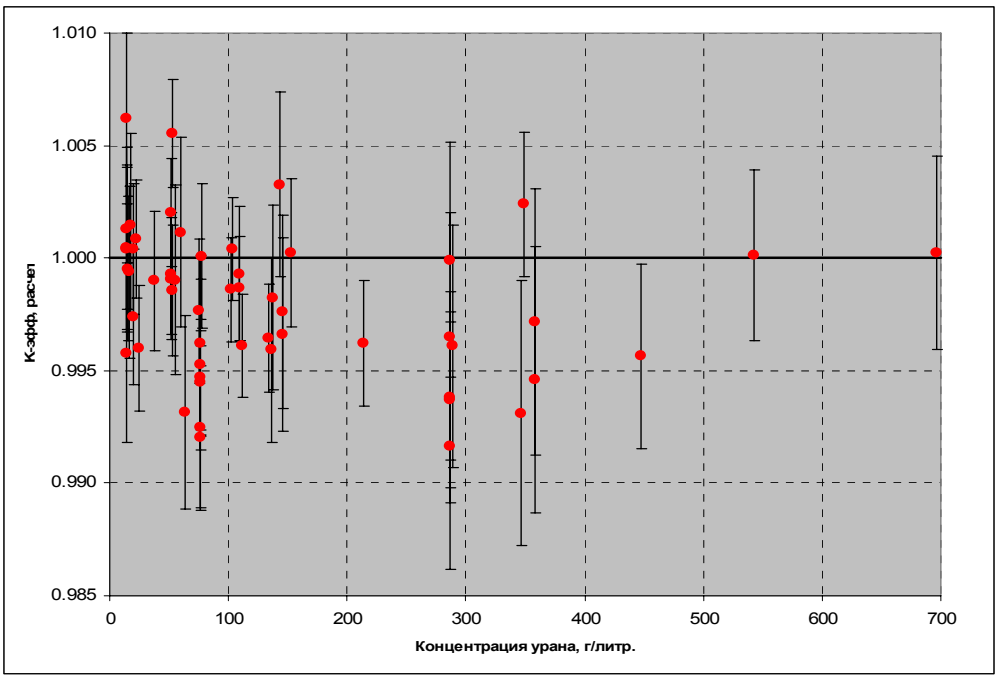


Рис.51. Расчетно-экспериментальнын расхождения в зависимости от концентрации высокообогащенного урана

Качественное согласие между расчетными и экспериментальными данными очевидно. Количественным критерием может служить величина $\chi^2 = \sum_{n=1}^{59}\sum_{m=1}^{59} \Delta k_n w_{n,m}^{-1} \Delta k_m$, где $\mathbf{\Delta k}_m$ – приведенное в таблице 9 расчетно-экспериментальное расхождение, а $w_{n,m}^{-1}$ - элементы матрицы, обратной ковариационной матрице погрешностей $w_{n,m} = \delta k_n \rho_{n,m} \delta k_m$. В последнем выражении δk_n - полные погрешности экспериментальных данных, приведенные в таблице 9 в скобках, а $\rho_{n,m}$ - коэффициенты корреляции между ними. Расчеты привели к значению критерия согласия $\chi^2 = 1.05$ при ожидаемом значении 1±0.08, что свидетельствует о прекрасном подтверждении принятых нейтронных данных результатами критических экспериментов. В то же время необходимо отметить, что в использовавшемся для верификации наборе критических экспериментов отсутствуют системы с концентрацией урана порядка нескольких килограммов на литр, с которыми приходится иметь дело при переработке ядерного топлива (влажные порошки оксидов урана). Эти системы обладают повышенной чувствительностью к нейтронным сечениям урана в жесткой резонансной области, где, как отмечено в разделе 2.1.7, надежность принятых нейтронных данных (особенно сечения захвата) невысока. На рис. 52 и 53 приводятся зависимости чувствительностей коэффициента размножения к сечениям деления и захвата урана-235 от концентрации высокообогащенного урана в водном растворе уранил-нитрата. Чувствительности приведены для четырех энергетических групп: 1-я группа – нейтроны, способные делить урпан-238 – с энергией выше 1.4 МэВ; 2-я группа – нейтроны с энергиями, при которых существенно неупругое рассеяние (0.1 - 1.4 МэВ); 3-я группа – область неразрешенных резонансов (1 – 100 кэВ); 4-я группа – область разрешенных резонансов (0.46 эВ – 1 кэВ); 5-я группа – тепловая (ниже 0.46 эВ). Данные взяты из работы[26]. Точками показаны коэффициенты чувствительности для рассмотренных экспериментальных критических конфигураций; кривыми – для сферических критических систем с толстым водяным отражателем. Коэффициенты чувствительности представляют собой отношения

$$C_g = \frac{\delta k(\delta\sigma)/k}{\delta\sigma/\sigma},$$

где $\delta k(\delta\sigma)$ - изменение коэффициента размножения k при увеличении сечения σ на $\delta\sigma$.

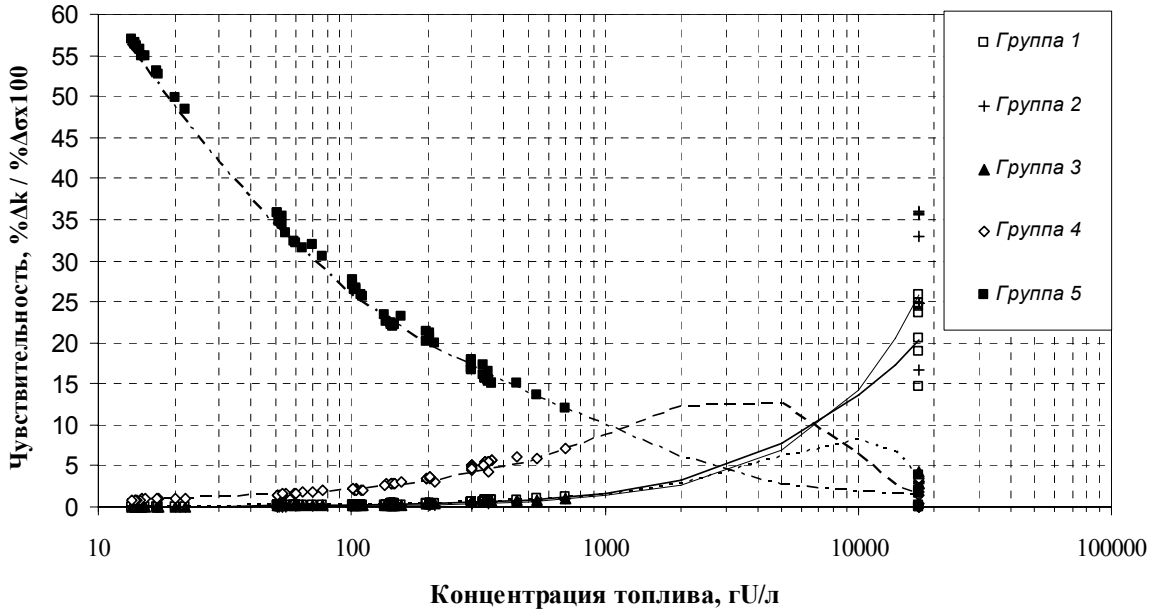


Рис.52. Зависимости коэффициентов чувствительности к сечению деления урана-235 от его концентрации в растворе.

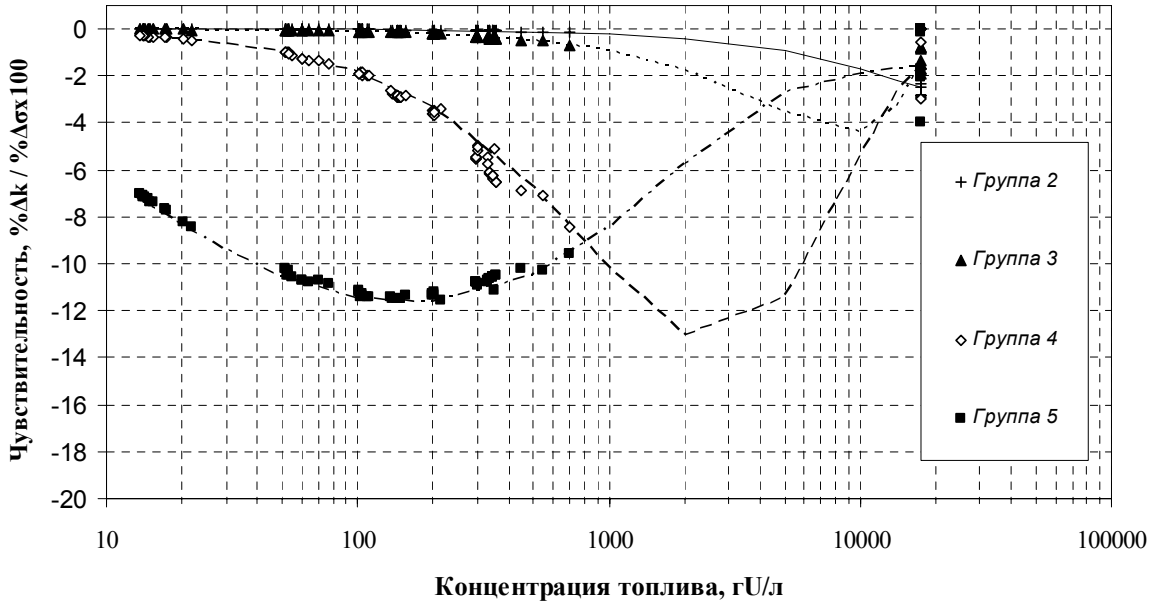


Рис.52. Зависимости коэффициентов чувствительности к сечению захвата урана-235 от его концентрации в растворе.

Существенное увеличение коэффициента чувствительности к сечениям захвата в резонансной области при рассмотрении систем с концентрациями порядк килограмм урана-235 на литр – очевидно. При анализе ядерной безопасности подобных систем следует предусматривать большие запасы на возможные расчетные погрешности в оценке коэффициента размножения.

8.2. Валидация величины “альфа” по экспериментам на реакторе БН-350.

Из материалов раздела 3.3 видно, что и оцененные и экспериментальные данные о сечении захвата быстрых нейтронов и его отношения к сечению деления (величине

“альфа”) из различных источников существенно различаются. Целесообразно провести валидацию принятых сечений захвата и деления по результатам уникальных экспериментов по измерению величины “альфа” в различных частях активной зоны быстрого энергетического реактора БН-350. Было выполнено два измерения – в центральной части активной зоны – зоне малого обогащения (ЗМО) и в периферийной части активной зоны – зоне большого обогащения (ЗБО). Изменение изотопного состава урана в облучавшихся образцах (в частности, накопление ^{236}U) определялось как с помощью масс-спектрометра, так и с помощью альфа-спектрометра. Глубина выгорания определялась также двумя методиками – по накопившемуся 137Cs и по изменению веса урана после очистки от продуктов деления. В качестве образцов использовался как материал штатных твелов. В ЗМО испольовались также образцы высокообогащенного (95%) урана, облучавшихся в капиллярах, вставленных в межтвельные зазоры. Приводимые ниже результаты получены усреднением многих измерений[35]. Расчеты выполнялись для бенчмарк-модели эксперимента, описанной в цитированной работе.

Получены следующие результаты:

ЗМО: эксперимент - 0.284±0.008;
расчет – 0.281 (-1.0±2.8%).

ЗБО: эксперимент - 0.241±0.010;
расчет – 0.259 (+7.5±3.5%).

Как видно, прекрасное согласие расчета с экспериментом в ЗМО несколько контрастирует с заметным расхождением в ЗБО. Однако и это расхождение превышает экспериментальную погрешность лишь вдвое. Среднее по двум экспериментам отношение расчетного значения “альфа” к измеренному оказывается равным 1.02±0.2. Таким образом, результаты интегрального эксперимента на БН-350 подтверждают принятые оцененные нейтронные данные для урана-235.

9. Заключение

9.1. Вывод. В РОСФОНД предлагается принять сформированную в процессе настоящего обзора модификацию файла данных из ENDF/B-VII.b2

9.2 <u>Автор обоснования выбора оцененных нейтронных данных</u>

Николаев М.Н.

<u>Содержание файла</u>

<u>MF=1.</u>

MT=451 – текстовое описание.

Прежде всего отмечаются отличия принятых нейтронных данных от ENDF/B-VII.b2:

1. Номер материала изменен на MAT=9235.
2. В MF=1, MT=452 определены параметры 8 групп запаздывающих нейтронов из JEFF-3.1.
3. Данные о выходе мгновенных нейтронов деления MT=456 удалены как избыточные.
4. Сечения возбуждения 23-го, 24-го и and 25-го уровней просуммированы и сумма рассматривается как сечение возбуждения одного уровня (MT=73). Более высоколежащие уровни перенумерованы.

[35] Гончаров Р. К. и др. Оцененные результаты измерений отношений средних нейтронных сечений топливных ну кклидов в реакторе БН-350. Атомная Энергия, т.70. вып.2, с. 123, 1991.

5. Включены сечения реакций(n,p) and (n,alfa) из EAF-99.
6. Сечение неупругих взаимодействий пересчитано как сумма парциальных.
7. Сечение упругого рассеяния получено как разность между полным и сечением неупругих взаимодействий.
8. Спектры запаздывающих нейтронов определяются для 8 групп.
9. Спектры фотонов, рождаемых при неупугом рассеянии определяются файлом MF=12 для MT=4 и MT=51 – 74.
10. Угловые распределения фотонов образуемых при неупругом рассеянии описываются в файле MF=14 для MT=4 и MT=51 -74 (все изотропные).
11. Файл MF=31 опущен.

Далее помещен пространный комментарий к оцененным данным из ENDF/B-VII.b2.

MT=452 – энергетическая зависимость полного выхода вторичных нейтронов при делении.

MT=455 - постоянные распада и выхода 8-ми групп запаздывающих нейтронов.

MT=458 – данные об энерговыделении при делении.

MF=2 – резонансные параметры.

MT=151 – параметры разрешенных резонансов до 2.25 кэВ и средние резонансные параметры, рекомендуемые для описания структуры сечений до 25 кэВ.

MF=3 – сечения нейтронных реакций.

MT=1 – полное сечение.
MT=1 – сечение упругого рассеяния.
MT=1 – сечение неупругих взаимодействий.
MT=1 – полное сечение неупругого рассеяния.
MT=16 – сечение реакции (n,2n).
MT=17 – сечение реакции (n,3n).
MT=18 – полное сечение деления.
MT=19 – сечение реакции (n,f).
MT=20 – сечение реакции (n,nf).
MT=21 – сечение реакции (n, 2nf).
MT=37 – сечение реакции (n,4n).
MT=38 – сечение реакции (n, 3nf).
MT=51 - 82 – сечения неупругого рассеяния с возбуждением дискретных уровней ядра-мишени.
MT=91 – сечение неупругого рассеяния с возбуждением континуума уровней ядра-мишени.
MT=102 – сечение радиационного захвата.
MT=103 – сечение реакции (n,p).
MT=107 – сечение реакции (n, α).

MF=4 – угловые распределения вторичных нейтронов.

MT=2 – упругое рассеяние.
MT=18 – деление.
MT=51 – 82 – неупругое рассеяние с возбуждением дискретных уровней.

MF=5 – Энергетические спектры вторичных нейтронов.

MT=18 – спектры мгновенных нейтронов деления
MT=455 – спектры 8 групп запаздывающих нейтронов.

MF=6 – энерго-угловые распределения вторичных нейтронов.

MT=16 – нейтроны реакции (n,2n).
MT=17 – нейтроны реакции (n,3n).
MT=37 - нейтроны реакции (n,4n).
MT=91 – нейтроны неупруго рассеянные с возбуждением континуума уровней.

MF=8 – выходы продуктов деления

MT=454 – независимые.
MT=459 – кумулятивные.

. MF=12 – множественность испускания фотонов

MT=4 – испускание дискретных линий при неупругом рассеянии нейтронов с энергиями от 0.5 МэВ до 1.09МэВ.
MT=18 – испускание фотонов непрерывного спектра при делении
MT=51 – 73 – испускание дискретных линий при неупругом рассеянии с возбуждением уровней, лежащих ниже 0.5 МэВ.
MT=102 – испускание фотонов непрерывного спектра при радиационном захвате.

MF=13 – сечения образования фотонов.

MT=18 – при делении.
MT=102 – при радиационном захвате нейтронов с энергией ниже 1.09 МэВ.

MF=14 – угловые распределения фотонов.

MT=3 – при неупругих взаимодействиях.
MT=4 – принеупругом рассеянии.
MT=18 – при делении.
MT=51 -74 – при неупругом рассеянии с возбуждением уровней с энергией ниже 0.5МэВ.
MT=102 – при радиационном захвате.

MF=15– энергетические спектры фотонов

MT=3 – при неупругих взаимодействиях.
MT=18 – при делении.
MT=102 – при радиационном захвате.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица 8. 30-групповая ковариационная матрица погрешностей сечения деления

	Un.,%	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27-30
1	0.8	100																										
2	1.0	72	100																									
3	1.0	82	82	100																								
4	1.3	84	80	94	100																							
5	2.0	83	80	90	96	100																						
6	1.8	81	77	89	91	92	100																					
7	1.8	79	76	87	89	89	88	100																				
8	1.5	74	71	82	84	85	82	82	100																			
9	3.0									100																		
10	3.0									91	100																	
11	3.7									69	92	100																
12	5.0									80	93	92	100															
13	5.3									75	88	88	98	100														
14	5.8									68	82	82	93	98	100													
15	3.2									46	68	76	56	52	47	100												
16	3.1									47	68	77	56	54	49	92	100											
17	3.1									47	68	76	56	52	49	89	92	100										
18	3.1									47	68	77	56	54	49	91	92	93	100									
19	2.8									43	62	69	51	49	43	81	82	82	85	100								
20	2.6									38	55	62	46	43	40	73	74	74	75	83	100							
21	2.6									37	54	61	44	41	37	70	72	72	73	81	86	100						
22	2.2									30	41	47	34	33	30	56	56	56	56	63	68	68	100					
23	2.2									30	43	49	36	34	31	56	57	57	57	64	68	68	82	100				
24	1.2									23	33	37	27	25	23	43	43	43	43	49	52	52	62	62	100			
25	1.2																								21	100		
26	0.6																								21	75	100	
27-30	0.3																								21	50	70	100

Таблица 9. 30-групповая ковариационная матрица погрешностей сечения захвата

	Un.,%	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27-30
1	50	100																										
2	50		100																									
3	50			100																								
4	20				100																							
5	12					100																						
6	12					100	100																					
7	9.7					79	79	100																				
8	9.3					73	73	79	100																			
9	8.9					66	66	73	77	100																		
10	8.5					55	55	65	70	81	100																	
11	8.3					49	49	53	62	74	81	100																
12	7.8					26	26	26	26	34	54	73	100															
13	7.4									8	35	55	74	100														
14	7.4									8	17	45	71	74	100													
15	8.0															100												
16	7.8															81	100											
17	9.6															64	68	100										
18	10.3															37	38	43	100									
19	12.8															23	25	20	86	100								
20	12.8															23	25	20	83	88	100							
21	12.7															23	25	20	83	87	87	100						
22	13.0															23	23	20	82	86	86	88	100					
23	12.6															23	25	20	85	88	88	89	93	100				
24	6.9															23	25	20	82	86	86	86	85	87	100			
25	**1.5**																								11	100		
26	**1.5**																								11	11	100	
27-	**1.5**																								11	11	11	100

30																												

Таблица 10. 30-групповая ковариационная матрица погрешностей ν

	Un.,%	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27-30
1	1.6	100																										
2	0.8	97	100																									
3	0.6	90	98	100																								
4	0.5	77	90	97	100																							
5	0.4	58	76	87	97	100																						
6	0.4	41	62	77	90	98	100																					
7	0.4	30	52	68	84	95	99	100																				
8	0.4	23	46	63	80	93	98	100	100																			
9	0.7	14	29	38	47	54	57	57	57	100																		
10	0.7	14	29	38	47	54	57	57	57	33	100																	
11	0.7	14	29	38	47	54	57	57	57	33	33	100																
12	0.7	14	29	38	47	54	57	57	57	33	33	33	100															
13	0.7	14	29	38	47	54	57	57	57	33	33	33	33	100														
14	0.7	14	29	38	47	54	57	57	57	33	33	33	33	33	100													
15	0.7	14	29	38	47	54	57	57	57	33	33	33	33	33	33	100												
16	0.7	14	29	38	47	54	57	57	57	33	33	33	33	33	33	33	100											
17	0.7	14	29	38	47	54	57	57	57	33	33	33	33	33	33	33	33	100										
18	0.7	14	29	38	47	54	57	57	57	33	33	33	33	33	33	33	33	33	100									
19	0.7	14	29	38	47	54	57	57	57	33	33	33	33	33	33	33	33	33	33	100								
20	0.7	14	29	38	47	54	57	57	57	33	33	33	33	33	33	33	33	33	33	33	100							
21	0.7	14	29	38	47	54	57	57	57	33	33	33	33	33	33	33	33	33	33	33	33	100						
22	0.7	14	29	38	47	54	57	57	57	33	33	33	33	33	33	33	33	33	33	33	33	33	100					
23	0.7	14	29	38	47	54	57	57	57	33	33	33	33	33	33	33	33	33	33	33	33	33	33	100				
24	0.7	14	29	38	47	54	57	57	57	33	33	33	33	33	33	33	33	33	33	33	33	33	33	33	100			
25	0.4	17	40	58	76	90	97	99	100	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57	100		
26	0.4	17	40	58	76	90	97	99	100	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57	100	100	
27-30	0.4	17	40	58	76	90	97	99	100	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57	100	100	100

Таблица 11. 30-групповая ковариационная матрица погрешностей сечения неупругого рассеяния

	Un.,%	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	20	100									
2	20	0	100								
3	20	0	0	100							
4	20	0	0	0	100						
5	20	0	0	0	0	100					
6	20	0	0	0	0	0	100				
7	20	0	0	0	0	69	100	100			
8	20	0	0	0	0	50	69	100	100		
9	20	0	0	0	0	50	69	69	85	100	
10	20	0	0	0	0	0	50	50	50	69	100
11	20	0	0	0	0	0	50	50	50	69	69

92.5. Уран-236

Радиоактивен. ($T_{1/2}$=2.342*10^7 лет). Испытывает альфа-распад в торий-232.
В современных библиотеках содержатся следующие оценки нейтронных данных для урана-236.

ФОНД-2.2 – оценка F.M. Mann, R.E. Schenter,1989
БРОНД-2.2 – Коньшин, Сухоручкин, Клепацкий, 1989
ENDF/B-VII.b2 – Young, Chadwik, MacFarlain at al, 2005
JENDL-3.3 - T.Yoshida, 1988
JEFF-3.1 – Lopez Juminez, Morillon, Romain, 2005

Из двух оценок, датируемых 2005 г., ENDF/B-VII.b2 имеет то преимущество, что в ей описывается область неразрешенных резонансов. Параметры разрешенных резонансов приняты, как описано в заголовочной секции файла, в соответствии с оценкой Манна и Шентера 1989 г. Новых экспериментальных с тех пор, насколько нам известно, не публиковалось. Эта же оценка принята и в ФОНД-2.2. Несколько странным представляется деление резонансов на две группы – s- и p-резонансы, причем всем p-резонансам приписан спин J=1/2. В JEFF-3.1 и JENDL-3.3 на основе на 12 лет более ранней оценки все эти резонансы рассматриваются как s-резонансы.

Заключение

В РОСФОНД целесообразно принять файл оцененных данных из ENDF/B-VII.b2, включив в него данные по запаздывающим нейтронам из JEFF-3.1. Спектры запаздывающих нейтронов принять такими же, как для урана-235. Полное число нейтронов деления получить как сумму мгновенных и запаздывающих. Область рассматриваемых энергий сократить до 20 МэВ. Включит данные по выходам продуктов деления из JEFF-3.1 (оценка Миллза 2005 г.).

В нижеследующей таблице сравниваются сечения, усредненные по стандартным спектрам (процедурой INTER). Как видно, расхождения в оцененных сечениях невелики.

		Total	Elastic	Inelastic	Fission	Capture	(n,2n)
0.0253 эВ	ENDF/B-VII.b2				0.047	5.13	
	ФОНД-2.2				0.047	5.13	
	JEFF-3.1				0.0613	5.295	
	JENDL-3.3				0.0613	5.295	
	Мухабхаб				0.07	5.11±0.21	
Резонансный интеграл	ENDF/B-VII.b2				7.77	338	
	ФОНД-2.2				7.77	338	
	JEFF-3.1	13.69	8.337		7.72	346	
	JENDL-3.3	13.69	8.337		7.77	345	
	Мухабхаб				7.8±1.6	360±15	
Спектр деления ^{235}U	ENDF/B-VII.b2	7.63	4.60	2.35	0.576	0.0925	0.0082
	ФОНД-2.2	7.538	4.316	2.550	0.574	0.089	0.010
	JEFF-3.1	7.694	4.824	2.190	0.595	0.076	0.009
	JENDL-3.3	7.700	4.767	2.231	0.586	0.107	0.010
14 МэВ	ENDF/B-	5.79	2.75	0.563	1.61	0. 0021	0.718

	VII.b2						
	ФОНД-2.2	5.825	2.500	0.595	1.628	0.002	0.550
	JEFF-3.1	5.851	2.772	0.459	1.626	0.003	0.817
	JENDL-3.3	5.753	2.757	0.326	1.659	0.001	0.487

Автор рекомендации

Николаев М.Н.

92.6. Уран-237

Радиоактивен. ($T_{1/2}$=6.75д). Испытывает бета-распад в нептуний-237.
В современных библиотеках содержатся следующие оценки нейтронных данных для урана-236.

ФОНД-2.2 – оценка T.Nakagawa, 1993. Область разрешенных резонансов – до 200 эВ содержит 48 резонансов; область неразрешенных резонансов – до 30 кэВ.

ENDF/B-VII.b2 – P.G.Young, M.B.Chadwick, 2005. Область разрешенных резонансов – до 102.5 эВ содержит 19 резонансов; область неразрешенных резонансов – до 10 кэВ.

JENDL-3.3 - оценка T.Nakagawa, 1993, как и в ФОНД-2.2

JEFF-3.1 – Lopez Juminez, Morillon, Romain, 2005. В резонансной области – оценка T.Nakagawa, 1993. Вне резонансной области оценка P.G.Young, M.B.Chadwick.

Заключение

В РОСФОНД целесообразно принять оценку JEFF-3.1. Дополнить ее данными о выходах продуктов деления из ENDF/B-VI. Спектры запаздывающих нейтронов принять такими же, как для урана-235. Ограничить рассматриваемую область 20 МэВ.

Автор рекомендации

Николаев М.Н.

92.7.Уран-238

1.Общие характеристики

1.1. Вводные замечания

При выборе оцененных нейтронных данных для библиотеки РОСФОНД рассматривались следующие оценки:

1. Оценка М. Н. Николаева и др.1978 – 79 г.г., принятая в ФОНД-2.2.
2. Оценка Т. Накагава и др. 1987 – 2000 г.г., принятая в JENDJ-3.3.

3. Оценка Янга, Дерриена и др. 2004 -2005 г.г., принятая в ENDF/B-VII.b2[36].
4. Оценка В.М. Маслова и др., 2001г. (в области разрешенных резонансов совпадающая с JENDL-3.3).
5. Оценка Лопец-Джименеза и др. 2005 г., принятая в JEFF-3.1, в области разрешенных резонансов совпадающая с ENDF/B-VII.b2).

Кроме того, рассмотрена оценка Саблета и др. для библиотеки EAF-99, содержащая данные о сечениях реакций (n,p) и (n,α), отсутствующие в других оценках.

1.2. Z=92

1.3. A[37]= 2.380508E+02
1.4. Aw[1]= 2.360058E+02
1.5. Содержание в естественной смеси: 99.28 ат%;
99.289 вес%
1.6. Перечень нейтронных реакций[38]

MT	Реакция	Q[1], МэВ	$E_{порог.}$, МэВ	Ядро-продукт*)
16	(n,2n)	-6.154244	6.180320	^{234}U
17	(n,3n)	-11.280011	11.327807	^{233}U
37	(n,4n)	-17.825459	17.900989	^{232}U
19*)	(n,f_1)	**198.06** (ENDF/B-VII.b2) **195.16** (JENDL-3.3) **200.00** (Маслов) **197.31**(JEFF-3.1)		FP+n+γ
20*)	$(n,n'f_2)$		От 2 до 5	FP+n+γ
21*)	$(n,2nf_3)$		От 9 до 10	FP+n+γ
38*)	$(n,3nf_4)$		От 14 до16.5	FP+n+γ
102	(n,γ)	4.806382		^{236}U
103	(n,p)	-2.677653	2.688999	^{235}Pa
107	(n,α)	8.700000		^{232}Th

*) Энергия реакции деления всеми оценщиками принимается одинаковой для всех путей деления, но различной по величине. Пороги реакций (n,n'f),(n,2nf),(n,3nf) – эффективные. Все эти процессы энергетически возможны при любых энергиях выше порога неупругого рассеяния и реакций (n,2n) и (n,3n) соответственно.

1.7. Радиоактивность:

Период полураспада: $7.038*10^8$ лет.

Вероятность альфа-распада: 0.9999455

[36] С уточнениями 2006 г. – так называемая версия ENDF/B-VII beta2.
[37] G.Audi, A.H.Wapstra and C.Thibault , Nucl. Phys. A729, p. 337-676, December 22, 2003.
[38] В рассматриваемой области энергий возможны и иные реакции с вылетом заряженных частиц- (n,d), (n,t), (n,^{3}He) и др. - в том числе и экзоэнергетические,-(n,2α), (n,nα), - сечения которых, однако, весьма малы и в файле оцененных данных не приводятся.

Вероятность спонтанного деления: $5.45*10^{-5}$

Энергия распада Q_α= 4.26975МэВ.

Тепловая и резонансная области: (MF=2)

2.1. Тепловая область.

Сечения в тепловой области во всех рассматриваемых оценках определяются резонансными параметрами. Сечения радиационного захвата и упругого рассеяния при 0.0253 эВ в разных оценках принимает следующее значение:

ФОНД-2.2: $\sigma_c = 2.710$ барна; $\sigma_t = 11.61$ барна

JENDL-3.3: $\sigma_c = 2.721$ барна; $\sigma_t = 12.10$ барна

JEFF-3.1: $\sigma_c =$ **2.67** барна; $\sigma_t =$ **12.17** барна

ENDF/B-VII.b2: $\sigma_c = 2.683$барна; $\sigma_t = 11.98$ барна.

В оценке Маслова – как в JENDL-3.3.

Согласно рекомендациям Мухабхаба[39] – 2.680±0.019. Точно такое же значение и погрешность получены в эксперименте Пёница[40].

В рамках координационной исследовательской программы МАГАТЭ в 2005 г. была выполненная совместная согласованная оценка многих фундаментальных нейтронных данных, используемых в качестве стандартов. Для сечения захвата урана-238 этой группой получено значение 2. 677±0.012барна, что согласуется с двумя последними из упомянутых оценок в пределах погрешности, но всё же несколько ниже их.

Следует отметить, что анализ зависимости расчетно-экспериментальных расхождений в критичности систем с низкообогащенным ураном от обогащения, выполненный в Японии, показал, что более низкое значение сечения захвата тепловых нейтронов ^{238}U обеспечивает лучшее согласие результатов расчета с экспериментальными данными. Представляется, что **данные ENDF/B-VII.b2 могут быть рекомендованы в РОСФОНД.** Коррекция параметров разрешенных резонансов, позволяющая снизить сечение захвата до величины, рекомендуемой координационной программой МАГАТЭ не представляется необходимой, поскольку расхождение вдвое ниже оцененной погрешности.

2.2. Область разрешенных резонансов.

Эта область простирается в ФОНД-2.2 до 4.65 кэВ для s-резонансов и до 2.15 кэВ для p-резонансов; в JENDL-3.3 (а следовательно и в оценке Маслова – до 10 кэВ); в ENDF-B-VII (а следовательно и в JEFF-3.1) – до 20 кэВ. Оценка Николаева и др., выполненная четверть века назад, в этой области энергий не конкурентноспособна, поскольку за истекшее время было выполнено несколько высокоточных измерений нейтронных сечений, легших в основу новых оценок. По существу, сравнивать следует лишь оценки ENDF/B-VII.b2[41], ENDF/B-VII.b1=JEFF-3.1 и JENDL-3.3, последняя из которых выполнена существенно раньше. Такое сравнение проводится на рис. 1 (для полного

[39] S.F.Mughabghab. Thermal Neutron Capture Cross Sections, Resonance Integrals and G-factors. INDC(NDS)-440, Feb. 2003.

[40] W.P.Poenitz,L.R.Fawcett Jr,D.L.Smith,Nucl. Sci.Eng,78,239, (1981)

[41] Описание оценки в области разрешенных резонансов см. H.Derrien, L.Leal, N.Larson and A.Courcelle. “Neutron Resonance Parameters of U-238 and the Calculated Cross Sections from the Reich-M00re Analysis of Experimental Data in the Neutron Energy Range from 0 keV to 20 keV”. ORNL/TM-2005/241. Nov. 2005.

сечения) и на рис. 2 (для сечения радиационного захвата). Сравнение проводится на уровне мультигрупповых констант, полученных из сравниваемых файлов с помощью программы NJOY. Кроме данных JENDL-3.3 приводятся также данные из оценки Маслова, которые хоть и не существенно, но все же отличаются от данных JENDL-3.3.

Как видно, в JENDL-3.3 радиационный захват выше не только в тепловой, но и в резонансной области. Резонансные интегралы равны:

ФОНД-2.2 – 274.6 барна;
JENDL-3.3 – 276.4 барна;
JEFF-3.1 – 274.7 барна;
ENDF/B-VII.b2 – 275.3 барна.

По оценке Мухабхаба[3] резонансный интеграл захвата равен 277±3 барна, чему не противоречит ни одно из перечисленных значений резонансных интегралов из библиотечных данных.

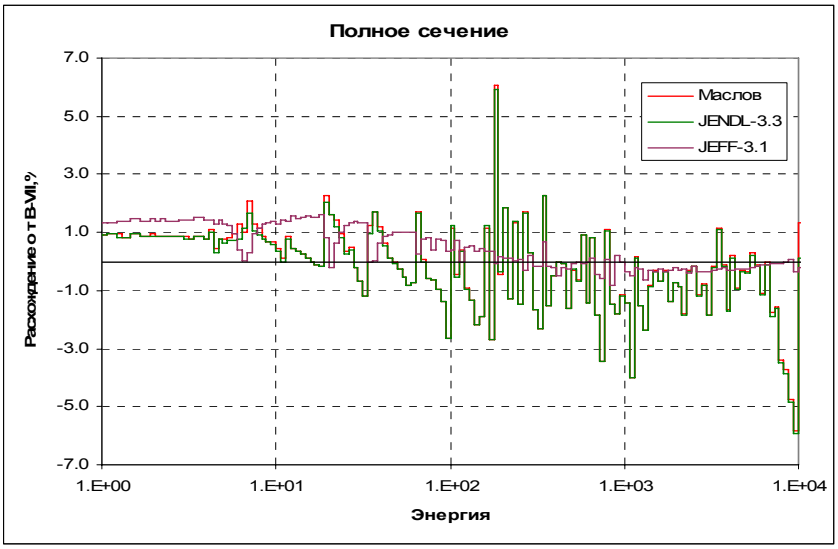


Рис. 1. Отклонения полного сечения из JENDL-3.3, JEFF-3.1 и оценки Маслова от такового из ENDF/B-VII.b2 в области разрешенных резонансов.

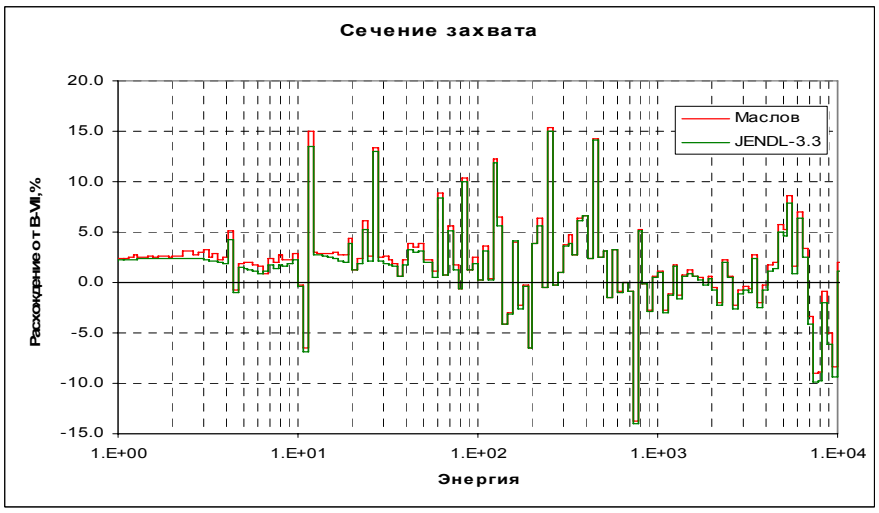


Рис. 2. Отклонения сечения захвата из JENDL-3.3 и оценки Маслова от такового из ENDF/B-VII.b2 в области разрешенных резонансов.

Поскольку оценка, принятая в ENDF/B-VII.b2 выполнена позднее и учитывала результаты ряда новых экспериментальных работ[42], и, к тому же, обеспечивает приемлемую величину сечения захвата тепловых нейтронов, включение ее в РОСФОНД представляется предпочтительным.

Рассмотрим теперь, достаточно ли хорошо были разрешены резонансы в рассматриваемой области энергии. На рис. 3 показано как изменяется число s-резонансов, приходящихся на 1 кэВ, в последовательных интервалах шириной по 1 кэВ. Пунктирными линиями показаны числа резонансов, приходящихся на 1 кэВ, усредненные по первым 10 интервалам (от 0 до 10кэв) и по следующим 10 интервалам (от 10 до 20 кэВ).

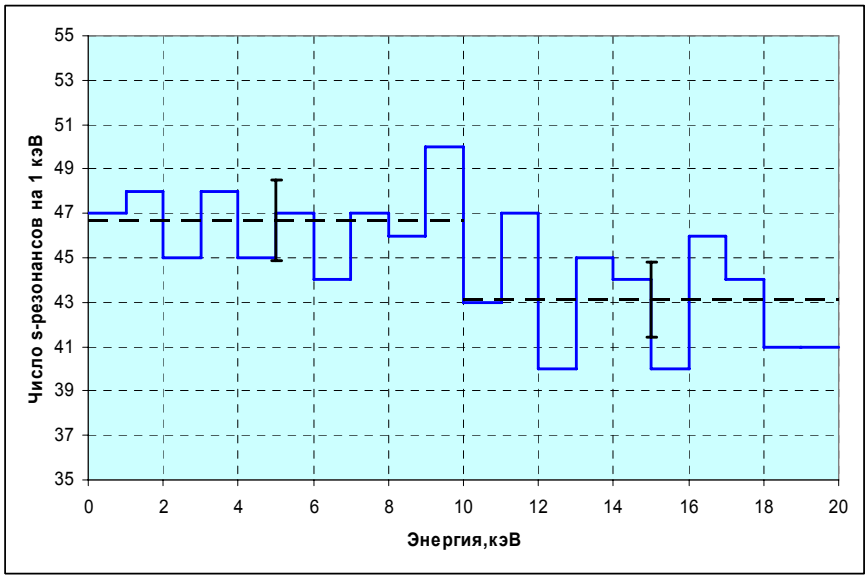


Рис.3. Энергетическая зависимость наблюдаемой плотности s-резонансов.

Как видно, плотность s-резонансов после 10 кэв несколько снижается: на первом десятке кэВ зарегистрировано 466 резонансов, на втором - 431 резонанс. Если бы резонансы были случайно разбросаны на энергетической оси среднее число резонансов на 10 кэВ, равное N≈450, имело бы погрешность $\sqrt{N}=\pm 47$, что намного превышает наблюдаемые отклонения от среднего как на первом, так и на втором десятке кэВ. В действительности распределение расстояний между резонансами с одинаковыми спинами и четностью подчиняется распределению Вигнера, значительно более равномерному, чем случайное распределение. Ожидаемое отклонение от среднего при среднем, равном 450, составляет ±18 (или, в пересчете на 1 кэВ, ±1.8, что и показано на рис. 3а). Как видим, наблюдаемые числа резонансов на первом и на втором десятке кэВ отличаются от среднего на величину, близкую к ожидаемому случайному отклонению. Таким образом, нет оснований предполагать, что существенная часть s-резонансов пропущена. Это и естественно, поскольку согласно оценке, в области энергии до 20 кэв зарегистрированы и все более узкие в среднем p-резонансы. В работе[36] на основе анализа распределения приведенных нейтронных ширин показано, что число пропущенных s-резонансов составляет от 22 до 27.

На рис. 4 приведены наблюдаемые плотности p-резонансов со спином 1/2 и со спином 3/2. Как видно, в отличие от s- резонансов в этих случаях наблюдаемая плотность уровней несколько возрастает при переходе от первого десятка кэВ ко второму. Для

[42] F. Gunsing, K. Athanassopulos, and F. Corvi,Phys. Rev. C, 56, Num 3 (1997);
B. E. Crawford et al., Phys. Rev. C, 58, Num 2 (1998)

резонансов со спином 1/2, это возрастание существенно меньше статистической неопределенности; для резонансов со спином 3/2, несколько ее превосходит. Последнее, возможно, указывает на то, что к популяции p-резонансов приписаны и сильные d-резонансы, которые удалось разрешить на эксперименте. Этот вывод подтверждается и тем, что судя по распределению приведенных нейтронных ширин p-резонансов[43], до 20% p-резонансов с малыми ширинами всё же пропущено, что, тем не менее, не проявилось в уменьшении плотности p-резонансов.

Как бы то ни было, изложенное показывает, что в области ниже 20 кэВ нет столь существенного пропуска нейтронных резонансов, который мог бы заметно повлиять на величину рассчитываемых по параметрам этих резонансов нейтронных сечений.

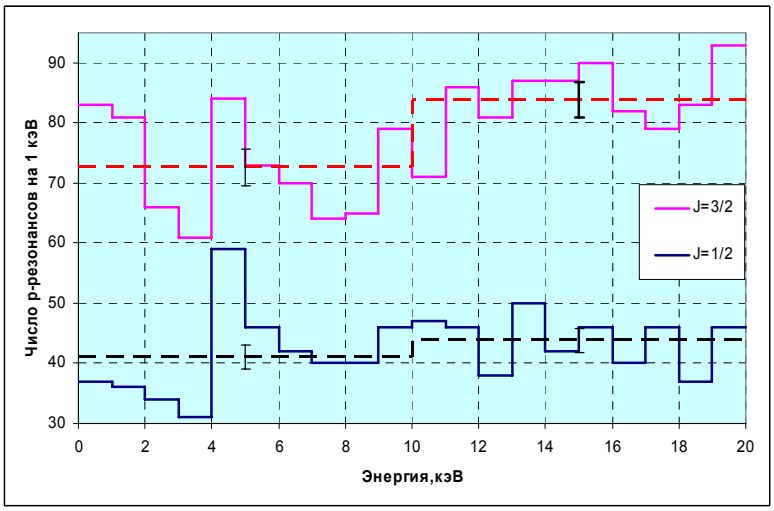


Рис.4 . Энергетические зависимости наблюдаемых плотностей p-резонансов

Никаких поправок в число резонансов вводить, повидимому, не требуется. Т.о. из оценки данных для области разрешенных резонансов следует:

- среднее расстояние между s-резонансами (со спином и четностью$1/2^+$) составляет 20000/898=22.3±0.6, а с учетом пропуска 25 резонансов – 21.2±0.6[44];
- среднее расстояние между p-резонансами со спином и четностью$1/2^-$ составляет 20000/849=23.6±0.7;
- среднее расстояние между p-резонансами со спином и четностью$3/2^-$ составляет 20000/1565=12.8±0.3;
- средняя приведенная нейтронная ширина s-резонансов - $<\Gamma_n^0>$= 0.00228±0.00011[45], откуда для нейтронной силовой функции получаем $S_n^0=<\Gamma_n^0>/D=(1.03\pm0.06)*10^{-4}$, а с учетом пропуска[36] – $(1.025\pm0.05)*10^{-4}$.

---

[43] Этот факт отмечается в заголовочной секции файла ENDF/B-VII.

[44] Расстояния между резонансами с одинаковыми спинами и четностью подчинены распределению Вигнера, дисперсия которого равна (4/π-1). Погрешность среднего расстояния равна $\sqrt{\frac{4-\pi}{\pi N}}$ где N- число резонансов в рассматриваемом интервале

[45] Приведенные нейтронные ширины подчинены по χ^2-распределению с 1 степенью свободы, дисперсия которого равна 2. Так что погрешность средней ширины равна $\sqrt{2/N}$, где N –число резонансов.

- средняя приведенная нейтронная ширина p-резонансов с J=1/2 - $<\Gamma_n^1>$= 0.00435±0.00021, откуда для нейтронной силовой функции получаем $S_n^{1,1/2}$=$<\Gamma_n^1>$/D=(1.84±0.10)*10^{-4};
- средняя приведенная нейтронная ширина p-резонансов с J=3/2 - $<\Gamma_n^1>$= 0.00197±0.00007, откуда для нейтронной силовой функции получаем $S_n^{1,3/2}$=$<\Gamma_n^1>$/D=(1.54±0.06)*10^{-4}.

Если определить силовую функцию p-волны как S_n^1=($S_n^{1,1/2}$+2$S_n^{1,3/2}$)/3, получим S_n^1=(1.64±0.06) *10^{-4}. Эта же величина, определенная в работе[36] с учетом пропуска слабых резонансов найдена равной[46] S_n^1=(1.652±0.046) *10^{-4}.

2.3. Область неразрешенных резонансов.

В оценке ENDF/B-VII.b2 эта область простирается от 20 до 149.0288 кэВ (т.е. до порога неупругого рассеяния с возбуждением второго уровня ^{238}U); средние резонансные параметры рекомендуются лишь для расчета факторов резонансной самоэкранировки; усредненные по резонансам сечения приведенные в файле MF=3, соответствуют оценке Frohner'a, выполненной в 1988 г.

В оценке JEFF-3.1 область неразрешенных резонансов простирается от 20 до 300 кэВ; средние резонансные параметры также рекомендуются лишь для расчета факторов резонансной самоэкранировки; усредненные по резонансам сечения приведенные в файле MF=3, соответствуют более поздней оценке Frohner'a, выполненной в 1993 г.[47]

В оценке Маслова область неразрешенных резонансов простирается от 10 до 150 кэВ; средние резонансные параметры рекомендуются для расчета сечений упругого рассеяния, радиационного захвата и деления (сечение неупругого рассеяния и его вклад в полное сечение задаются в файле MF=3).

В оценке JENDL-3.3 область неразрешенных резонансов также простирается от 10 до 150 кэВ; средние резонансные параметры рекомендуются для расчета сечений упругого рассеяния и радиационного захвата (сечения неупругого рассеяния и деления и их вклад в полное сечение задаются в файле MF=3).

В оценке ФОНД-2.2. область неразрешенных резонансов простирается до 200 кэВ. средние резонансные параметры рекомендуются для расчета сечений упругого рассеяния и радиационного захвата (сечения неупругого рассеяния и деления и их вклад в полное сечение задаются в файле MF=3).

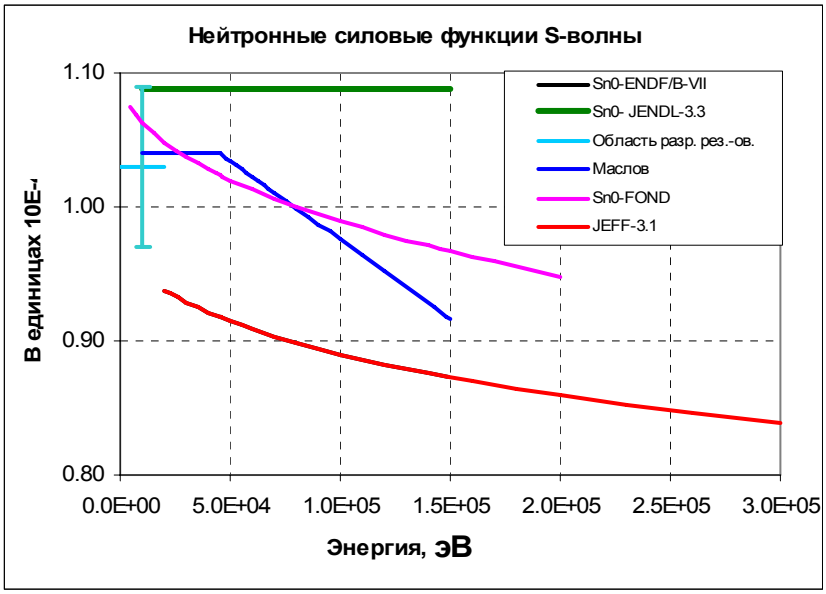
Во всех оценках сечения описываются с учетом вкладов резонансов со спинами и четностями $1/2^+$ (s-волна), $1/2^-$ и $3/2^-$ (p-волна), $3/2^+$ и $5/2^+$ (d-волна).

На рис. 5 и 6 сравниваются нейтронные и радиационные силовые функции, на основе которых рассчитываются нейтронные сечения в области неразрешенных резонансов.

---

[46] В заключительной таблице работы 36 приводится более осторожная оценка силовой функции p-волны: (1.7±0.2)*10^{-4}.

[47] F.H. Froehner,"Evaluation of the Unresolved Resonance Range of ^{238}U + n, Part II: Differential Data tests", NSE: 111, 404-414, (1992).



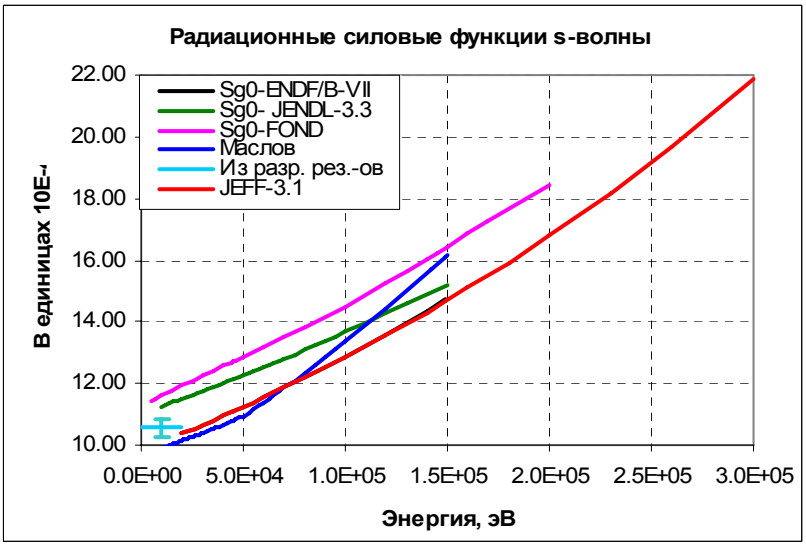
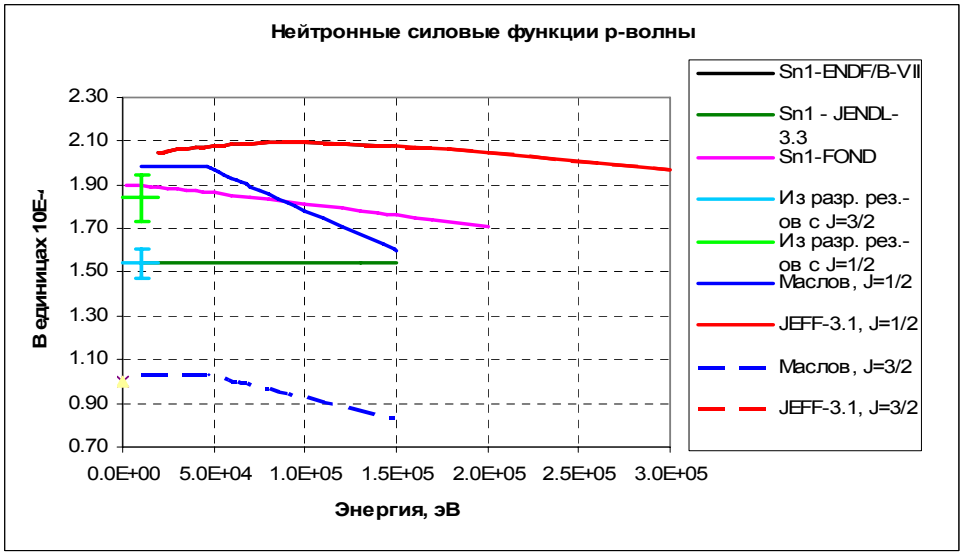


Рис. 5. Силовые функции s- волны



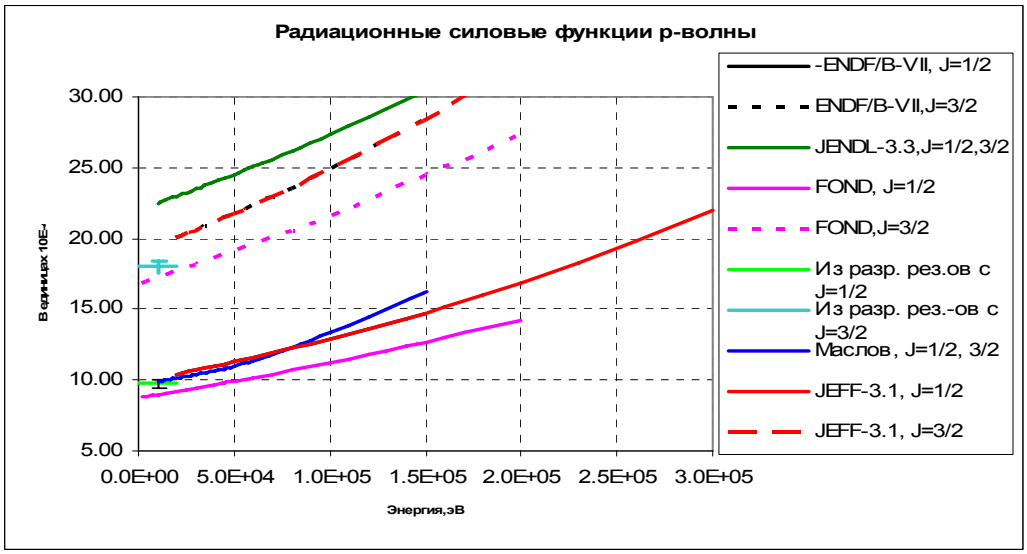
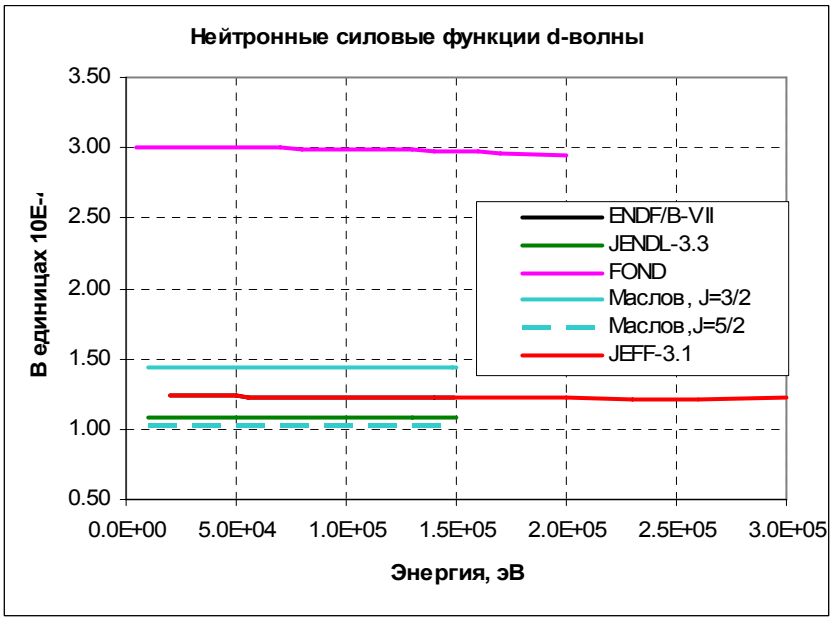


Рис. 6. Силовые функции p-волны



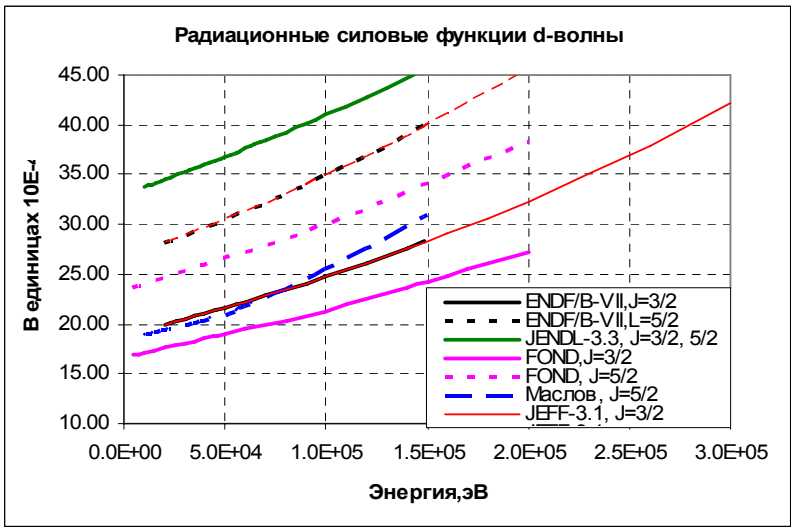


Рис. 7. Силовые функции d-волны.

Из приведенных данных видно, что разнобой в оценках средних резонансных параметров достаточно велик. Можно констатировать, что описание совокупности накопленных к настоящему времени данных о нейтронных сечениях в области неразрешенных резонансов в терминах средних резонансных параметров для s-, p- и d-волн не позволило оценщикам придти к согласованному набору параметров. Частично это рассогласование, вероятно, обусловлено, различием в тех наборах экспериментальных данных, которые использовались для определения параметров. Так, например, оценка средних резонансных параметров М.Николаевым и др. производилась путем подбора методом наименьших квадратов таких средних резонансных параметров, которые позволяли бы описать одновременно как сечения захвата, упругого и неупругого рассеяния, так и анизотропию упругого рассеяния. Именно потребность описания данных по анизотропии упругого рассеяния привело к тому, что силовая функция d-волны в этой оценке оказалась столь большой. В описаниях всех других оценок об учете данных по угловым распределениям при оценке средних резонансных параметров не упоминается. Другой причиной могло явиться различие в числе подбираемых параметров расчетной модели: в большинстве оценок спиновой зависимостью нейтронных силовых функций пренебрегалось, а в японской оценке и радиационные силовые функции считались не зависящими от спина.

Итак, наборы средних резонансных параметров, с помощью которых описывается структура сечений в области неразрешенных резонансов, существенно различны. Рассмотрим, как это сказалось на усредненных по резонансам сечениях.

На рис. 7 полные сечения, полученные в разных оценках в области неразрешенных резонансов, сравниваются с данными ENDF/B-VII.b2. Как видно, переход от версии b1 к версии b2 не повлиял на сечения в этой области энергии.

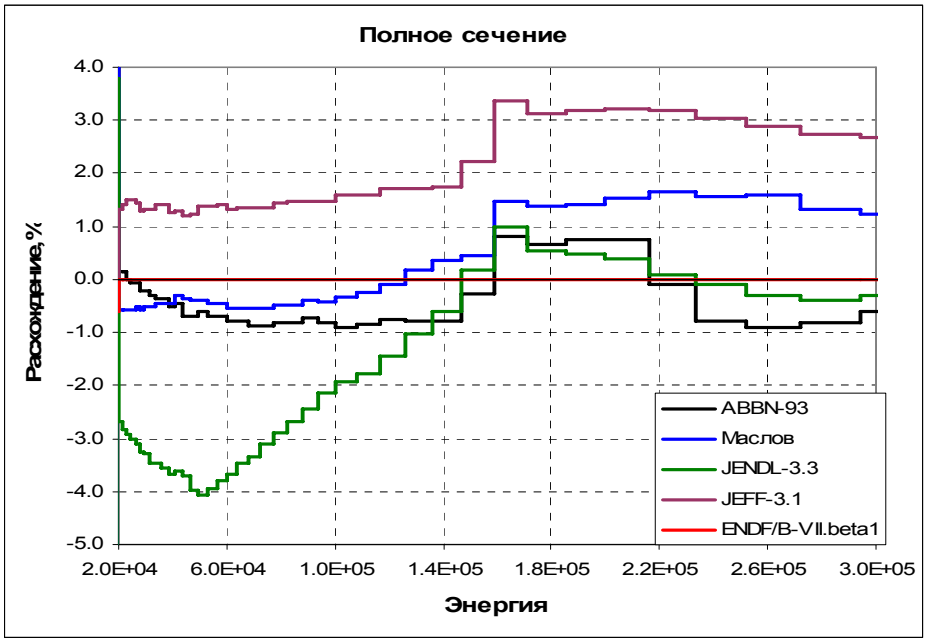


Рис. 8. Отклонения полного сечения из разных оценок от такового из ENDF/B-VII.b2 в области неразрешенных резонансов.

Чтобы выбрать из рассматриваемых оценок наиболее надежную сравним их с экспериментальными данными. На рис. 9 оцененные данные сравниваются с экспериментальными данными Харви, усредненными по интервалам шириной 10 кэВ

(непосредственные данные Харви слишком детальны для того, чтобы по ним можно было судить об их соответствии оцененным данным, усредненным по широким энергетическим интервалам). Приводятся только результаты измерений с тонким образцом, т.к. самоэкранировка сечений при использовании образца толщиной 0.1748 яд./барн оказалась существенной даже при столь высоком разрешении, которое имело место в эксперименте Харви. Приводятся также и результаты измерений других авторов.

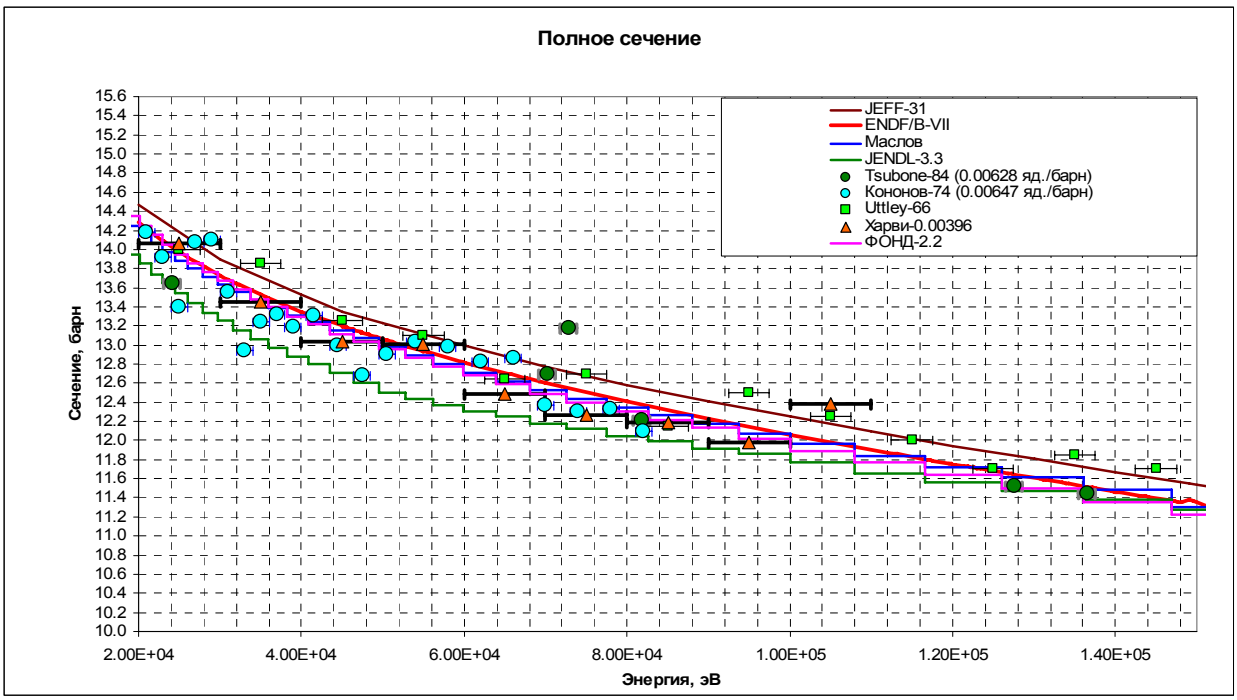


Рис.9. Полное сечение в области неразрешенных резонансов

Оценки ENDF/B-VII.b2 и JEFF-3.1, в которых средние резонансные параметры рекомендуются только для оценок резонансной самоэкранировки, представлены кривыми, определенными в соответствующих файлах. Для всех остальных библиотек приведены многогрупповые сечения, рассчитанные по средним резонансным параметрам с помощью программы NJOY-98.

Из рис. 9 видно, что полное сечение, рассчитанное по принятым в JENDL-3.3 резонансным параметрам, лежит ниже подавляющего большинства экспериментальных данных. Сечение, принятое в JEFF-3.1, напротив, представляется завышенным. Авторы оценки, видимо, придали подавляющий вес результатам измерений Аттли, лежащим систематически выше данных всех других авторов, проводивших измерения с достаточно тонкими образцами. Полные сечения, принятые в трех остальных оценках столь близки друг к другу, что отдать предпочтение одной из них на основе сравнения с экспериментальными данными невозможно.

На рис. 10 показаны отклонения сечений радиационного захвата от результатов оценки, принятой в ENDF/B-VII.b2. Обращает на себя внимание аномалия, имеющая место на пороге неупругого рассеяния. Причина этой аномалии заключается в том, что в отличие от оценок, принятых в JENDL-3.3, ФОНД-2.2 и от оценки Маслова, в ENDF/B-VII.b2 (как и в JEFF-3.1) сечение захвата рекомендуется рассчитывать не по приведенным в файле средним резонансным параметрам, а по данным, приведенным в файле MF=3. На рис. 11 приведено отличие сечений захвата, рассчитанных по средним резонансным параметрам из ENDF/B-VII.b2 от таковых, рассчитанных по данным файла MF=3. Как видно, величина и характер этого отличия подобны приводимым на рис. 10.

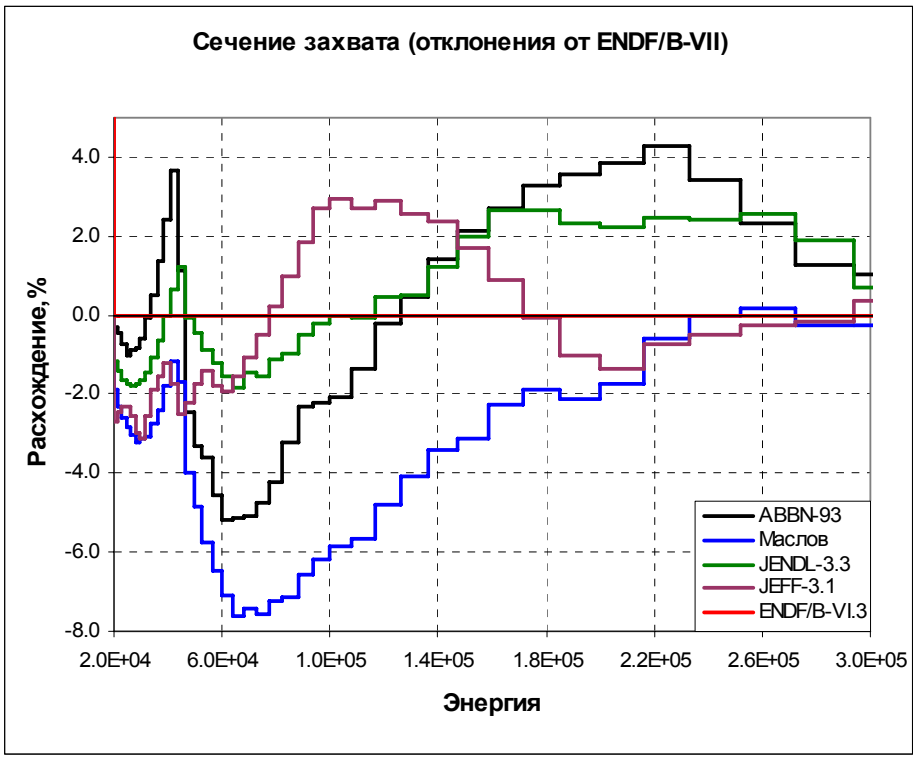


Рис. 10. Отклонения оцененных сечений захвата от оценки, принятой в ENDF/B-VII.b2

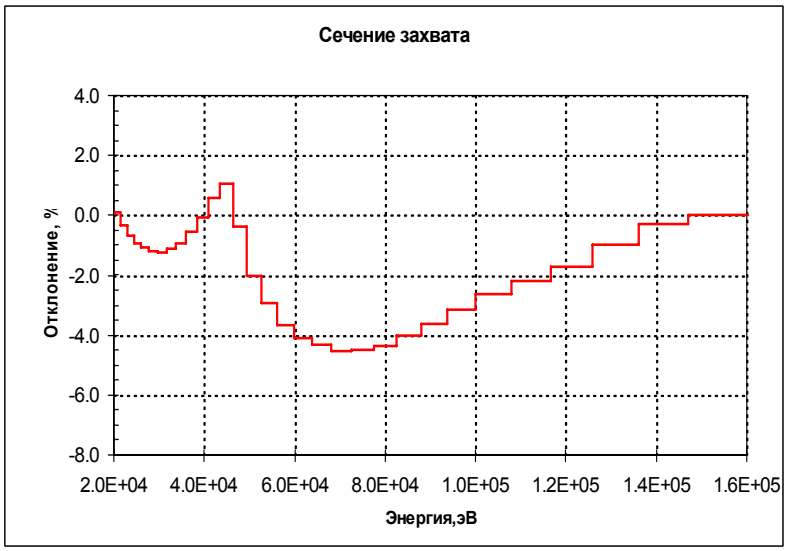
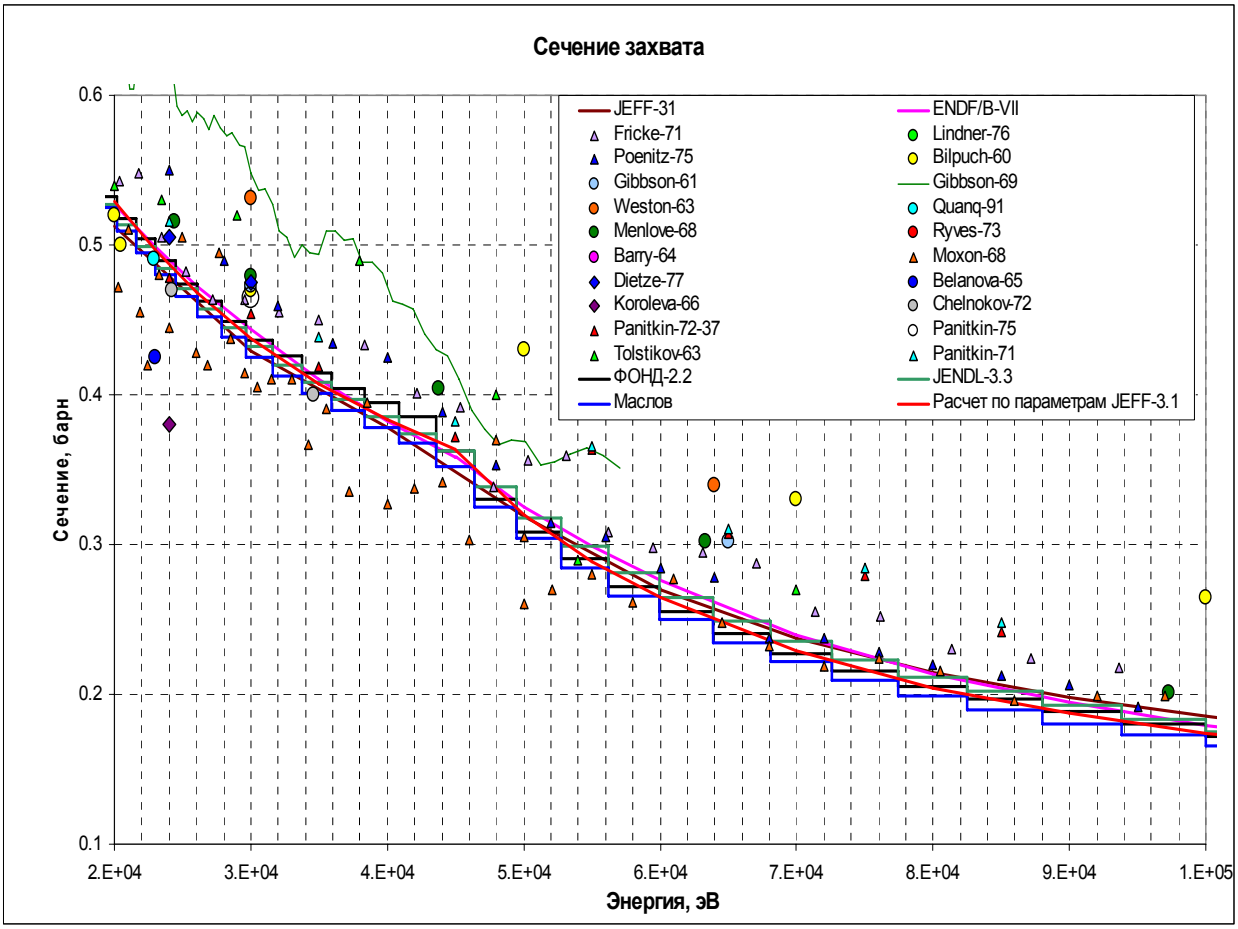


Рис.11. Отклонение сечения захвата, рассчитанного по данным файла MF=2, от рассчитанного по данным MF=3 для MAT=9228 ENDF/B-VII.b2


Сечение захвата
Сечение, барн
Энергия, эВ
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
2.E+04
3.E+04
4.E+04
5.E+04
6.E+04
7.E+04
8.E+04
9.E+04
1.E+05
JEFF-31
ENDF/B-VII
Fricke-71
Lindner-76
Poenitz-75
Bilpuch-60
Gibbson-61
Gibbson-69
Weston-63
Quanq-91
Menlove-68
Ryves-73
Barry-64
Moxon-68
Dietze-77
Belanova-65
Koroleva-66
Chelnokov-72
Panitkin-72-37
Panitkin-75
Tolstikov-63
Panitkin-71
ФОНД-2.2
JENDL-3.3
Маслов
Расчет по параметрам JEFF-3.1

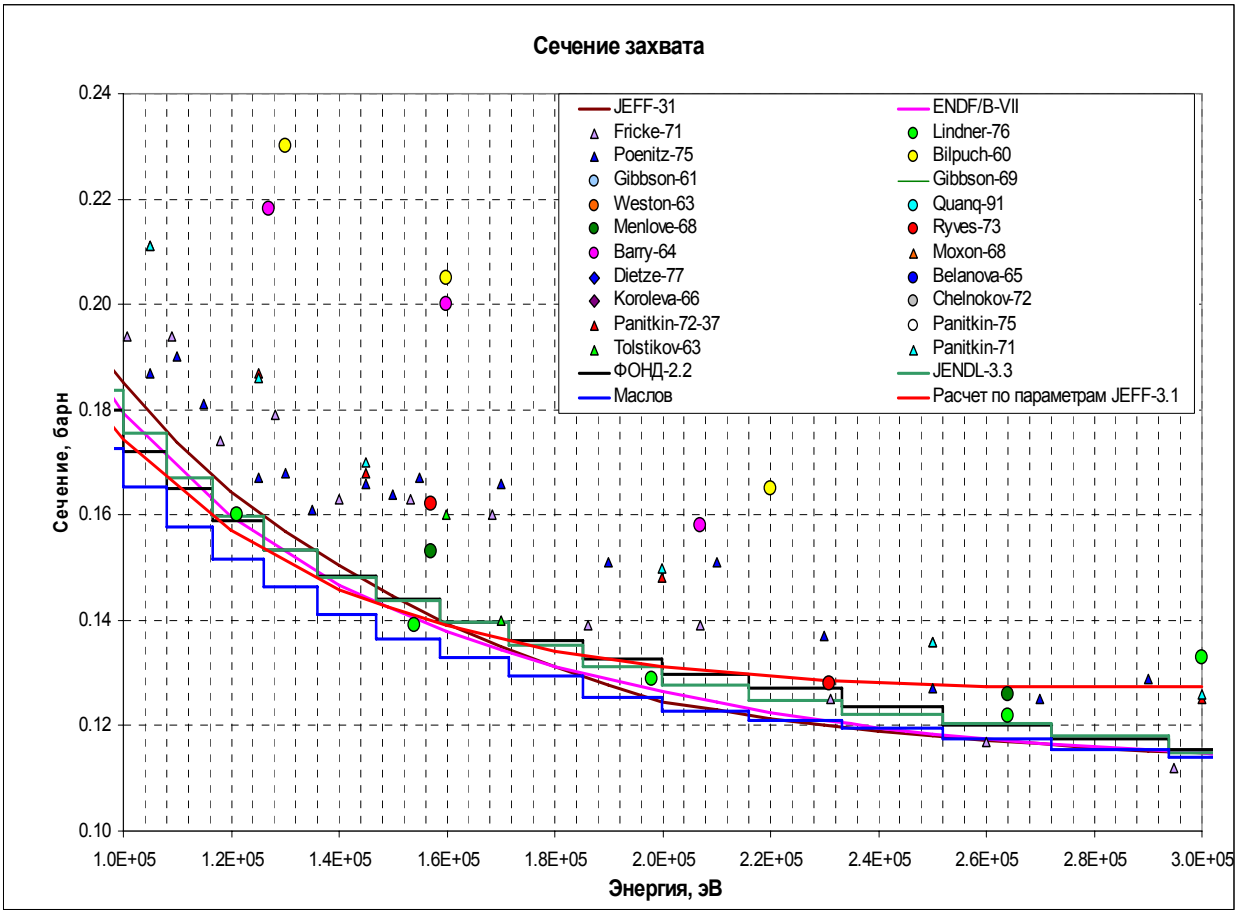


Рис.12. Сравнение оцененных и экспериментальных данных по сечению захвата.

На рис. 12 оцененные сечения захвата сравниваются с экспериментальными данными. Оценки ENDF/B-VII.b2 и JEFF-3.1, в которых средние резонансные параметры рекомендуются только для оценок резонансной самоэкранировки, как и выше, представлены кривыми, определенными в соответствующих файлах. Для всех остальных библиотек приведены многогрупповые сечения, рассчитанные по средним резонансным параметрам с помощью программы NJOY-98. Приводится также кривая зависимости сечения захвата от энергии, рассчитанная по параметрам неразрешенных резонансов из JEFF-3.1 (до 150 кэВ совпадающими с принятыми в ENDF/B-VII.b2). Во всех случаях, когда сечения рассчитаны по средним резонансным параметрам, скорость снижения сечения захвата с энергией при приближении к 40 кэВ становится заметно меньшей. Это обусловлено увеличением вклада d-волны. В оценке ФОНД-2.2, где силовая функция d-волны принята большей, чем во всех остальных оценках, этот “выбег” особенно заметен. При энергии 41.6 кэВ скорость спада сечения захвата с энергией вновь резко увеличивается за счет конкуренции с неупругим рассеянием. В оценках ENDF/B-VII.b2 и JEFF-3.1, в которых энергетический ход сечений не связан жестко со средними резонансными параметрами, обсуждаемая особенность в ходе сечения захвата смазана.

Видно, что хорошо воспроизводя сечения, принятые в различных оценках до 120 кэВ, средние резонансные параметры переоценивают сечение захвата при более высоких энергиях.

На рис. 13 приведены энергетические зависимости сечения неупругого рассеянии в соответствии с разными оценками.

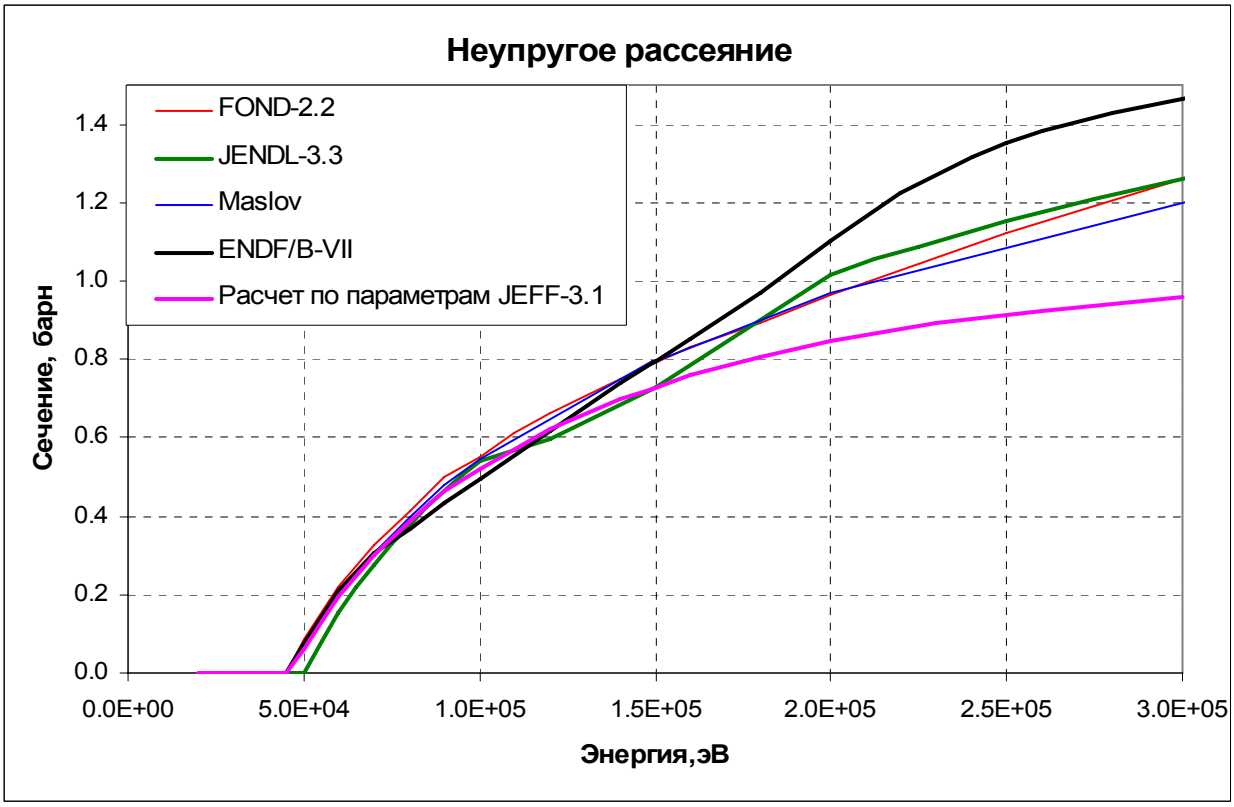


Рис.13 Оценки сечения возбуждения 1-го уровня ^{238}U

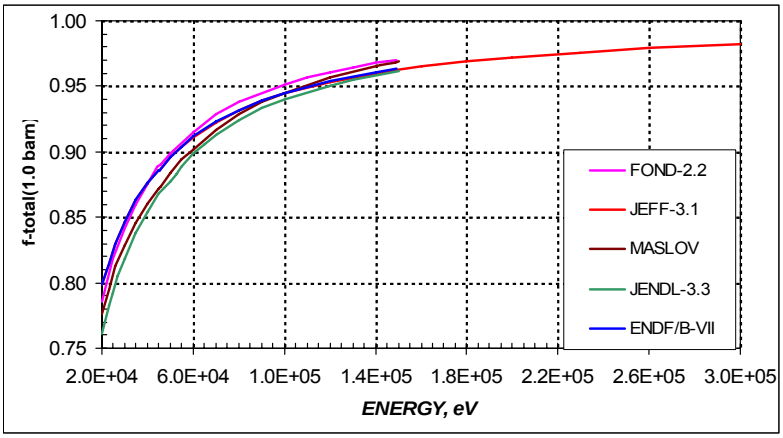
Обращает на себя внимание аномальное поведение сечения вблизи порога в японской оценке. Это обстоятельство и резко заниженное в этой оценке полное сечение не позволяют принять ее в РОСФОНД. Остальные оценки вблизи порога ведут себя близко друг к другу. На рис. 13 приведено также сечение неупругого рассеяния, рассчитанное по параметрам неразрешенных резонансов из JEFF-3.1 (до 150 кэВ они совпадают с данными ENDF/B-VII.b2). Видно, что до 120 кэВ эти параметры прекрасно воспроизводят сечения, принятые в других оценках, но при более высоких энергиях недооценка сечения неупругого рассеяния становится весьма существенной.

Рассмотрим теперь как влияет выбор параметров неразрешенных резонансов на факторы самоэкранировки. На рис. 14 проводится сравнение факторов самоэкранировки при сечении разбавления 1 барн (что соответствует смеси урана-238 с 5% водорода). Факторы самоэкранировки определены следующим образом:

$$f_t = <1/(\sigma_t + \sigma_0)> / <1/(\sigma_t + \sigma_0)^2>;$$

$$f_c = <\sigma_c/(\sigma_t + \sigma_0)> / <1/(\sigma_t + \sigma_0)>.$$

Угловые скобки означают усреднение по возможным значениям сечений при рассматриваемой энергии. σ_0 - сечение разбавления.



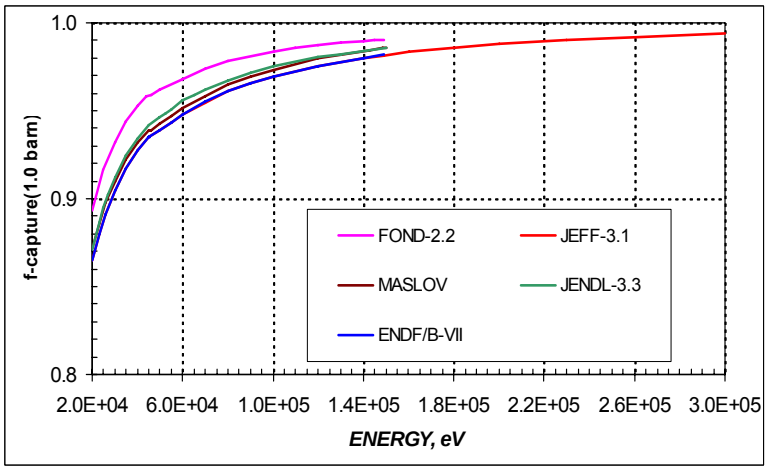


Рис.14. Факторы резонансной самоэкранировки сечений урана-238 при разбавлении 1 барн.

Как видно, различия в факторах самоэкранировки сравнительно невелики. Максимальное расхождение в для факторе самоэкранировки сечения захвата имеет место, для параметров ФОНД-2.2. Оно составляет +3% в низкоэнергетической части области, что частично компенсирует расхождение в средних сечениях захвата см. рис.10). Расхождение в факторе самоэкранировки полного сечения в случае оценки Маслова близка к -3% и еще более усиливает расхождение, наблюдающееся в средних сечениях (см. рис.8).

Рис. 14 показывает, что в среде с очень высокой концентрацией урана-238 резонансная самоэкранировка даже при 300 кэВ составляет около 1%. Отсюда следует, что область неразрешенных резонансов следует продлить, по крайней мере, до 300 кэВ, как это сделано в JEFF-3.1.

С учетом изложенного рекомендуется принять в РОСФОНД те же границы области неразрешенных резонансов и те же средние резонансные параметры, что и в JEFF-3.1. Параметры, приведенные в файле MF=2, использовать только для расчета факторов самоэкранировки, поскольку во всей области неразрешенных резонансов – до 300 кэВ с помощью этих параметров не удается реалистично описать энергетическое поведение всех нейтронных сечений.

Что касается неэкранированных сечений, задаваемых в файле 3, то и полное сечение и сечение захвата решено принять такими же, как в ENDF/B-VII.b2. Сечение

неупругого рассеяния, принятое в ENDF/B-VII.b2, как видно из рис.13, выше порога возбуждения второго уровня идет заметно выше всех других оценок. Ниже (раздел 3.4) выбор оценки сечения захвата будет подробно обоснован. Здесь же достаточно отметить. Что в области неразрешенных резонансов для сечения возбуждения 1-го уровня принимается оценка из ФОНД-2.2, тогда как сечения возбуждения остальных уровней приняты такими же, как в ENDF/B-VII.b2.

Сечение деления в области неразрешенных резонансов весьма мало (см. рис. 14). Оно принимается таким же, как в ENDF/B-VII.b2

Сечение упругого рассеяния определяется из условия баланса.

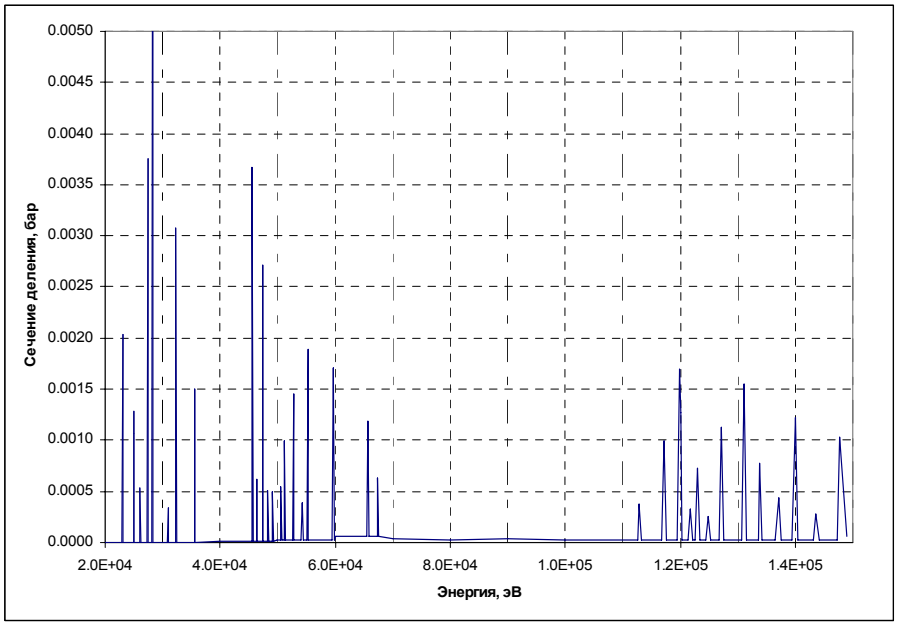


Рис. 14. Сечение деления в области неразрешенных резонансов

3.Нейтронные сечения вне резонансной области

3.1. Полное сечение

На рис. 13 оцененные значения полного сечения сравниваются с экспериментальными данными. Отметим, что полное сечение в ENDF/B-VI было основано на оценке Фрёнера, в которой полное сечение определялось на основе статистического анализа экспериментальных данных с учетом корреляций погрешностей. В ENDF/B-VII полное сечение было слегка (не более, чем на 1.7%) откорректировано в области выше 6 МэВ для лучшего согласия с вновь появившимися данными Абфальтерера.

В JEFF-3.1 принято полное сечение, рассчитанное по оптической модели, параметры которой подобраны по данным не только для урана-238, но и для других актинидов с хорошо известными сечениями.

В JENDL-3.3 при оценке полного сечения использовались как непосредственно экспериментальные данные, так и результаты расчетов на основе модели связанных

каналов. Усовершенствованный вариант этой модели использовался и в оценке Маслова и др., что позволило согласованно описать полное и парциальные сечения.

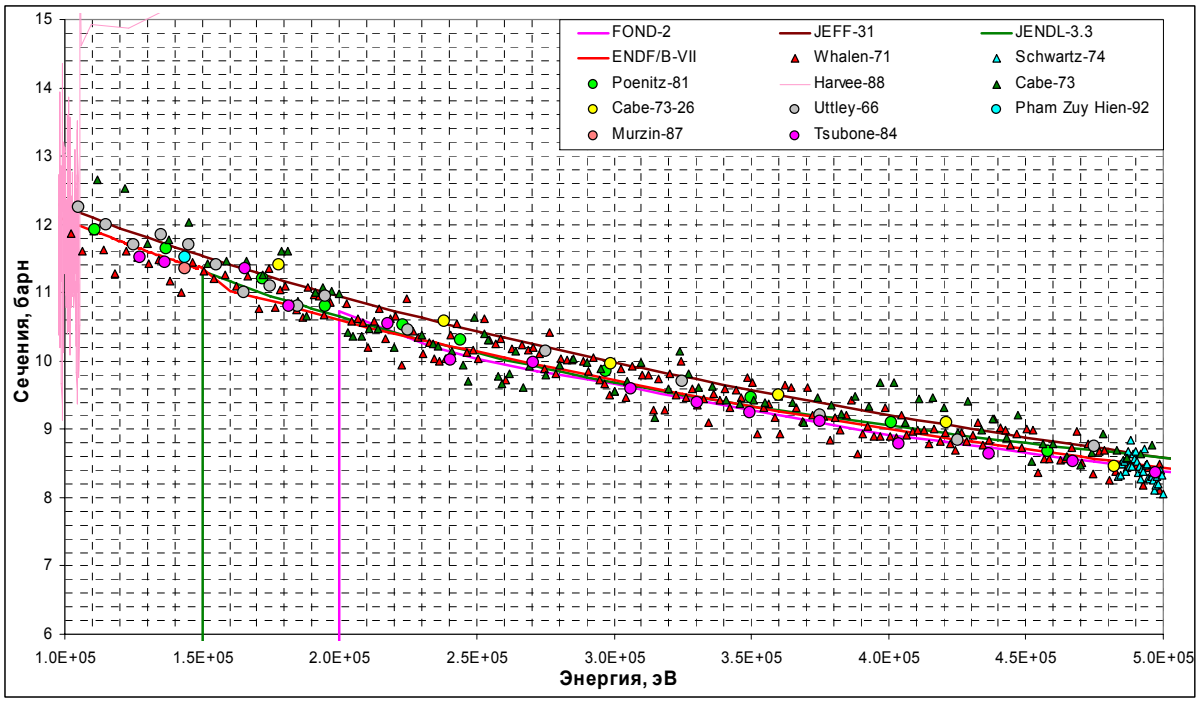


Рис. 13а Сравнение оцененных и измеренных полных сечений

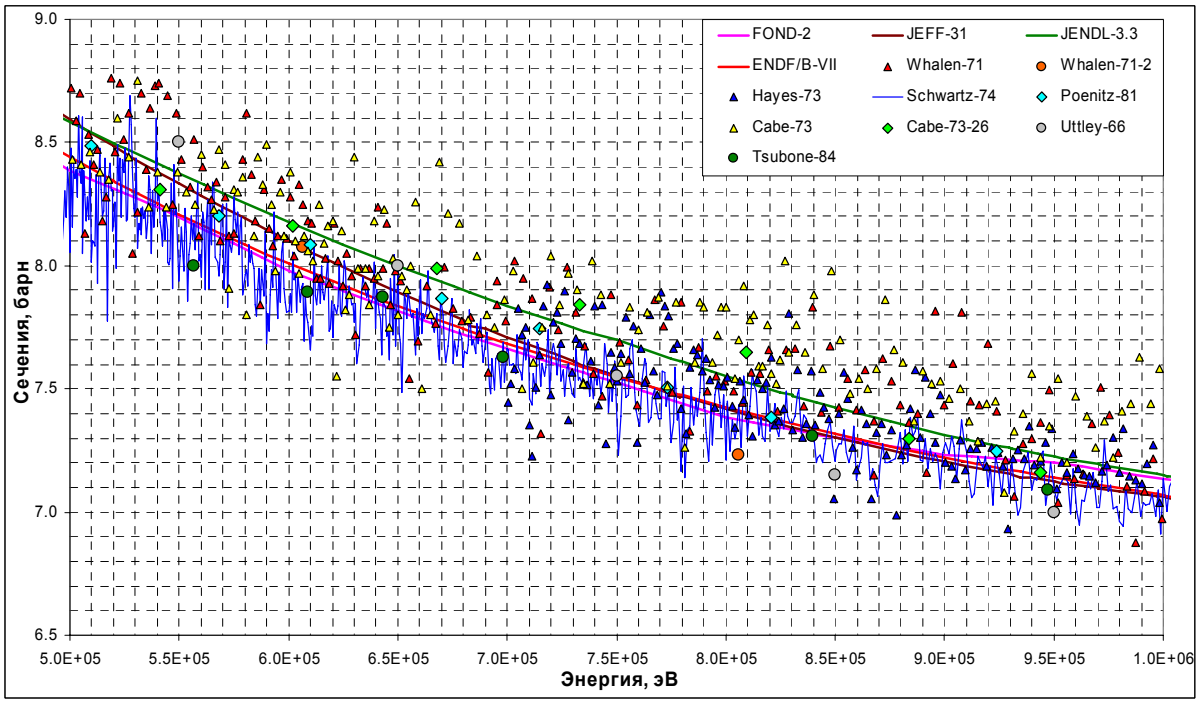


Рис. 13б Сравнение оцененных и измеренных полных сечений

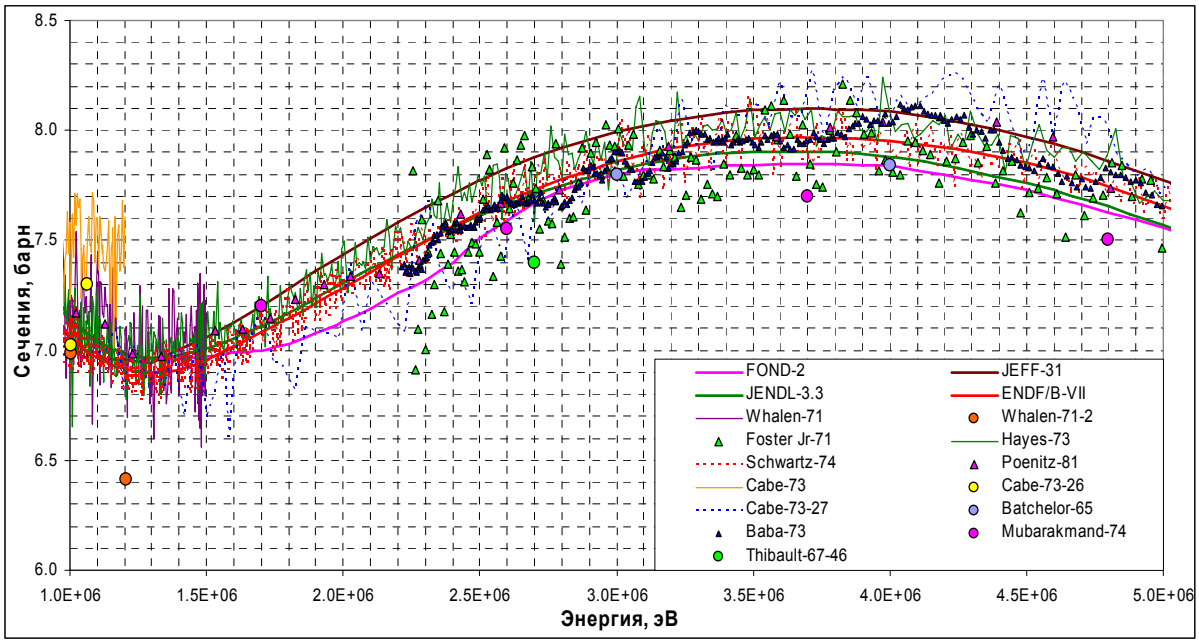


Рис. 13в Сравнение оцененных и измеренных полных сечений

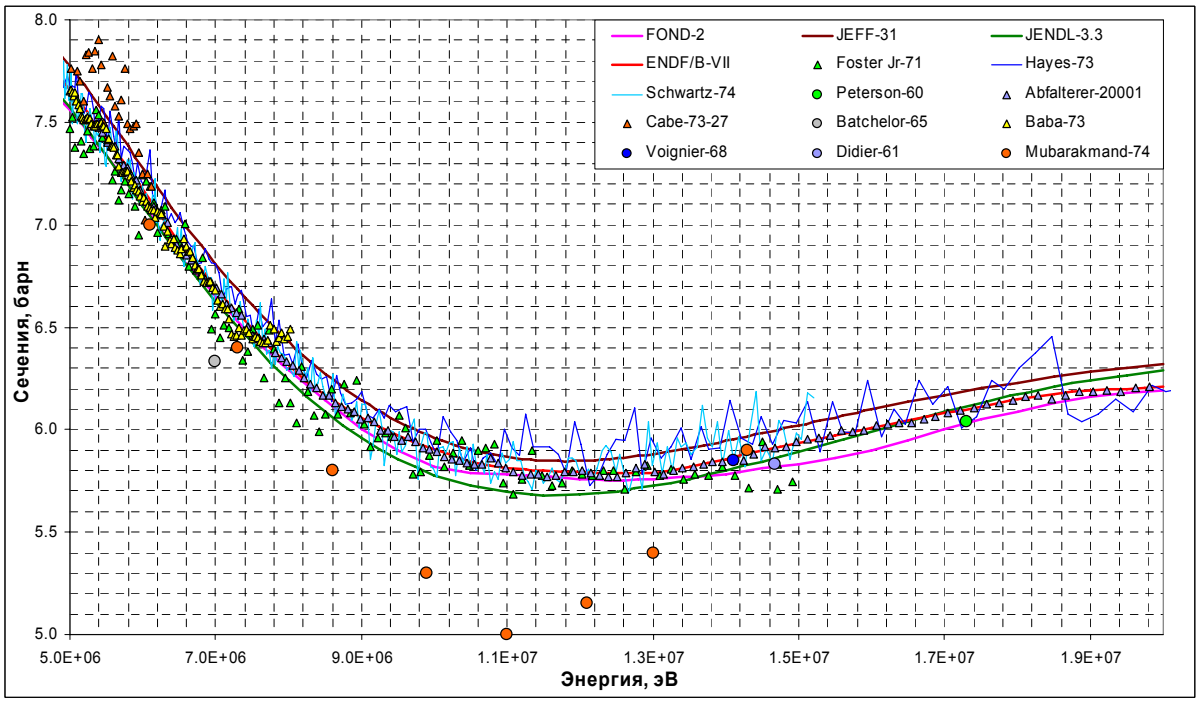


Рис. 13г Сравнение оцененных и измеренных полных сечений

На рис.14 расхождения между значениями полного сечения, принятыми в различных библиотеках показано более наглядно. Из совокупности приведенных данных явствует, что **оснований для какого-либо пересмотра данных, принятых в ENDF/B-VII.b2 нет**. Заметим, что на границе области неразрешенных резонансов (совпадающей с порогом неупругого рассеяния на втором уровне) полное сечение, принятое в ENDF/B-VII.b2, отличается от рассчитанного по средним резонансным параметрам, взятым из ФОНД-2.2 (и рекомендованным для включения в РОСФОНД) менее, чем на 0.5%. Таким

образом, никакой специальной подложки в полное сечение для согласования с результатами расчетов по резонансным параметрам вводить не требуется.

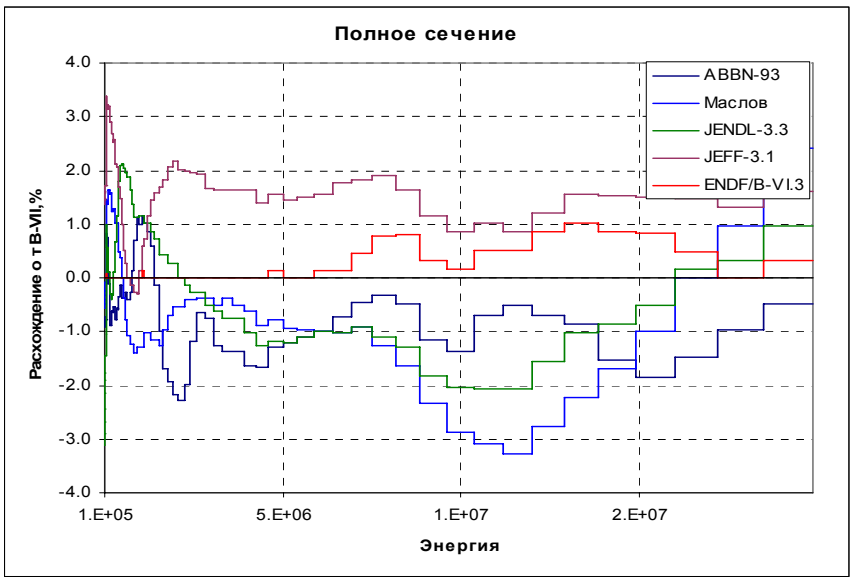


Рис. 14. Расхождения в оцененных полных сечениях.

3.2. Сечение радиационного захвата.

Выше области неразрешенных резонансов вклад сечения радиационного захвата в полное сечение составляет менее 2%. Таким образом, выбор значений сечения захвата может производиться независимо от выбора значений полного сечения. На рис.15 оцененные значения сечения захвата сравниваются с результатами измерений, приведенными в базе данных EXFOR.

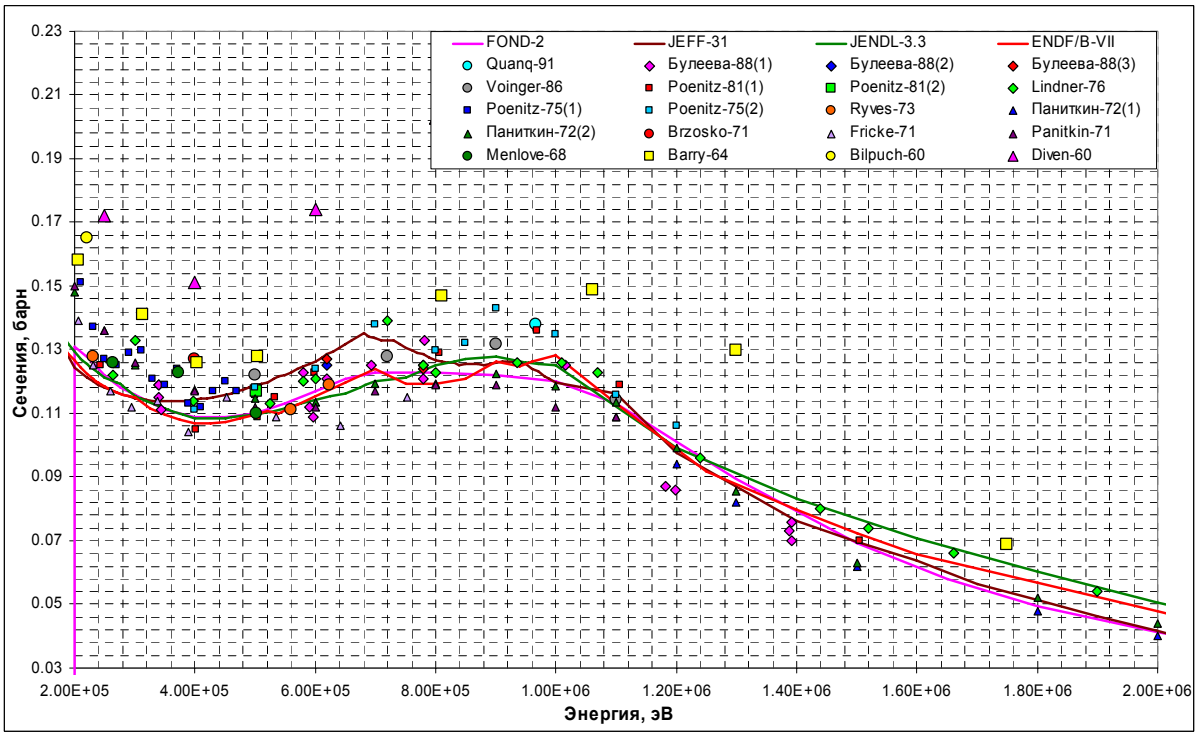


Рис.15а. Сравнение оцененных и измеренных сечений захвата

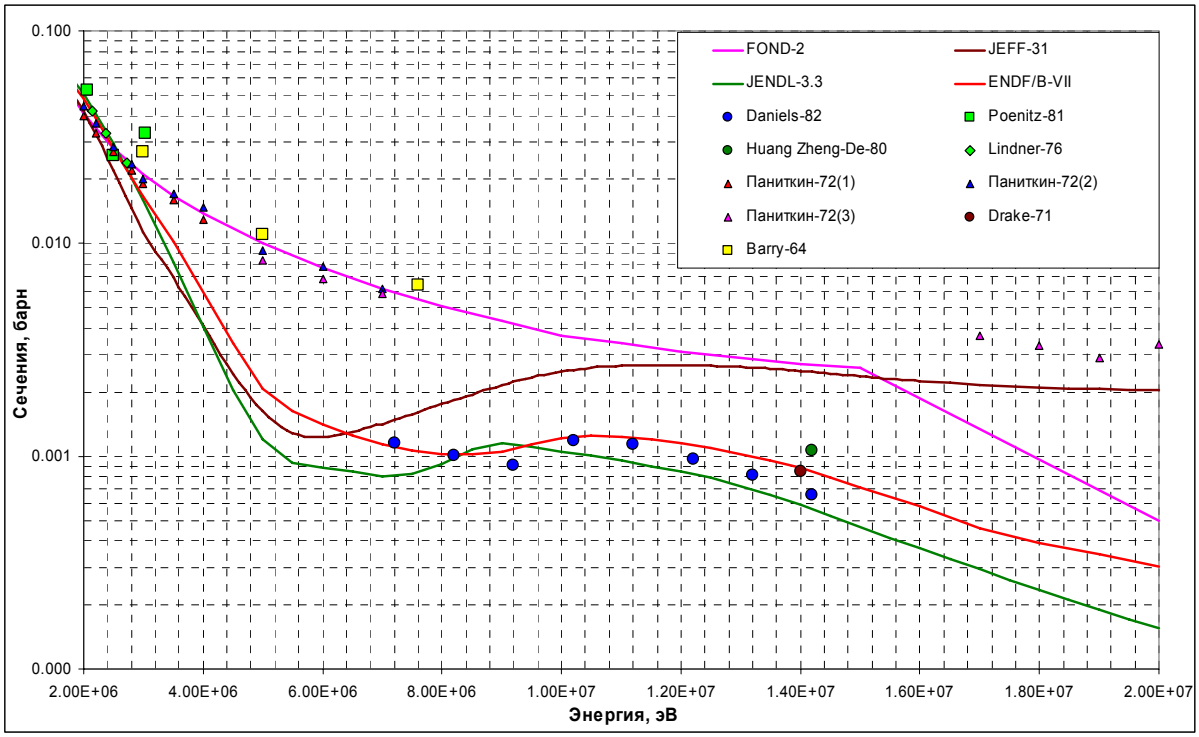


Рис.15б. Сравнение оцененных и измеренных сечений захвата

Как видно, при энергиях ниже 2 МэВ ни одна из оценок не противоречит имеющимся экспериментальным данным. Правда сечение, принятое в JEFF-3.1, в интервале 0.4 – 0.8 МэВ идет заметно выше всех других оценок, что трудно оправдать имеющимися экспериментальными данными. Обращает на себя внимание и структура сечения захвата, проявляющаяся в оценках ENDF/B-VII.b2 и JEFF-3.1 в интервале 0.6 – 0.8 МэВ. На рис. 16 эта структура сравнивается со структурой сечения неупругого рассеяния, дающего в рассматриваемой области энергии определяющий вклад в сечение неупругих взаимодействий. Довольно резкое увеличение сечения неупругого рассеяния при 680 кэВ вполне объяснимо: здесь открывается возможность неупругого рассеяния с возбуждением 5-го уровня 238, имеющего энергию 680 кэВ. Это,

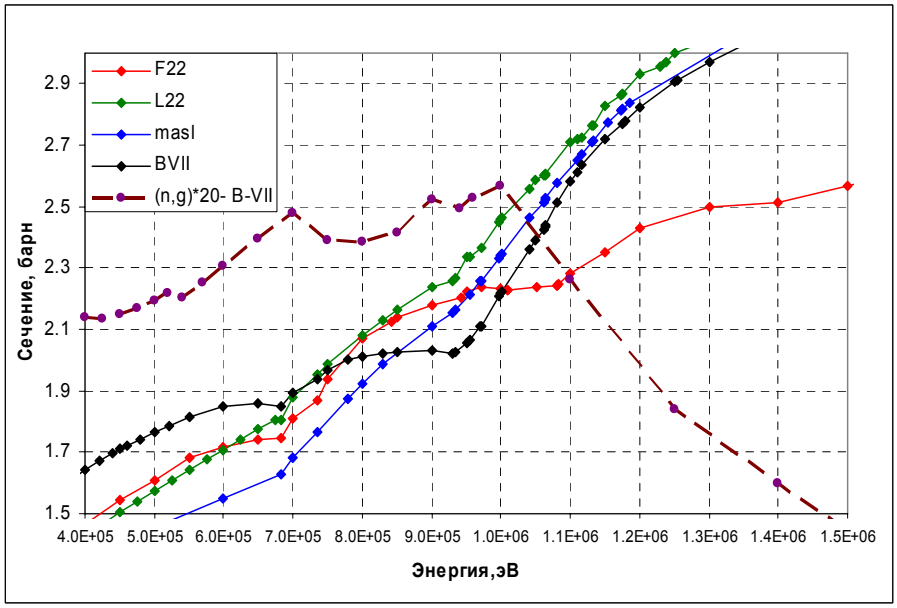


Рис.16. Сравнение структур сечения неупругого рассеяния и захвата (умножено на 20).

несомненно, должно привести к снижению сечения захвата, что и наблюдается в оценке ENDF/B-VII.b2 Спад сечения захвата при 900 кэВ также коррелирует с открытием новых каналов неупругого рассеяния, а спад при энергиях выше 1 МэВ – также и конкуренцией со стороны деления. Таким образом, структура сечения захвата, проявившаяся в оценке ENDF/B-VII.b2, хотя и не основана на экспериментальных данных, представляется физически оправданной.

При энергиях выше 3 МэВ, оценки ENDF/B-VII.b2 и JENDL-3.3 опираются на экспериментальные данные Дрейка, Дениелса и Хуанг Дзенг-Де. Все эти результаты получены путем регистрации гамма-лучей захвата. Как видно, подтверждая друг друга, они лежат существенно ниже результатов Паниткина и Толстикова, в которых измерения велись с помощью активационной методики в весьма плохих фоновых условиях (фон составлял до 80% общего счета). Ранние результаты Барри также были получены с помощью активационной методики. Как видно из рис. 14а, эти результаты лежат значительно выше совокупности других данных и при более низких энергиях, и едва ли могут рассматриваться как подтверждение данных Паниткина-Толстикова. Поэтому опора при оценке на данные, полученные по гамма-лучам захвата представляется оправданной.

Заметим. что при выполнении оценки для ФОНД-2.2 эти данные не могли быть учтены т.к. они еще не были получены. Естественно, что оценка опиралась на данные Паниткина-Толстикова.

Ход сечения захвата быстрых нейтронов, принятый в JEFF-3.1 представляется непоследовательным: при энергиях 4 – 6 МэВ активационные данные игнорируются и кривая энергетической зависимости сечения направлена к данным Дениелса. Однако затем ход кривой достаточно резко меняется и к 17 МэВ сечение возрастает до значений, близких к результатам Паниткина.

Изложенное показывает, что **оценка сечения захвата, принятая в ENDF/B-VII.b2, является наиболее убедительной и может быть рекомендована для включения ее в РОСФОНД.**

3.3. Сечение деления.

На рис. 17 оцененные значения сечения деления сравниваются с результатами измерений. Как видно, все оценки, кроме JEFF-3.1 очень хорошо согласуются друг с другом и находятся в согласии с результатами измерений. Причины отличия JEFF-3.1 от этой группы оценок трудно понять: экспериментальными данными их объяснить затруднительно.

Заметим, что сечение деления урана-238 в рассматриваемой нами версии ENDF/B-VII.b2 согласовано с оценкой сечения деления, выполненной в 2005 г. в рамках координационной программы МАГАТЭ по нейтронным стандартам.

На рис. 18 проводится сравнение результатов измерений отношений сечений ^{238}U и ^{235}U с оцененными данными из ENDF/B-VII.b2. Отметим, что сечение деления ^{235}U из этой библиотеки принято и в РОСФОНД. Из рис. 18а видно, что при оценке сечения деления для ^{238}U вблизи порога опирались на измерения отношения сечений, выполненные Беренсом. Результаты этой работы согласуются с более ранними данными Сериякса, но лежат несколько выше результатов других авторов. Предпочтение, отданное данным Беренса, оправдывается превосходным согласием сечения деления с результатами прямых измерений (см. рис. 17а). **Таким образом, есть все основания принять в РОСФОНД оценки сечения деления из ENDF/B-VII.b2.**

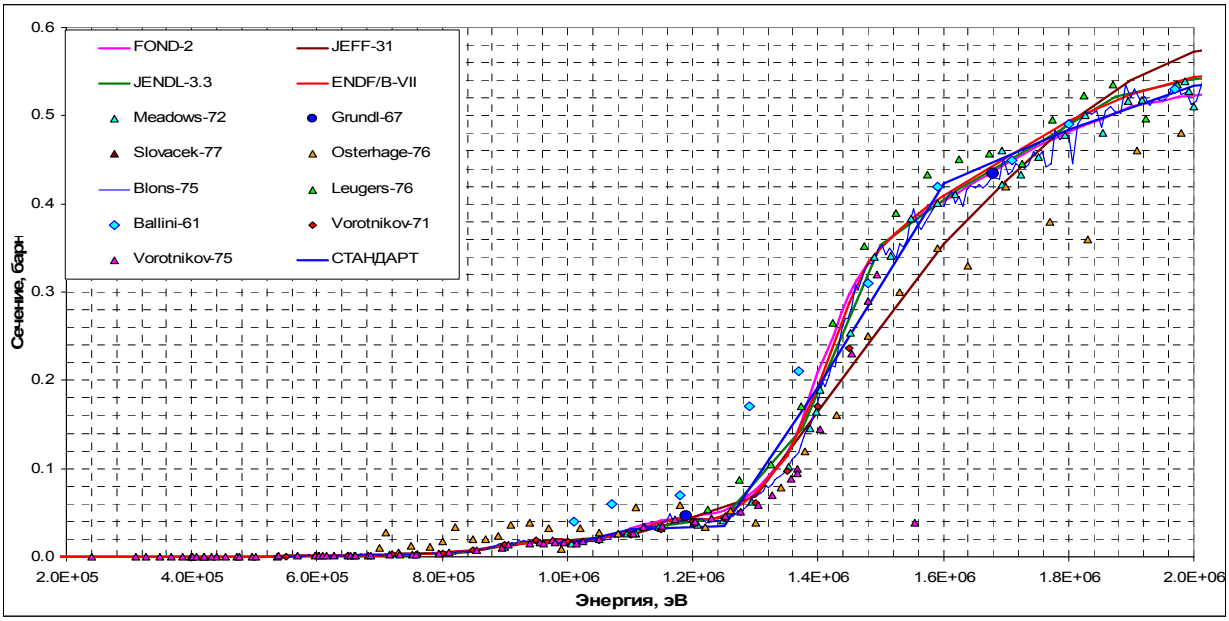


Рис. 17а. Сравнение оцененных и измеренных значений сечения деления ^{238}U

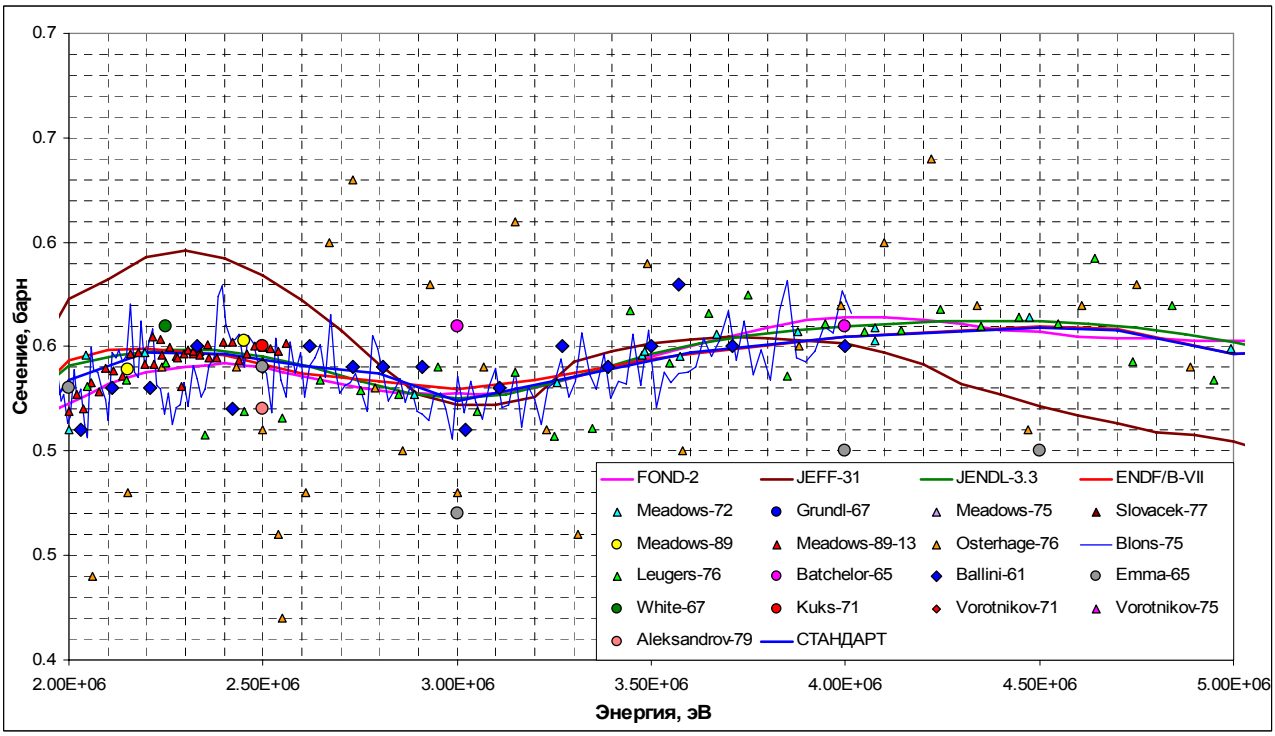


Рис.17 б. Сравнение оцененных и измеренных значений сечения деления ^{238}U

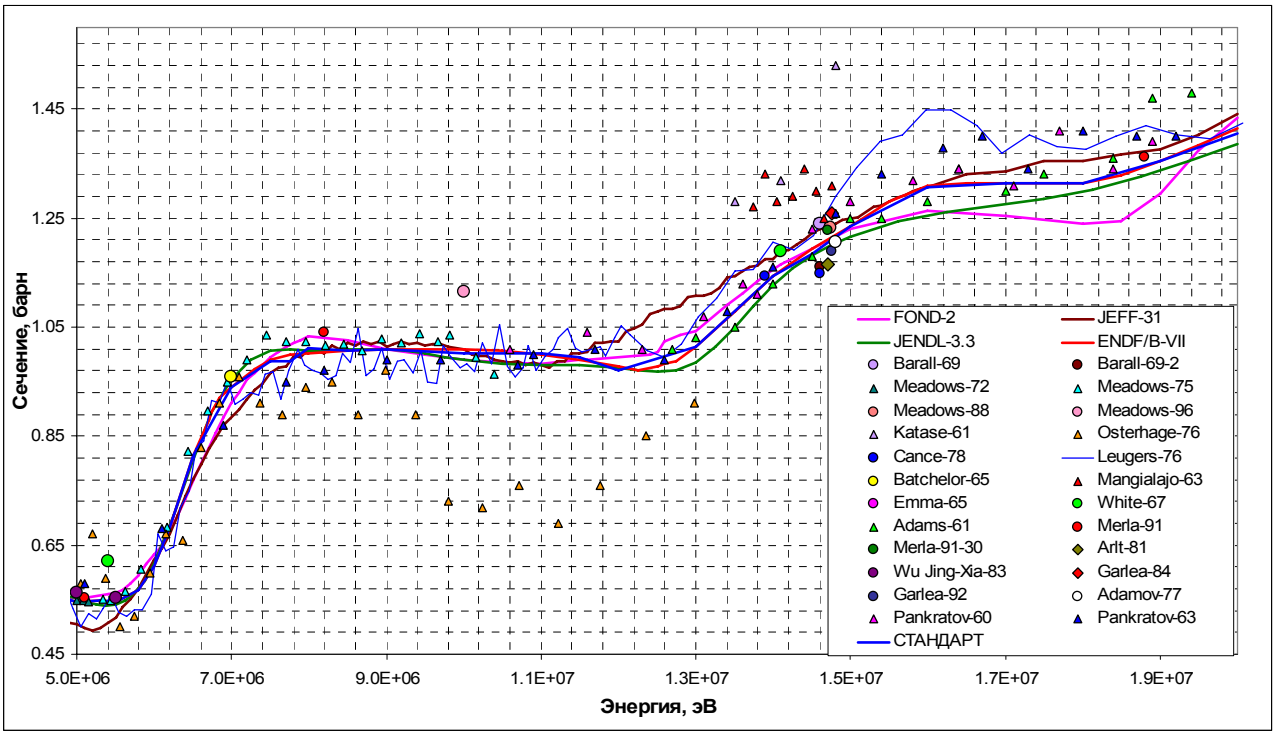


Рис.17 в. Сравнение оцененных и измеренных значений сечения деления ^{238}U

В области 8 -12 МэВ отношение сечений из ENDF/B-VII.b2 представляется несколько завышенным относительно экспериментальных данных (при 10 МэВ – на 3 -4% - см. рис. 17в и 18б). В дальнейших версиях РОСФОНДа это несоответствие (не существенное с точки зрения инженерных расчетов) желательно устранить. К сожалению, ход сечения деления, предложенный экспертами МАГАТЭ, заданный на слишком грубой сетке, не решает эту проблему.

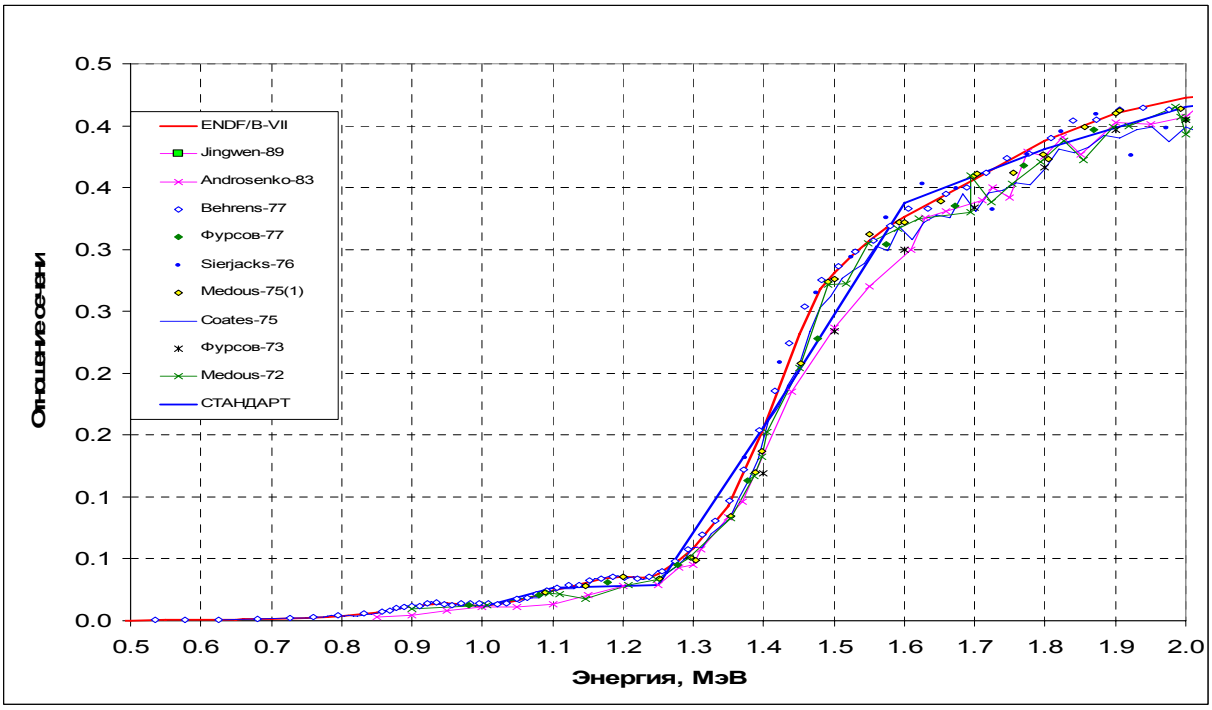


Рис.18а. Сравнение оцененных и измеренных отношений сечения деления ^{238}U к сечению деления ^{235}U

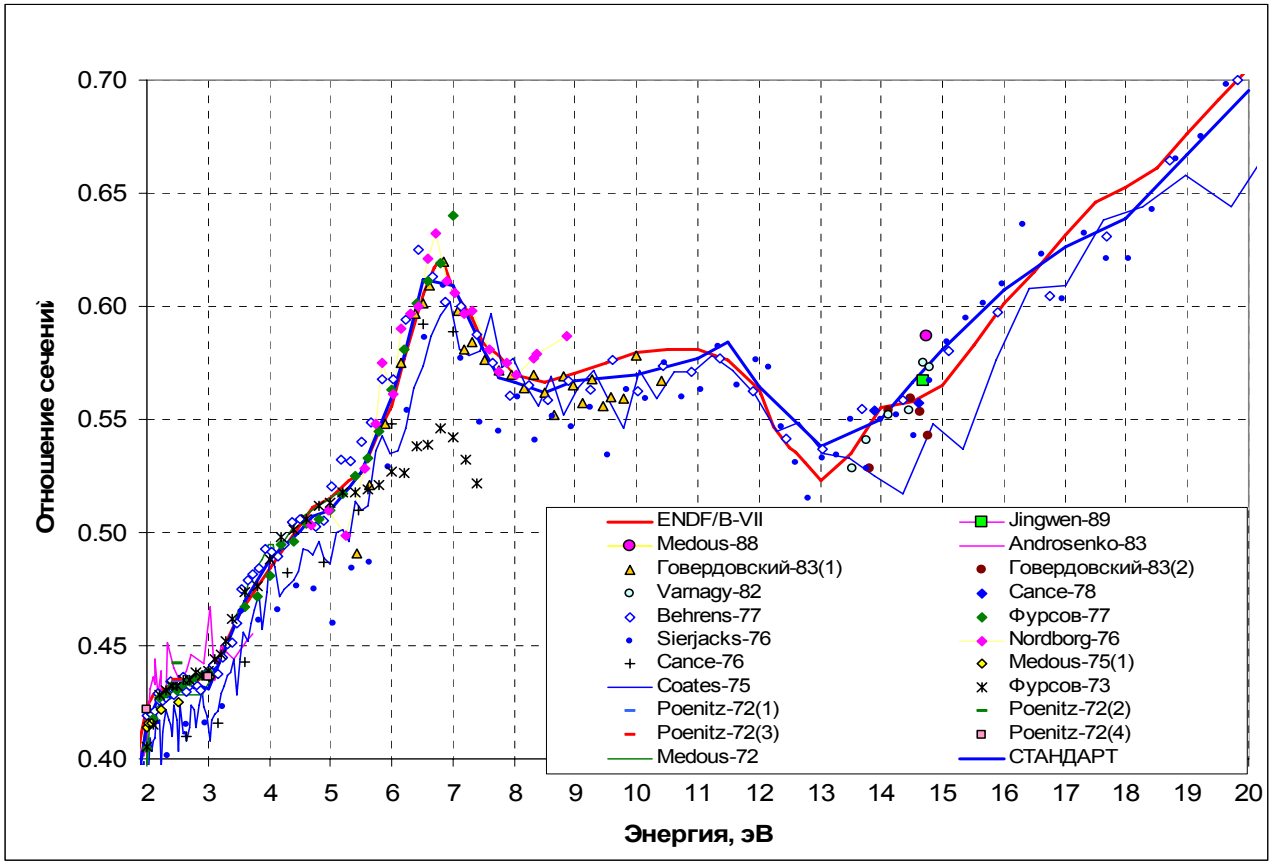


Рис.18б. Сравнение оцененных и измеренных отношений сечения деления ^{238}U к сечению деления ^{235}U

На рис. 19 наряду с полным сечением деления приведены сечения парциальных реакций (n,n'f), (n,2nf) и (n,3nf) – в соответствии с оценкой ENDF/B-VII.b2. Не будучи практически значимыми сами по себе, эти вклады позволяют понять причины, по которым полное сечение деления испытывает резкие подъемы при ~6, ~12 и ~18 МэВ.

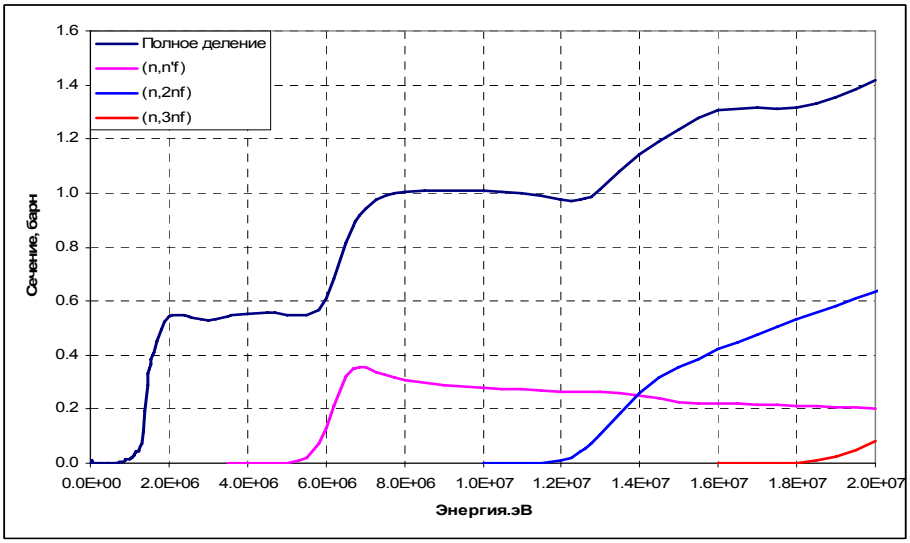


Рис.19. Парциальные вклады в сечение деления (данные ENDF/B-VII.b2)

3.4. Сечение неупругого рассеяния.

Во всех обсуждаемых оценках сечение неупругого рассеяния описывается суммой сечений возбуждения отдельных уровней ^{238}U и возбуждением континуума уровней. Схемы уровней принятые при оценке и границы области возбуждения континуума несколько различаются. Об этих различиях можно судить по таблице 1, в первом столбце которой приводятся в порядке возрастания энергии уровней, встречавшиеся хотя бы в одной оценке, а в остальных строках – номера, приписанные этим уровням в соответствующих оценках. Отсутствие номера означает, что данный уровень в оценке не описывается. Номера уровней, энергии которых лежат ниже границы возбуждения континуума в данной оценке, набраны жирным шрифтом. Энергии уровней, описанных во всех оценках, также набраны жирным.

Таблица 1. Схемы уровней ^{238}U, принятые в различных оценках

Энергия, МэВ	ENDF/B-VII.b2	JEFF-3.1	JENDL-3.3	Маслов	Энергия, МэВ	ENDF/B-VII.b2	JEFF-3.1	JENDL-3.3	Маслов
0.0449	**1**	**1**	**1**	**1**	1.1689		27	**21**	**26**
0.1484	**2**	**2**	**2**	**2**	1.17	22		**22**	**27**
0.3072	**3**	**3**	**3**	**3**	1.209		28		
0.5183	**4**	**4**		**4**	1.2242			**23**	
0.6801	**5**	**5**	**4**	**5**	1.2326			24	
0.7319	**6**	**6**	**5**	**6**	1.25	23	29		
0.7757	**7**	**7**		**7**	1.2692			25	
0.8267	**8**	**8**	**6**	**8**	1.2785			26	
0.9257	**9**	**9**	**7**	**9**	1.2858			27	
0.9308	**10**	**10**	**8**	**10**	1.44	24	30		
0.9502	**11**	**11**	**9**	**11**	1.59	25			
0.9663	**12**	**12**	**10**	**12**	1.75	26	31		
0.9673	**13**	**13**	**11**	**13**	1.85	27			
0.993	**14**	**14**		**14**	1.95	28	32		
0.9975	**15**	**15**	**12**	**15**	2.15	29	33		
1.0373	**16**	**16**	**13**	**16**	2.3	30	34		
1.0566	**17**	**17**	**14**	**17**	2.39	31			
1.0595	**18**	**18**	**15**	**18**	2.4928	32	35		
1.0603	**19**	**19**	**16**	**19**	2.94	33	36		
1.0765	**20**	**20**		**20**	3.189	34	37		
1.1057	**21**	**21**	**17**	**21**	3.388	35	38		
1.107		**22**			3.538	36	39		
1.1126			**18**	**22**	3.637	37			
1.127		**23**	**19**	**23**	3.737	38			
1.1283		24	**20**	**24**	3.837	39			
1.1503		25		**25**	3.909	40			
1.1675		26							
Порог континуума (МэВ):						**1.1126**	**1.21**	**1.29**	**1.18**

Из таблицы видно, что в ENDF/B-VII.b2 ниже границы континуума не пропущено ни одного уровня, описанного в какой-либо оценке. Возбуждение не описываемых явно в этой оценке уровней с энергиями в интервалах от 1.1057 до 1.17 МэВ, от 1.17 до 1.25 МэВ, от 1.25 до 1.44 МэВ и других не описанных явно уровней учтено в сечении возбуждения континуума. Таким образом, по полноте учета схемы уровней оценка ENDF/B-VII.b2 практически не уступает другим, явно описывающим возбуждение уровней с энергиями от 1.1057 до 1.17 МэВ, но не всех, а только части.

На рис. 20 показаны вклады первых 11 уровней в полное сечение неупругого рассеяния (по данным ENDF/B-VII.b2)

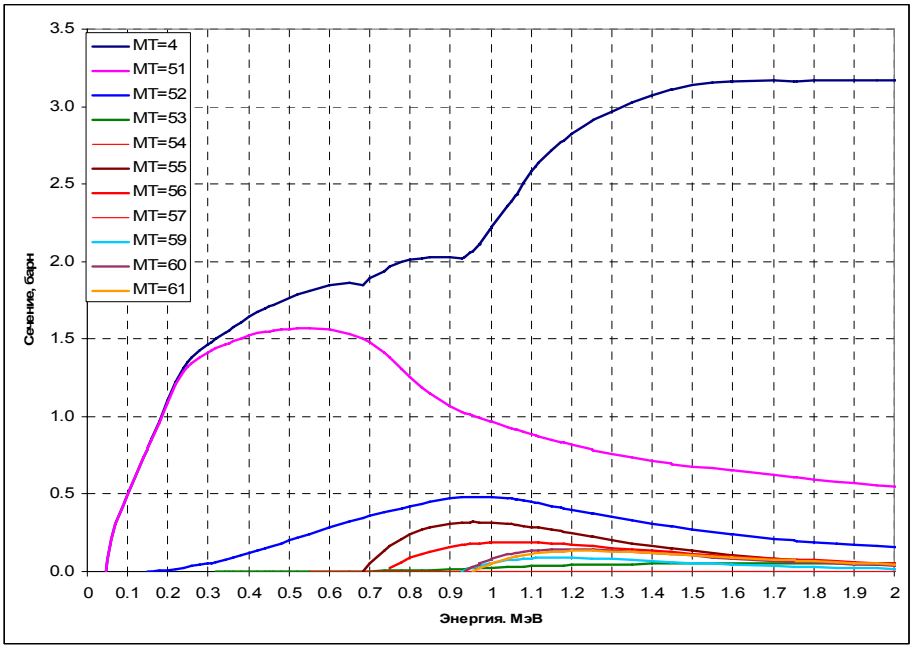


Рис. 20. Вклады неупругого рассеяния на первых уровнях в полное сечение неупругого рассеяния.

На рис. 21 оценки значений полного сечения неупругого рассеяния сравниваются между собой. Как видно, оценка, принятая в ENDF/B-VII.b2, в интервале 200 -600 кэВ весьма заметно превышает другие современные оценки, а в окрестности 900 кэВ, наоборот, лежит ниже их. В связи с этим сравним оцененные сечения неупругого рассеяния с измеренными (рис. 22).

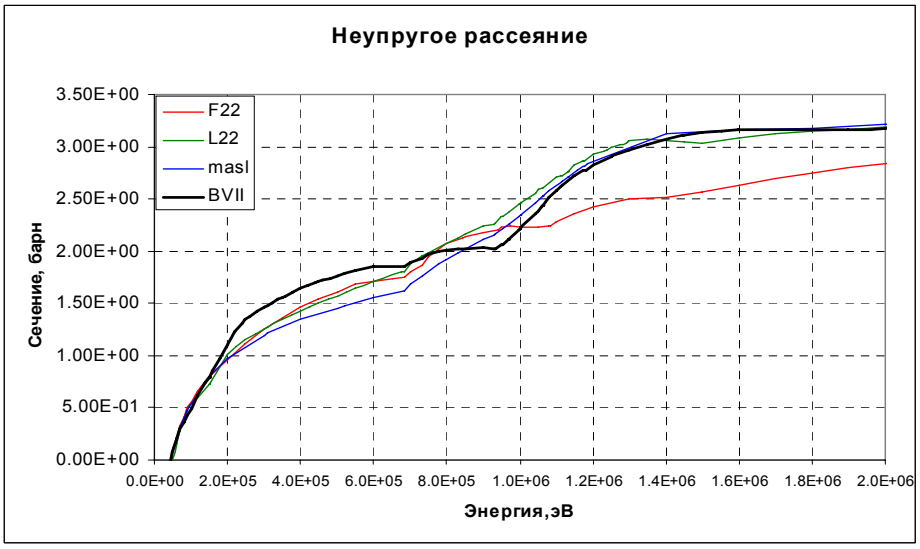


Рис.21а. Сравнение оцененных значений сечения неупругого рассеяния

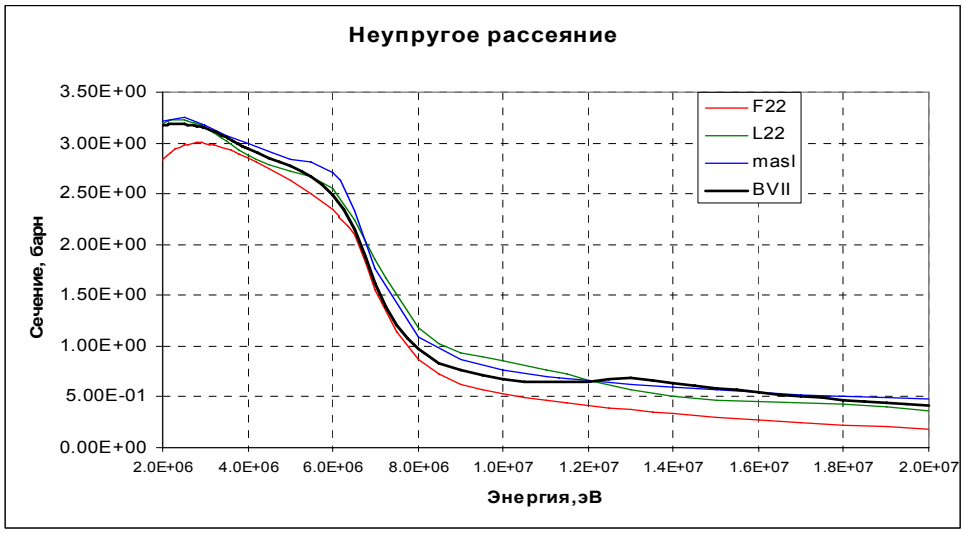


Рис.21б. Сравнение оцененных значений сечения неупругого рассеяния

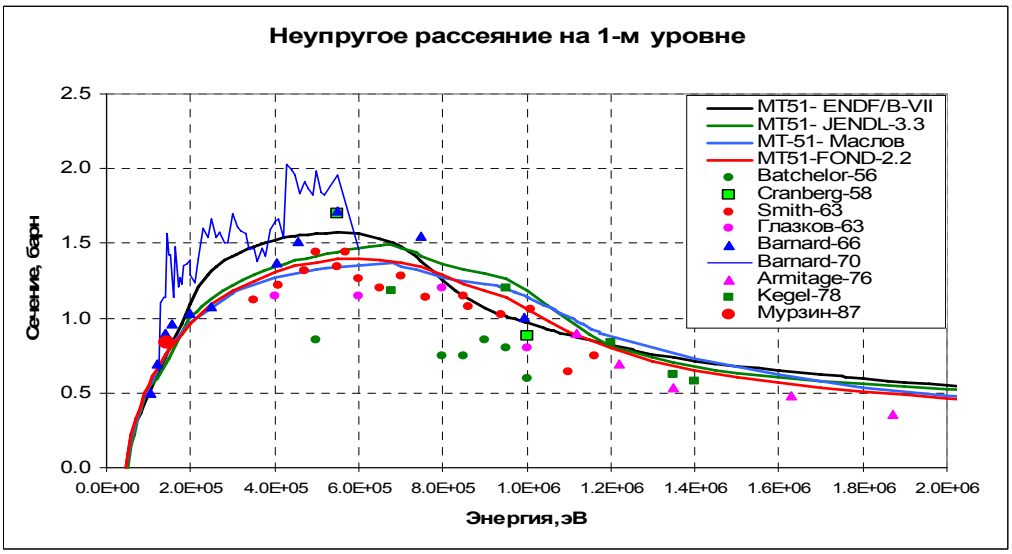


Рис.22а. Неупругое рассеяние с возбуждением 1-го (2+) уровня

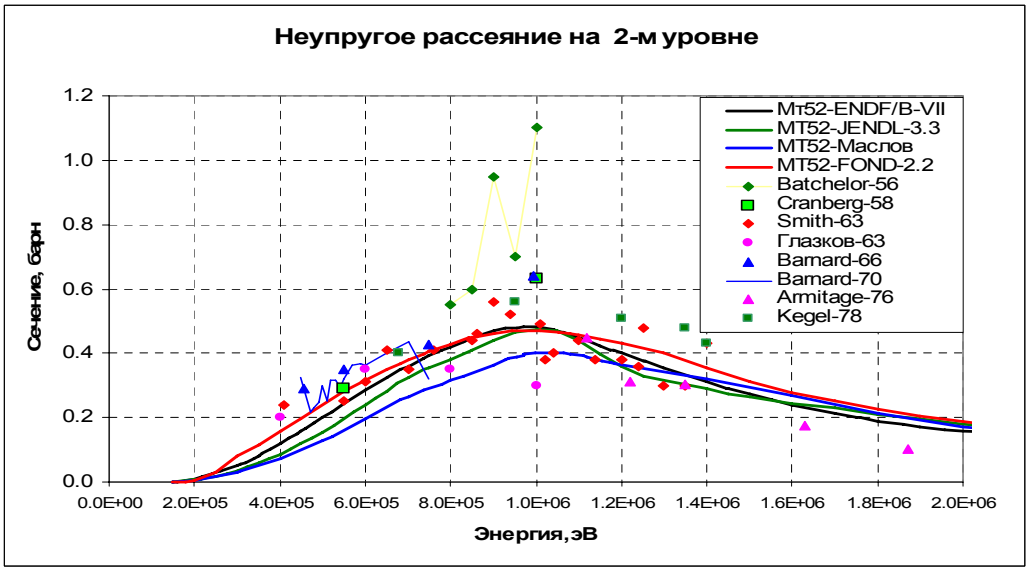


Рис. 22б. Неупругое рассеяние с возбуждением второго (4+) уровня.

Из данных, представленных на рис. 22, видно, что отличия поведения сечения неупругого рассеяния в оценке ENDF/B-VII.b2 от других оценок обусловлены большим весом, который был придан данным Барнарда 1970 г. Как и в других современных оценках, сечения неупругого рассеяния на первых трех уровнях ротационной полосы проводились путем теоретических расчетов по оптической модели с учетом связи каналов, так что различия в результатах оценки отражают скорее различия в принятых параметрах модели, чем в методологии оценки. Резкий подъем полного сечения неупругого рассеяния при 0.7 МэВ, проявляющийся во всех оценках, обусловлен открытием каналов возбуждения 5-го и 6-го уровней (см. рис.19). Следующий резкий подъем примерно пр 0.9 МэВ обусловлен открытием каналов возбуждения целой группы уровней (см. табл. 1). В этой области результаты различных оценок заметно различаются.

Экспериментальные данные не позволяют отдать преимущество какой-нибудь одной из оценок. Учитывая, что средние резонансные параметры в области неразрешенных резонансов приняты в соответствии с оценкой ФОНД-2.2; что эти параметры были получены исходя из требования описания сечения неупругого рассеяния на первом уровне ^{238}U; что ход сечения возбуждения этого уровня в области энергий ниже 800 кэВ лежит между результатами других оценок, а при 800 кэВ совпадает с оценкой ENDF/B-VII.b2 (см. рис. 22а) – учитывая всё это мы **решили включить в РОСФОНД сечение возбуждения первого уровня в области от порога до 800 кэВ из ФОНД-2.2. Что касается сечений возбуждения более высоколежащих уровней и сечения возбуждения первого уровня при энергиях выше 800 кэВ, то их решено принять в соответствии с оценкой ENDF/B-VII.b2.** Заметим, что сечение увода нейтронов под порог деления ^{238}U, рассчитанное по данным ENDF/B-VII.b2, превышает таковое, рассчитанное по данным ФОНД-2.2 всего на 2.4%. Сечения увода, рассчитанные по данным других библиотек, отличаются от данных ФОНД-2.2 сильнее: JEFF-3.1 на +7.8%, Маслов – на +3.4%, JENDL-3.3 – на -10.6%, ENDF/B-VI.7 – на -10.4%. Сечение увода, полученное из ФОНД-2.2 было верифицировано на основе данных интегральных экспериментов и согласие с ним является аргументом в пользу выбора оценки сечения неупругого рассеяния из ENDF/B-VII.b2.

3.5. Сечения реакций (n,xn).

3.5.1 Сечение реакции (n,2n)

Образующийся в результате этой реакции ^{237}U испытывает бета-распад с периодом 6.75 дней, что позволяет применять для измерения сечения активационный метод. На рис. 23 оцененные значения сечения реакции ^{238}U(n,2n) сравниваются с результатами экспериментов, выполненных за последние 35 лет. Экспериментальные погрешности, как правило, меньше разброса данных и потому не приводятся. По разброс результатов оценки позволяет судить о точности современного знания рассматриваемого сечения. **Данные ENDF/B-VII.b2 с точки зрения соответствия экспериментальным данным представляются наиболее оправданными**. Важно и то, что оценка этого сечения выполнена согласована с уже принятой оценкой сечения деления.

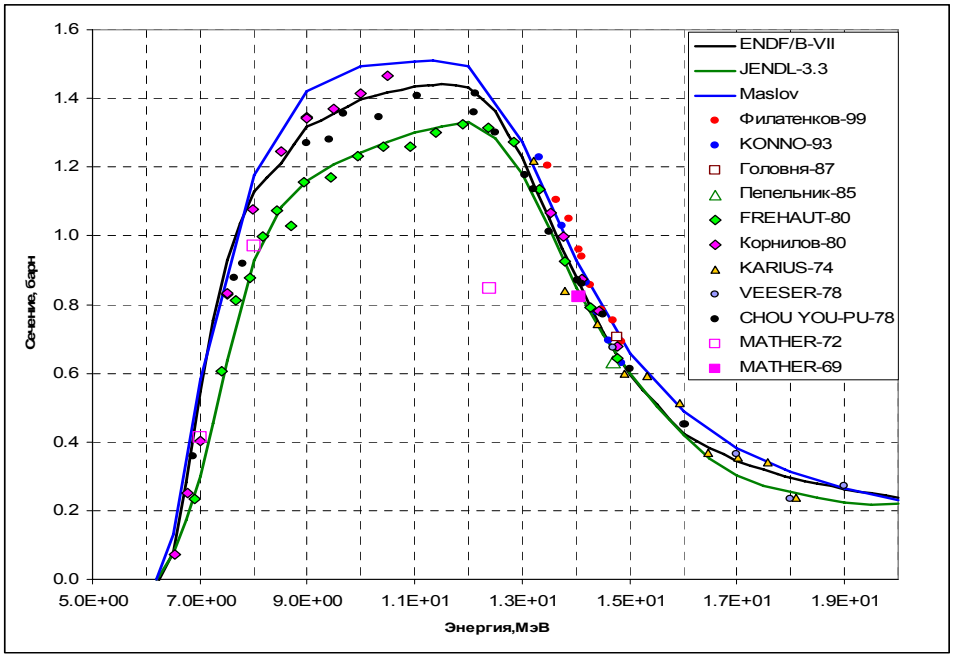


Рис. 23. Сечение реакции (n,2n)

3.5.1 Сечение реакции (n,3n)

Измерение сечения этой реакции намного сложнее, поскольку образующийся в результате ^{236}U обладает очень низкой активностью (период полураспада 23.415 млн. лет). Основной метод регистрации – по множественности нейтронов с достаточно сложным отделением от вклада деления. На рис. 24 дано сравнение результатов оценок с имеющимися в базе данных EXFOR экспериментальными данными. Как видно, и в этом случае **оценка ENDF/B-VII.b2 наилучшим образом согласуется с экспериментальными данными и именно ее целесообразно принять в библиотеку РОСФОНД.**

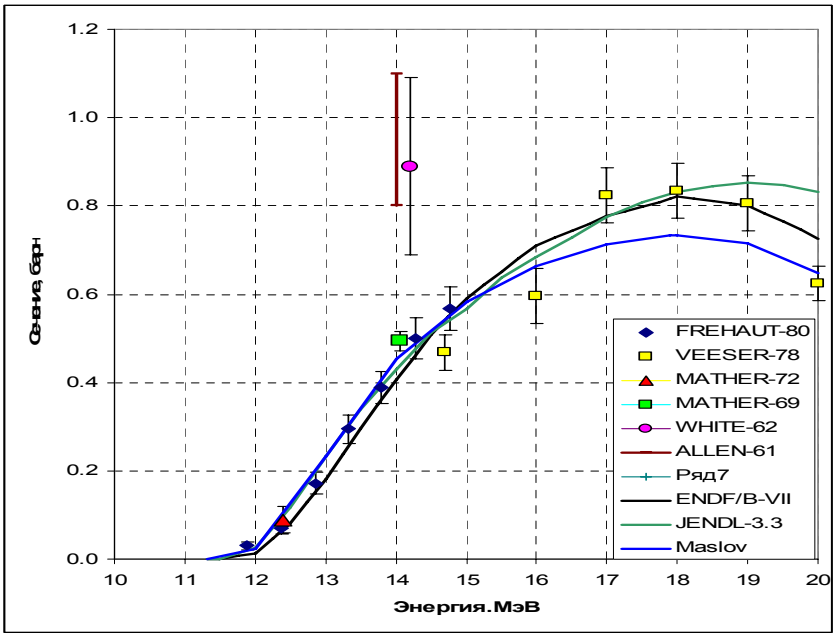


Рис.24. Сечение реакции (n,3n)

3.5.1 Сечение реакции (n,4n)

Сечение этой реакции отлично от нуля лишь на границе рассматриваемого энергетического диапазона. На рис. 25 оцененные данные сравниваются с единственным экспериментом, данные которого содержатся в базе EXFOR. **Оценка ENDF/B-VII.b2 вполне приемлема и в этом случае.**

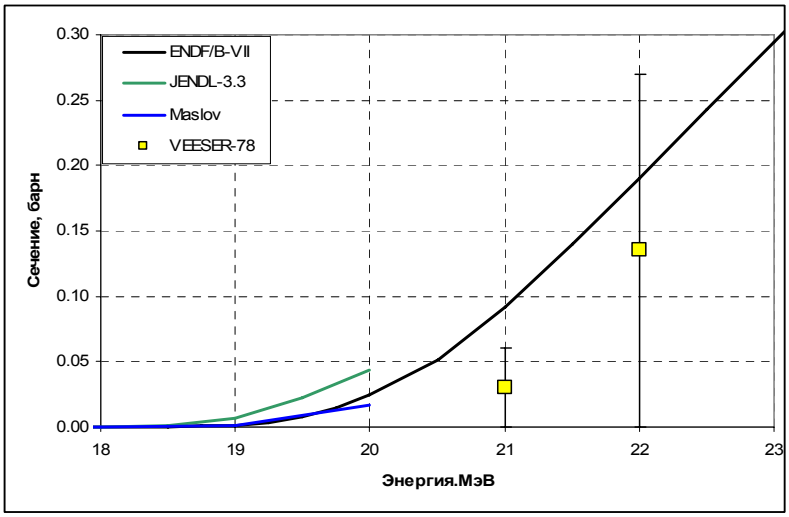


Рис. 25. Сечение реакции (n,4n)

3.5. Сечения реакций с вылетом заряженных частиц.

Из за высокого кулоновского барьера сечения реакций с вылетом заряженных частиц малы. Реакция $^{238}U(n,\alpha)^{235}Th$ экзоэнергетична; тем не менее, ее сечение даже при энергиях выше 10 МэВ измеряется миллибарнами. Не намного больше и сечение реакции $^{238}U(n,p)^{238}Pa$. Продукты этих реакций бета-активны с периодами полураспада 7.1 мин и 2.3 мин, что позволило определить сечения методом активации. Однако экспериментальные данные скудны (см. рис.26 и 27). Оцененные данные о сечениях этих реакций содержатся лишь в библиотеках EAF-99 и EAF-2003**.** На рис. 26 и 27 они сравниваются с имеющимися экспериментальными данными. Различия между EAF-99 и EAF-2003 касается только поведения сечения (n,α) в области низких энергий (см. рис. 28). **В РОСФОНД решено включить эти оценки из EAF-2003, несколько изменив ход сечения реакции (n,α) в области промежуточных энергий (см. рис.28) и соответственно уменьшив сечение упругого рассеяния.**

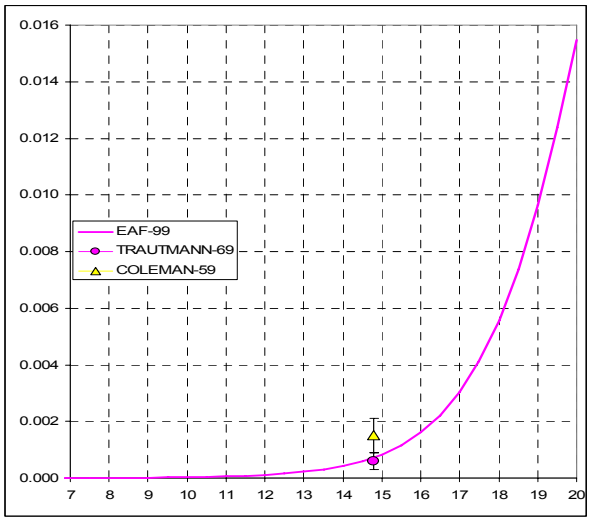


Рис. 26. Сечение реакции (n, α)

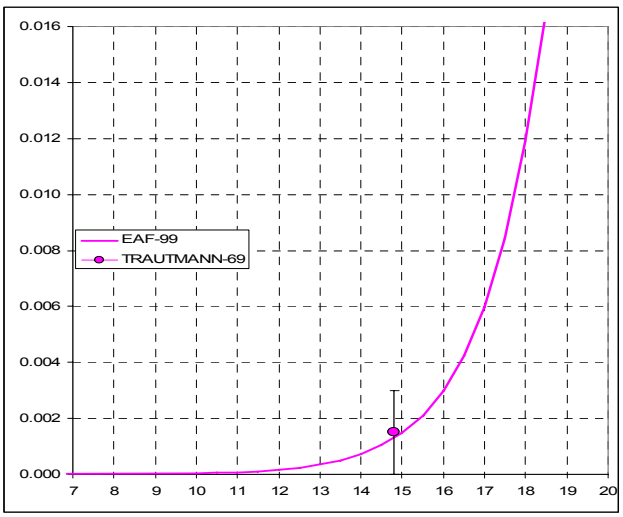


Рис. 27. Сечение реакции (n,p)

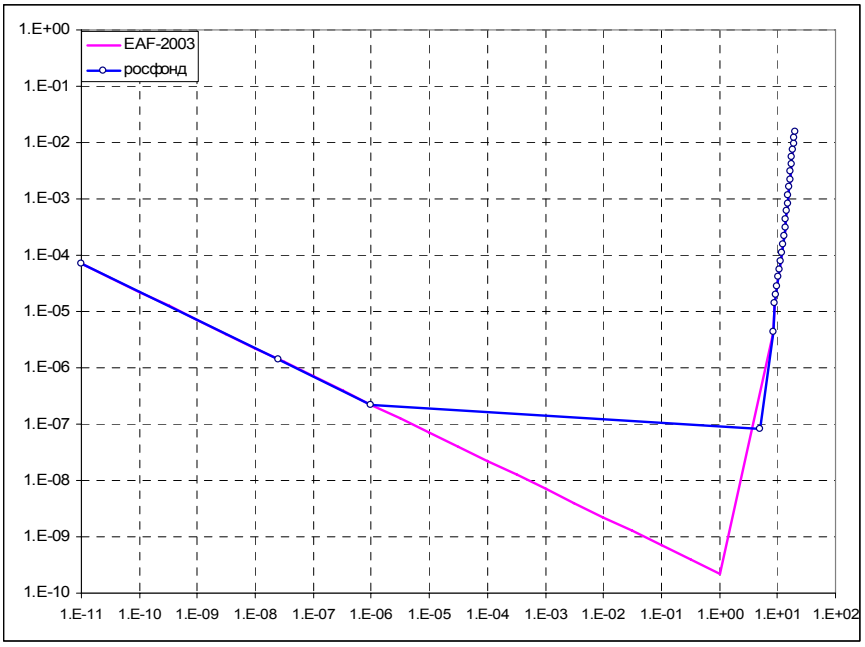


Рис.28. Поведение сечения реакции(n, α) при низких энергиях.

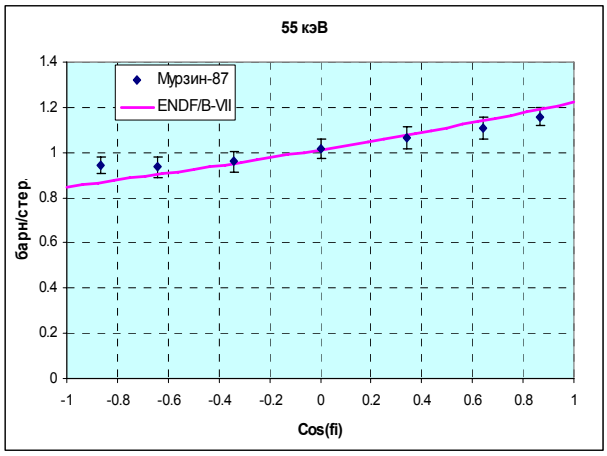
4. Энерго-угловые распределения вторичных нейтронов

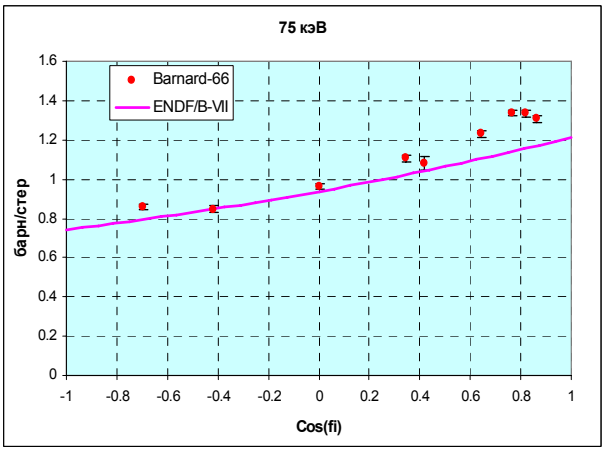
4.1. Анизотропия упругого рассеяния

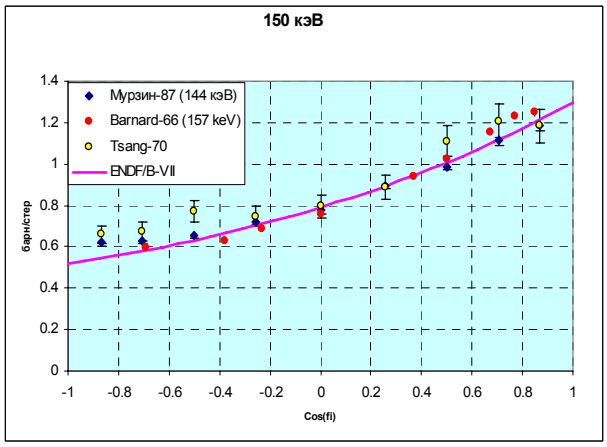
Анизотропия упругого рассеяния на уране-238 велика и ее учет имеет существенное практическое значение поскольку существенно сказывается на альбедо урановых экранов быстрых реакторов, на прохождение нейтронов через их толщу и т.п. На серии рисунков 29 приводятся результаты измерений дифференциального сечения упругого рассеяния в сравнении с оценкой ENDF/B-VII.b2 и, при некоторых энергиях, с другими оценками. При сравнении следует иметь в виду, что при измерениях сечения при высоких энергиях достаточно трудно отделить упругое рассеяние от неупругого рассеяния на первых уровнях. Можно ожидать, что в экспериментальные данные неупругое рассеяние на первых уровнях (гораздо более изотропное, чем упругое рассеяние) дает заметный вклад. Наблюдаемые расхождения между экспериментальными и оцененными данными именно на это и указывают.

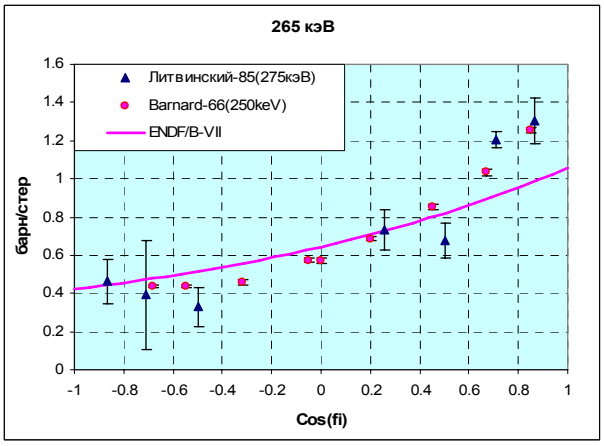
Как видно из приведенных графиков, между экспериментальными и оцененными данными имеется приемлемое согласие. Результаты разных оценок различаются заметно, но отдать предпочтение какой-либо из оценок на основе экспериментальных данных не представляется возможным. Расхождения в результатах оценки едва ли могут сказаться на расчетах переноса нейтронов в уране. Во всяком случае, проведенное сравнение оцененных данных при высоких энергиях позволяют представить себе масштаб этих расхождений.

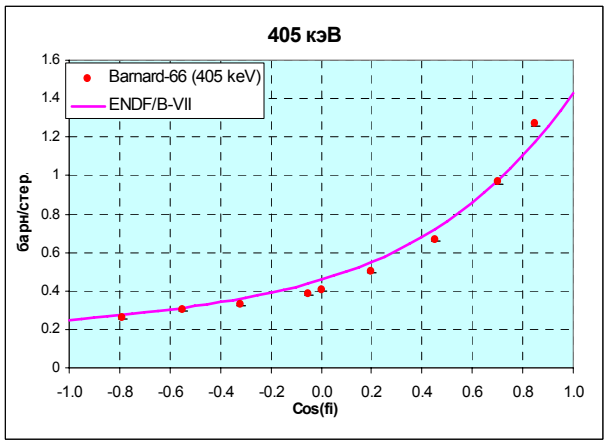
В РОСФОНД решено включить оценку угловых распределений упруго рассеянных нейтронов из ENDF/B-VII.b2.

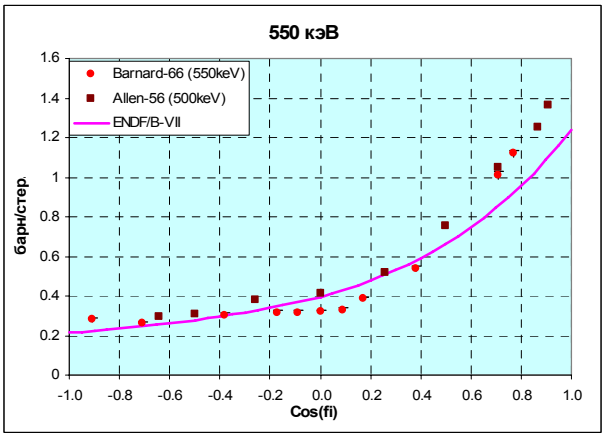

55 кэВ
Мурзин-87
ENDF/B-VII
барн/стер.
Cos(fi)

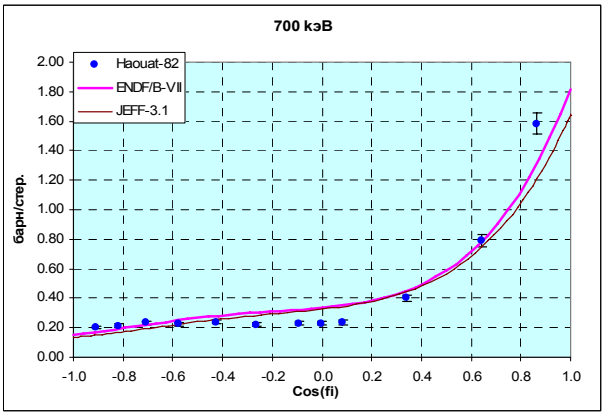

75 кэВ
Barnard-66
ENDF/B-VII
барн/стер
Cos(fi)

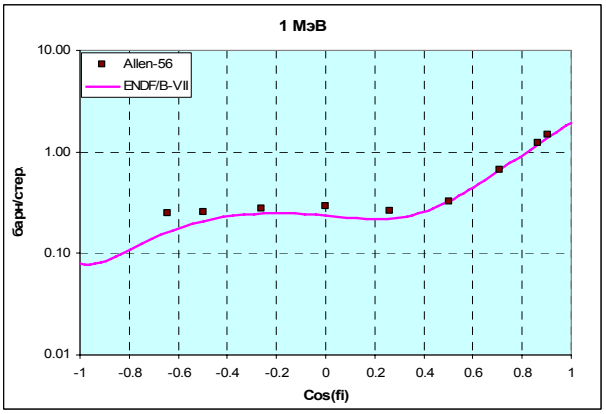

150 кэВ
Мурзин-87 (144 кэВ)
Barnard-66 (157 keV)
Tsang-70
ENDF/B-VII
барн/стер
Cos(fi)


265 кэВ
Литвинский-85(275кэВ)
Barnard-66(250keV)
ENDF/B-VII
барн/стер
Cos(fi)


405 кэВ
Barnard-66 (405 keV)
ENDF/B-VII
барн/стер.
Cos(fi)


550 кэВ
Barnard-66 (550keV)
Allen-56 (500keV)
ENDF/B-VII
барн/стер.
Cos(fi)


700 кэВ
Haouat-82
ENDF/B-VII
JEFF-3.1
барн/стер.
Cos(fi)


1 МэВ
Allen-56
ENDF/B-VII
барн/стер.
Cos(fi)

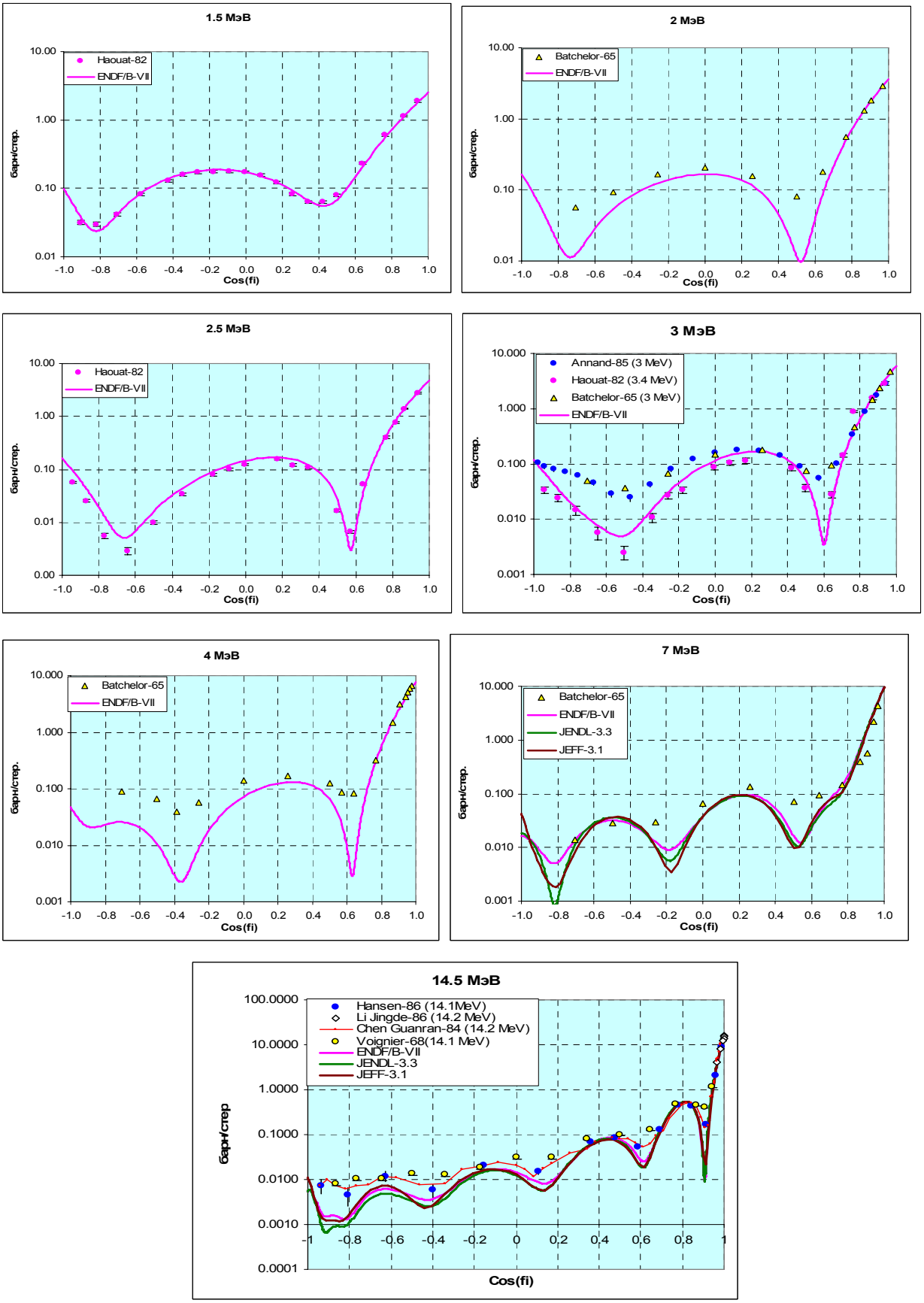


Рис. 29. Измеренные и оцененные дифференциальные сечения упругого рассеяния

4.2. Угловые распределения и спектры неупругого рассеяния

Экспериментальные данные по анизотропии неупругого рассеяния весьма скудны и оцененные данные базируются на результатах расчетов по теоретическим моделям нейтронных реакций. Результаты этих расчетов, как увидим ниже, существенно различаются.

На рис.30 приведены экспе6риментальные данные по анизотропии неупругого рассеяния нейтронов с энергией 144 кэВ. При этой энергии возбуждается лишь самое низкоэнергетическое возбужденное состояние. Наряду с экспериментальными данными приводятся и оцененные. Как видно, расхождения оценок весьма заметны, но единственный вывод, который можно сделать из сравнения с экспериментальными данными, это то, что анизотропия рассеяния в оценке Маслова, очевидно, неоправданно сильна.

На серии рисунков 31 сравниваются угловые распределения нейтронов с энергией 9 МэВ, неупруго рассеянных с возбуждением нескольких первых уровней ^{238}U. На первом из них, рис.31а, сравниваются оценки угловых распределений трех самых нижних уровней (относящихся к ротационной полосе, спины и четности которых достоверно известны). Как видим, расхождения в оценках невелики.

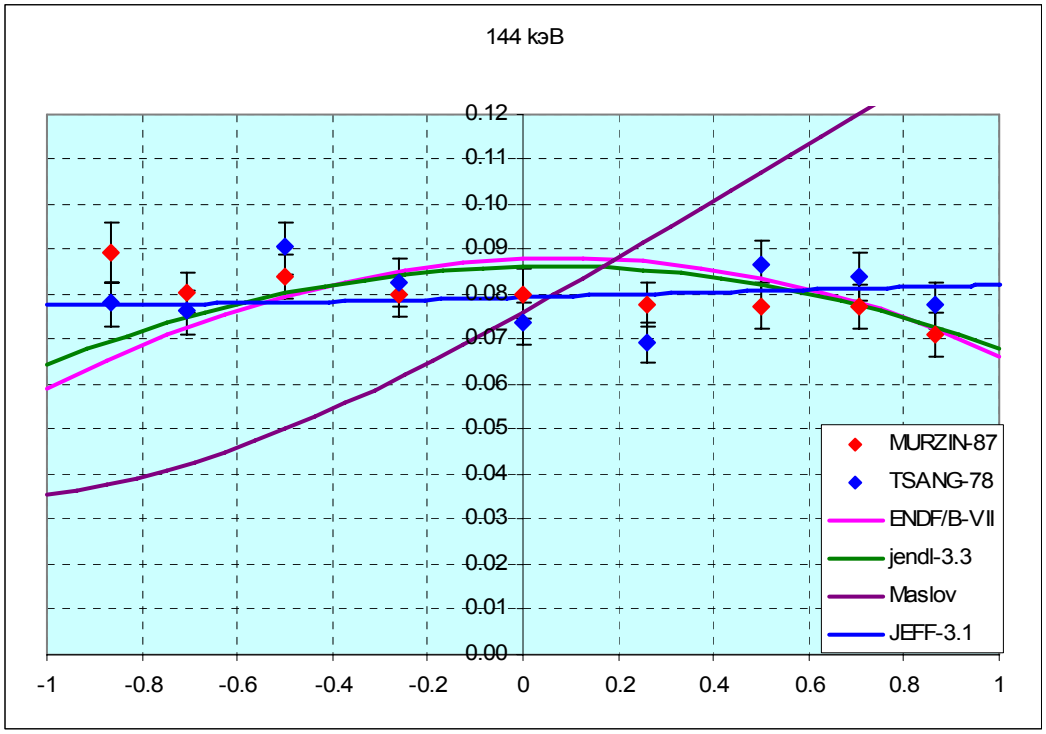


Рис. 30. Угловые распределения неупруго рассеянных нейтронов с энергией 144 кэВ

На рис. 31б сравниваются оцененные угловые распределения нейтронов, испытывающих неупругое рассеяние с возбуждением следующих 8-ми уровней. Для всех этих уровней в ENDF/B-VII.b2 принимаются одинаковые угловые распределения. В оценке Маслова одинаковые распределения приняты только для некоторых из рассматриваемых уровней, а в оценке JENDL-3.3 все угловые распределения различны. Как видим, оценки Маслова и JENDL-3.3 “вьются” вокруг простого углового распределения, принятого в ENDF/B-VII.b2, не систематично отклоняясь от нее как в ту,

так и в другую сторону. **Включение в РОСФОНД данных по анизотропии неупругого рассеяния из ENDF/B-VII.b2 представляется оправданным**.

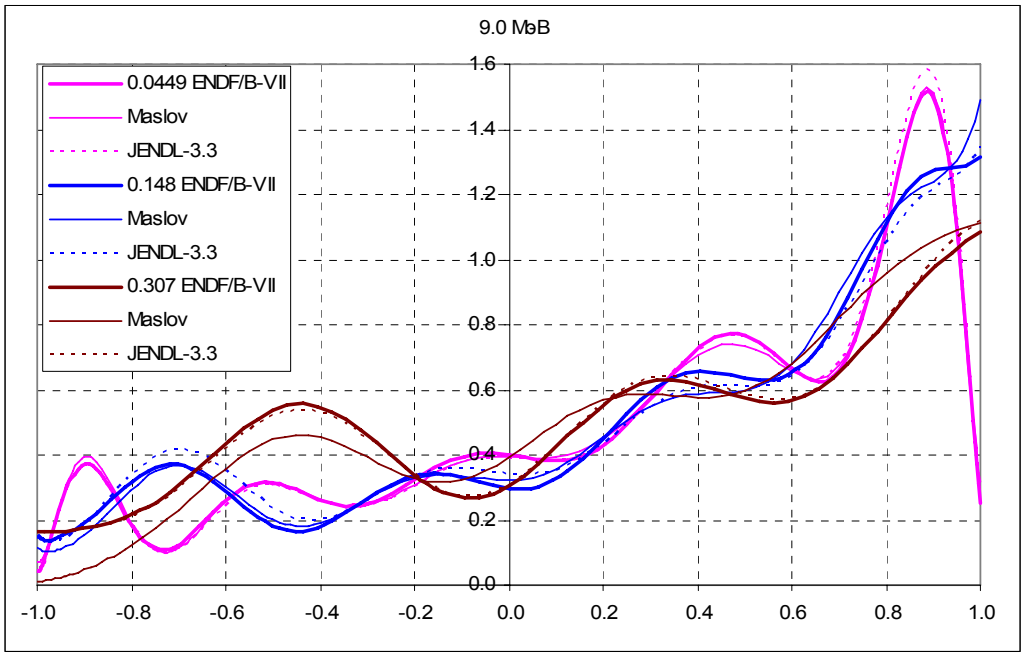


Рис. 31а

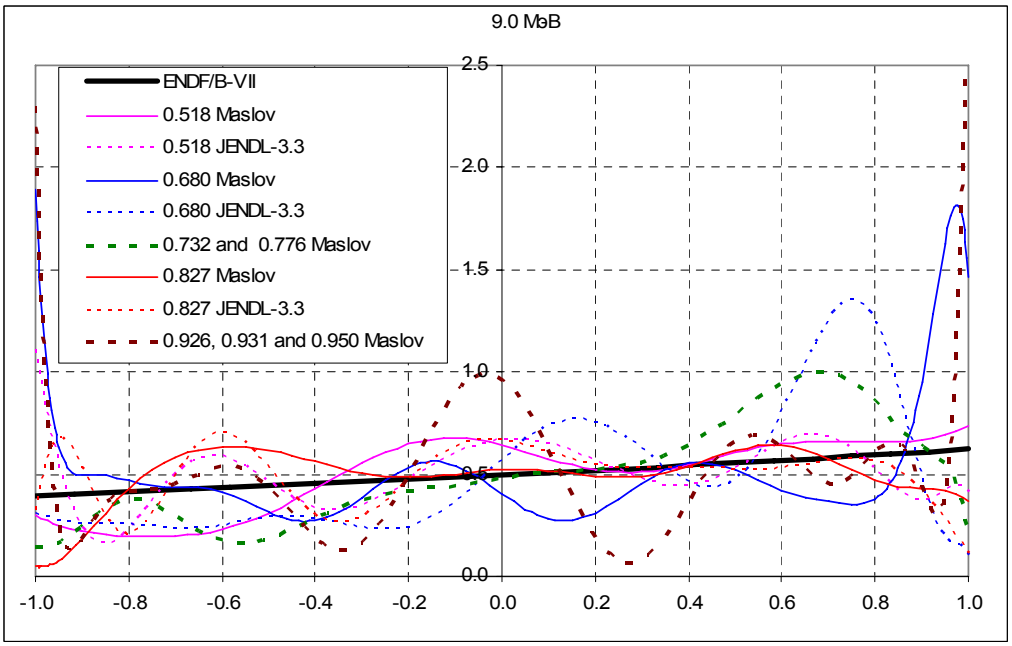
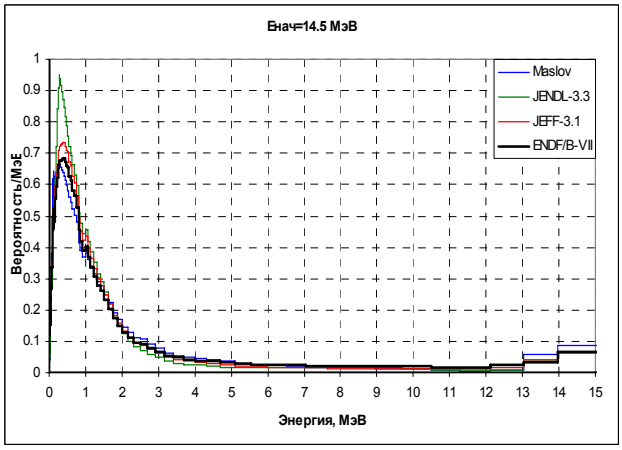
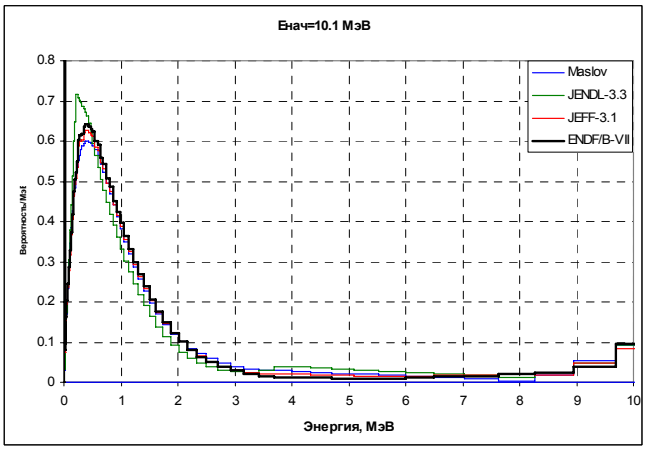


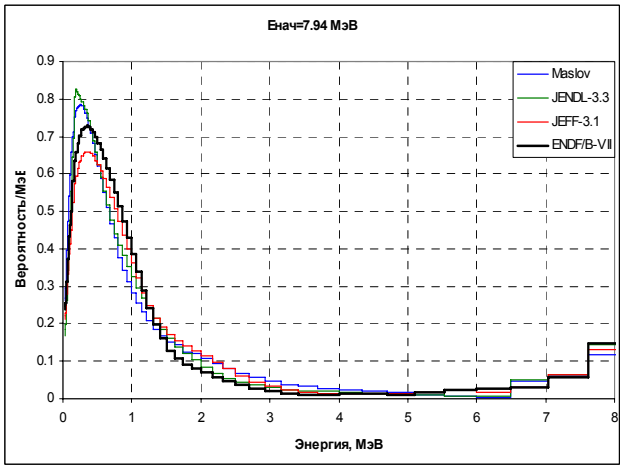
Рис.31б

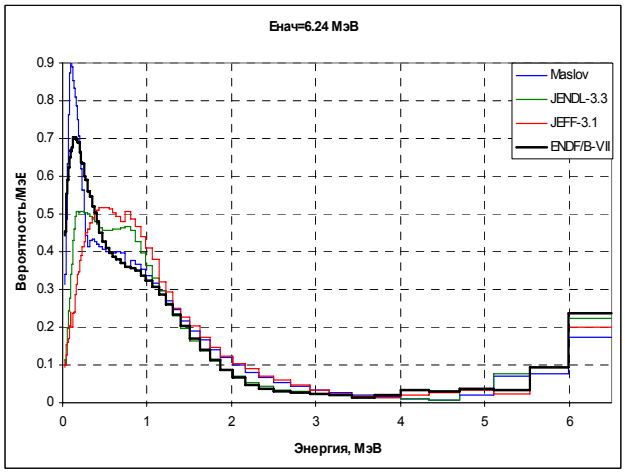
4.3. Спектры неупруго рассеянных нейтронов.

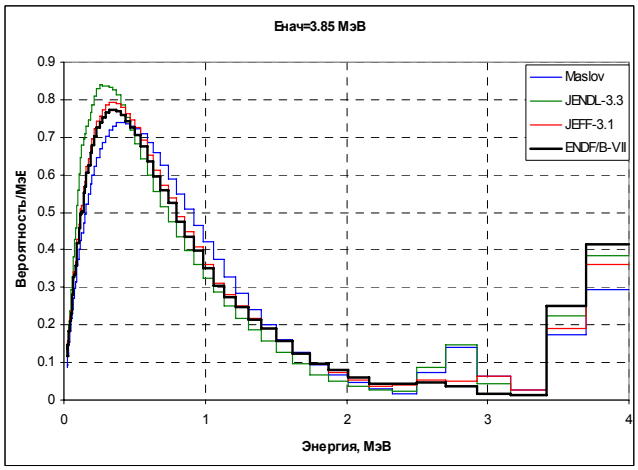
На серии рисунков 32 приведены спектры неупруго рассеянных нейтронов, рассчитанные на основе разных файлов оцененных нейтронных данных.

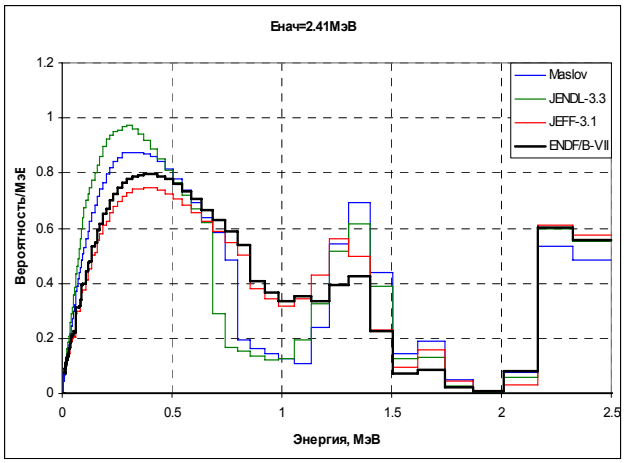












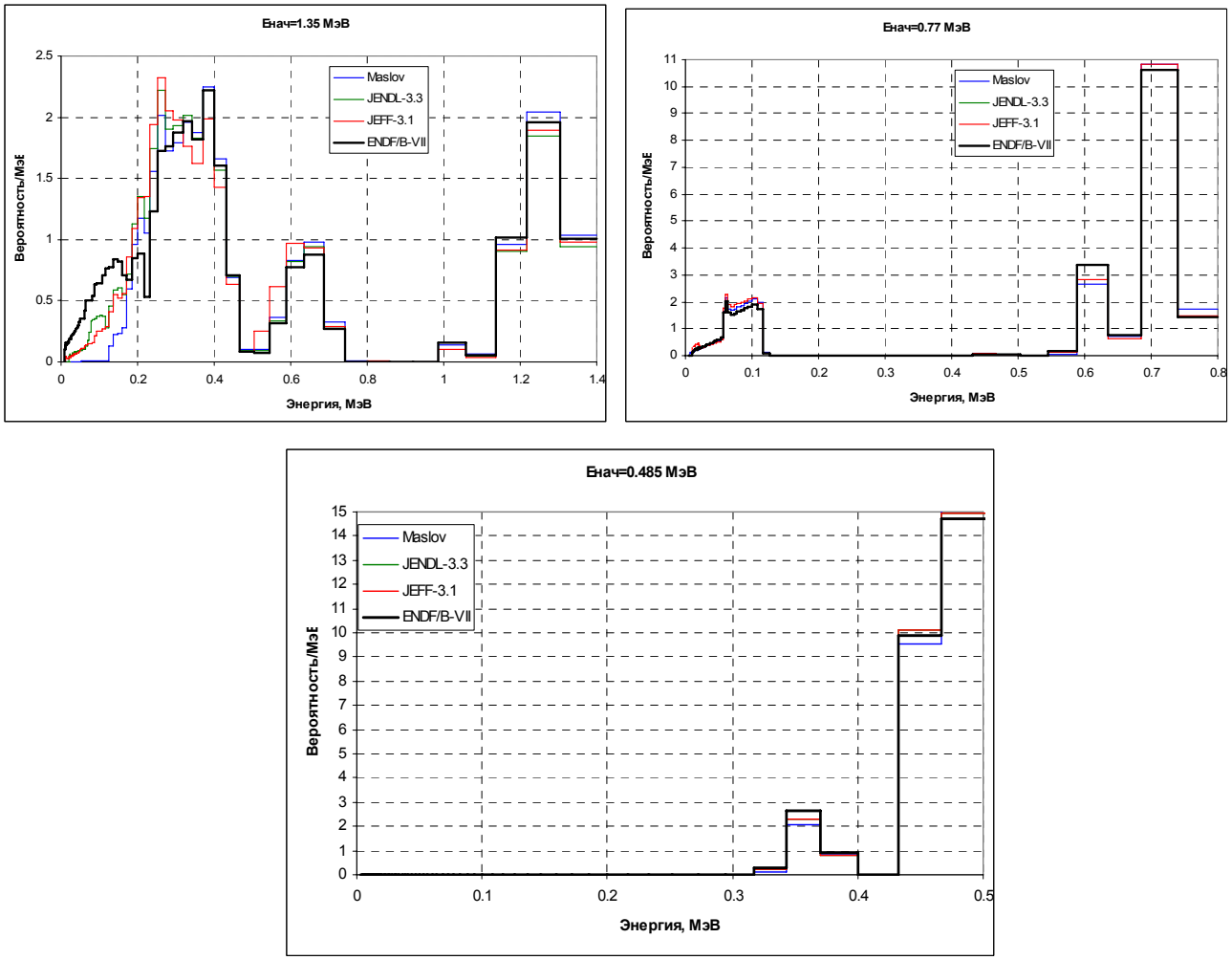


Рис.32. Спектры нейтронов различных энергий, испытавших неупругое рассеяние.

Как видно, максимальное различие оцененных спектров наблюдается при 6 МэВ, где согласно оценкам JEFF-3.1 и JENDL-3.3, возбуждение континуума уровней имеет меньшую вероятность, чем это следует из оценок ENDF/B-VII.b2 и оценки Маслова. **При всех энергиях спектры нейтронов, следующие из оценки ENDF/B-VII.b2, занимают промежуточное положение. Нет оснований не принять эту оценку спектров в РОСФОНД.**

4.3. Энерго-угловые распределения нейтронов, испускаемых в реакциях (n,2n), (n,3n) и (n,4n)

В библиотеках ENDF/B-VI, JEFF-3 и ENDF/B-VII эти угловые распределения, рассчитанные по модели Хаузера-Фешбаха с учетом вклада предравновесных процессов, описываются по модели Калбаха-Манна и определяются файлами MF=6. Различие в параметрах этих распределений невелико. **В РОСФОНДе решено сохранить те же распределения, что и в ФОНД-2.2, т.е. соответствующие ENDF/B-VII.b2.**

4.4. Характеристики нейтронов деления

4.4.1. Число мгновенных нейтронов деления.

На рис. 33, энергетические зависимости числа мгновенных нейтронов деления сравниваются между собой и с экспериментальными данными из EXFOR. Оценки ENDF/B-VII.b2 и JENDL-3.3 очень близки друг к другу практически во всем рассматриваемом диапазоне энергий. Маслов принял те же значения $\nu_{prompt,}$ что и в JENDL-3.3. При энергии 3 МэВ принимаемые в них значения ν_{prompt} лежат существенно ниже большинства экспериментальных данных и оправдываются лишь результатами Фрео (1980). Оценка JEFF-3.1 в этой области энергий, как и оценка ФОНД-2.2 проходят через большинство экспериментальных точек и представляются более оправданными. При энергиях ниже эффективного порога деления урана-238, т.е. ниже 1.4 МэВ, оценки ν_{prompt} из ENDF/B-VII.b2 и JENDL-3.3 представляются неоправданно завышенными. Столь высокие значения оправдываются лишь двумя последними точками эксперимента Фрео и последней точкой эксперимента двумя последними точками эксперимента Фрео и последней точкой эксперимента Нурпеисова.

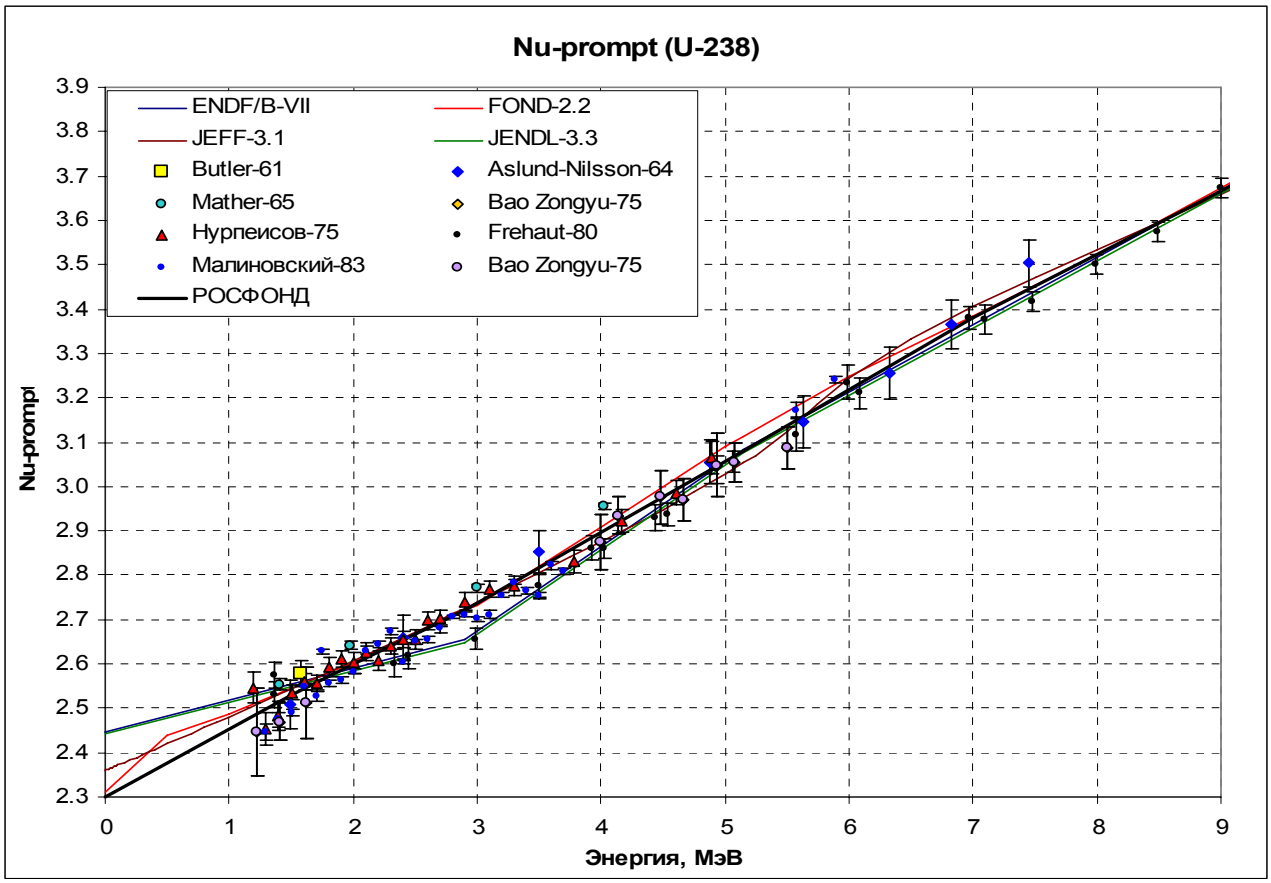


Рис.33а. Энергетическая зависимость числа мгновенных нейтронов деления

При этом причем предыдущие точки этого эксперимента, как и данные Бао Дзонгджу, данные Малиновского и данные Аслунд-Нильсона, указывают на гораздо более быстрый спад ν_{prompt} с уменьшением энергии нейтронов (более детально это видно на рис. 33б)

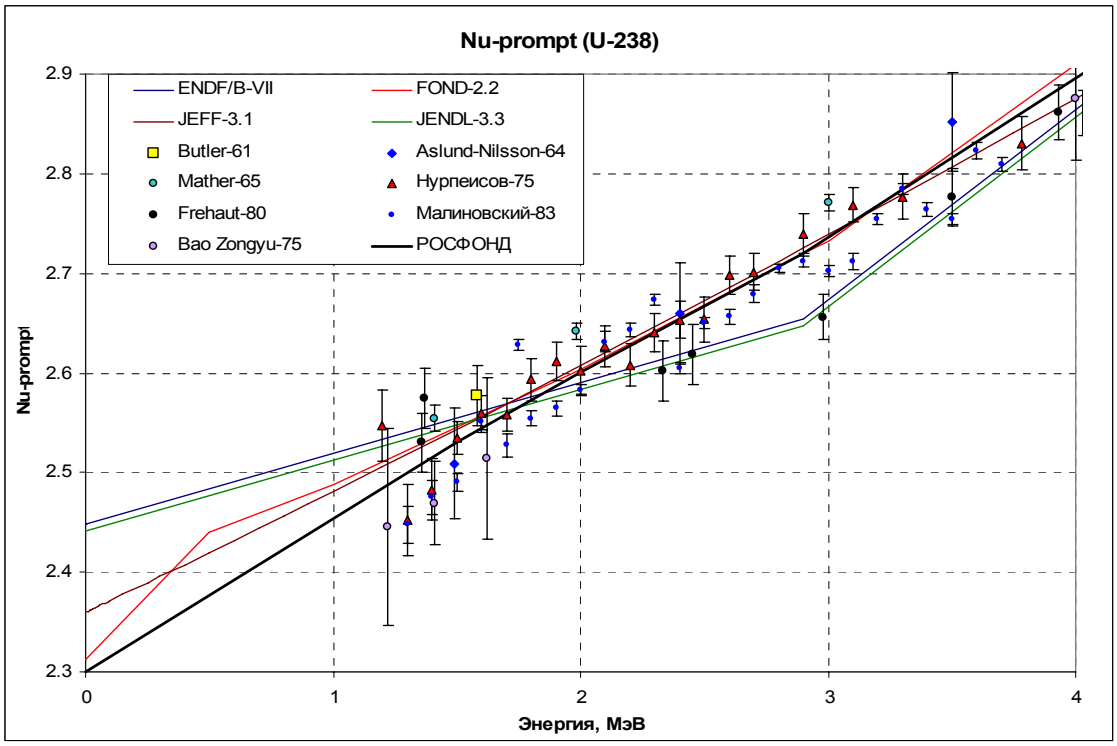


Рис.33б. Энергетическая зависимость числа мгновенных нейтронов деления вблизи порога деления ^{238}U

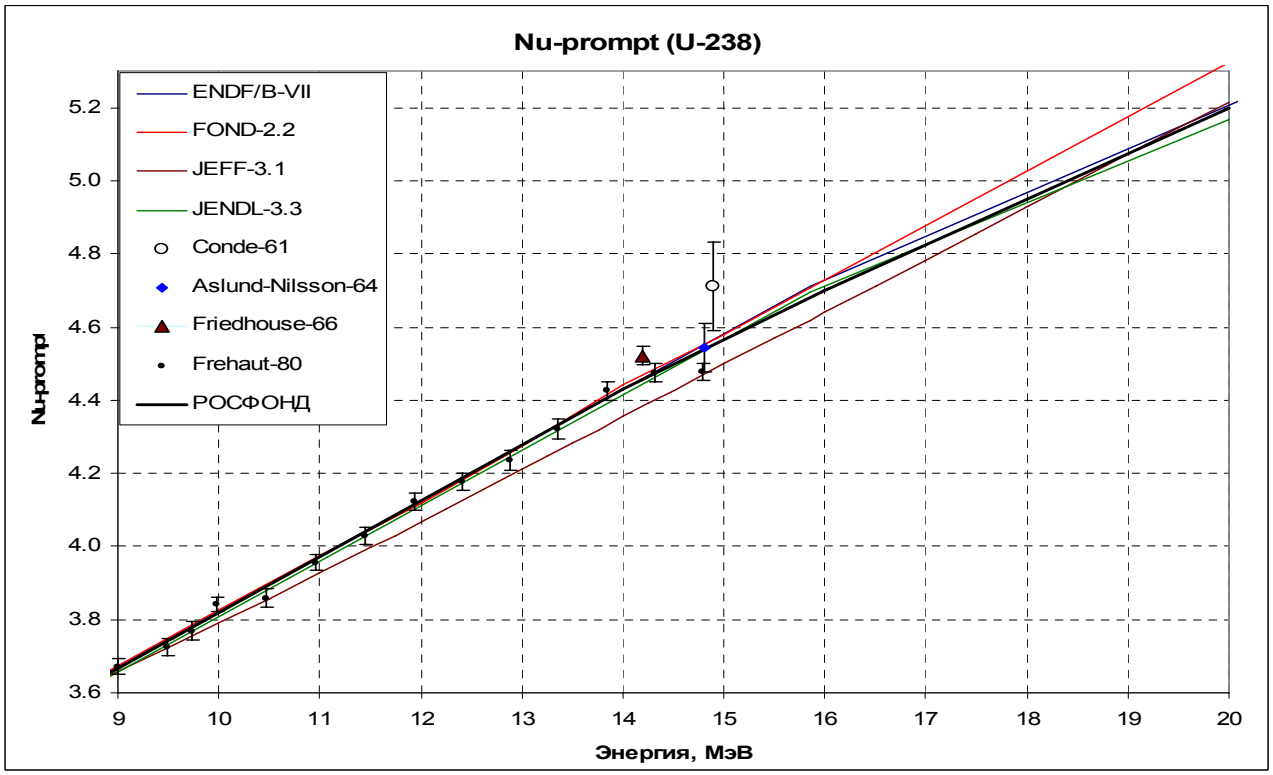


Рис.33в. Энергетическая зависимость числа мгновенных нейтронов деления

При энергии 9 МэВ различные оценки ν_{prompt} пересекаются. Сравнение оценок при более высоких энергиях показано на рис. 33в.

Анализ расхождений между оцененными и измеренными значениями ν_{prompt} привел тк выводу о целесообразности включить в РОСФОНД некоторую усредненную

оценку, изображенную на рис. 33 черной линией. При энергиях выше 9 МэВ эта оценка практически совпадает с оценками ENDF/B-VII.b2 и JENDL-3.3 (см. рис.33в). В интервале 5 – 9 МэВ различия между этими оценками и принимаемой усредненной оценкой также несущественны (см. рис. 33а). В интервале 2 – 5 МэВ принимаемая оценка близка к таковой из библиотеки JEFF-3.1, однако, при более низких энергиях она спадает несколько круче (см. рис. 33б) по причинам обсужденным выше.

4.4.2. Энергетические спектры мгновенных нейтронов деления.

На рис. 34 показаны зависимости средней энергии нейтронов деления от энергии нейтронов, вызывающих деления, следующие из спектров нейтронов деления, принятых в современных оценках. Эти спектры были рассчитаны по модели Медлунда-Никса с параметрами, учитывающими вклады реакций (n,n'f), (n,2nf) и (n,3nf). Красной линией приведена зависимость средней энергии спектра деления, рассчитываемого на основе принятой в системе констант БНАБ-93 параметризации:

$$\chi(E) = \frac{2\exp(-ab/4)}{\sqrt{\pi a^3 b}} \exp(-E/a)\mathrm{sh}\sqrt{bE},$$

где a=1.03, а b=0.858ν-0.436. Средняя энергия таким образом определенного спектра (спектра Уатта) равна <E>=a*(3/2+ab/4).

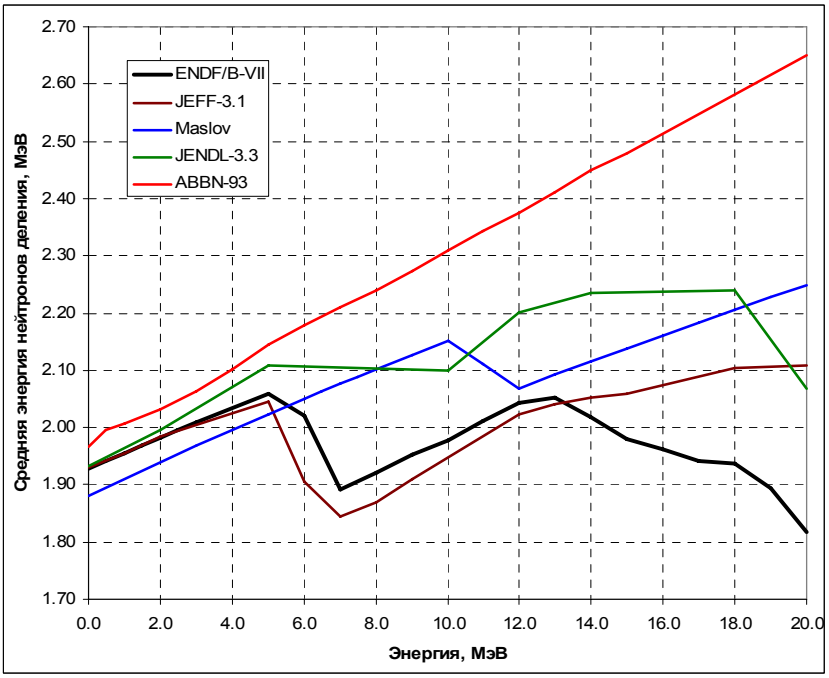


Рис. 34. Энергетическая зависимость средней энергии нейтронов деления.

Как видим, разброс данных даже современных оценок довольно велик. Заметим, что учет современных данных о спектрах нейтронов деления может быть достаточно существенным. Например в среде из урана с 5.56% урана-235 (которой k∞=1), переход от принятой в БНАБ-93 параметризации к современным формам спектра деления влечет за собой снижение среднего сечения деления урана-238 на 0.37%. Это эффект замены спектра со средней энергией, изображенной красной кривой, к спектру деления со средней энергией, изображенной черной кривой. Из этой оценки следует, что от того, какая из современных оценок спектра деления буде выбрана, среднее сечение деления

урана-238 и размножение нейтронов в средах, содержащих уран-238 в высоких концентрациях будет зависеть уже слабо. Тем не менее, этот выбор следует сделать.

На серии рисунков 35 спектры деления, принятые в ENDF/B-VII.b2, сравниваются с экспериментальными данными из EXFOR.

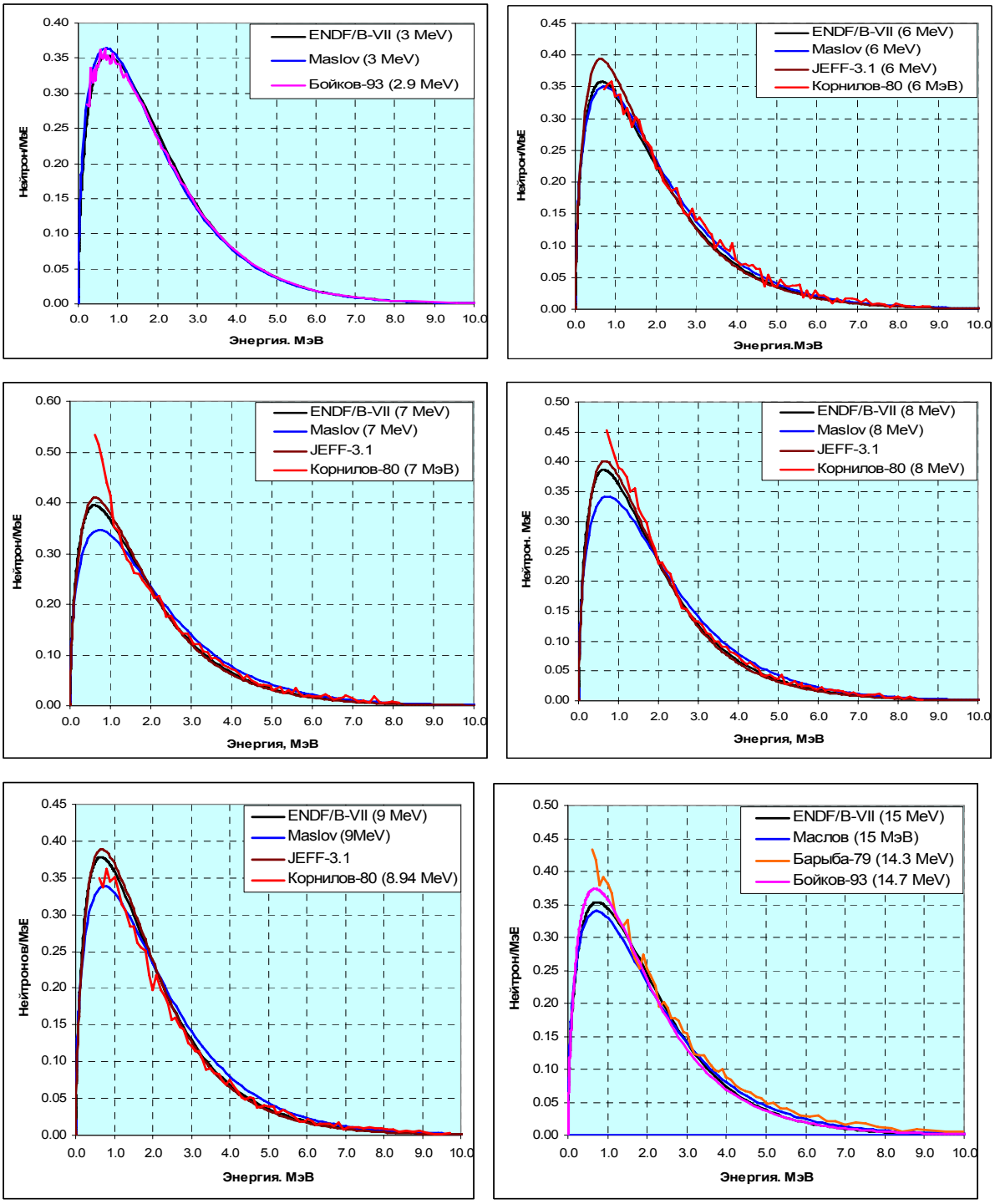


Рис.35. Сравнение оцененных и измеренных спектров мгновенных нейтронов деления.

Как видно, масловские спектры при энергиях выше 6 МэВ оказываются слишком жесткими. Из рис. 33 ясно, что спектры, принятые в JENDL-3.3 близки к Масловским и потому на рис. 35 не приводятся. Спектры из оценок JEFF-3.1 и ENDF/B-VII.b2 близки друг к другу. При энергиях 3 МэВ и 15 МэВ они практически не различимы. Сравнение с

экспериментом при 6 МэВ, позволяет **отдать преимущество оценке ENDF/B-VII.b2, которая и рекомендуется в РОСФОНД**. При энергиях выше 15 МэВ спектры, согласно этой оценке, существенно смягчаются. Насколько это обосновано покажут эксперименты, выполненные при энергиях порядка 20 МэВ. Основанием для смягчения спектра при этих энергиях является включение реакции (n,3nf). В других современных оценках влияние этой реакции почему-то не проявляется на форме спектра.

4.4.3. Группы запаздывающих нейтронов и зависимость их выхода от энергии.

В библиотеке РОСФОНД принято 8-групповое представление совокупности предшественников запаздывающих нейтронов, рекомендованное в работе[48], принятое также и в библиотеке JEFF-3.1.

На рис. 36 приведены энергетические зависимости выхода запаздывающих нейтронов при делении, полученные в разных оценках в сравнении с экспериментальными данными.

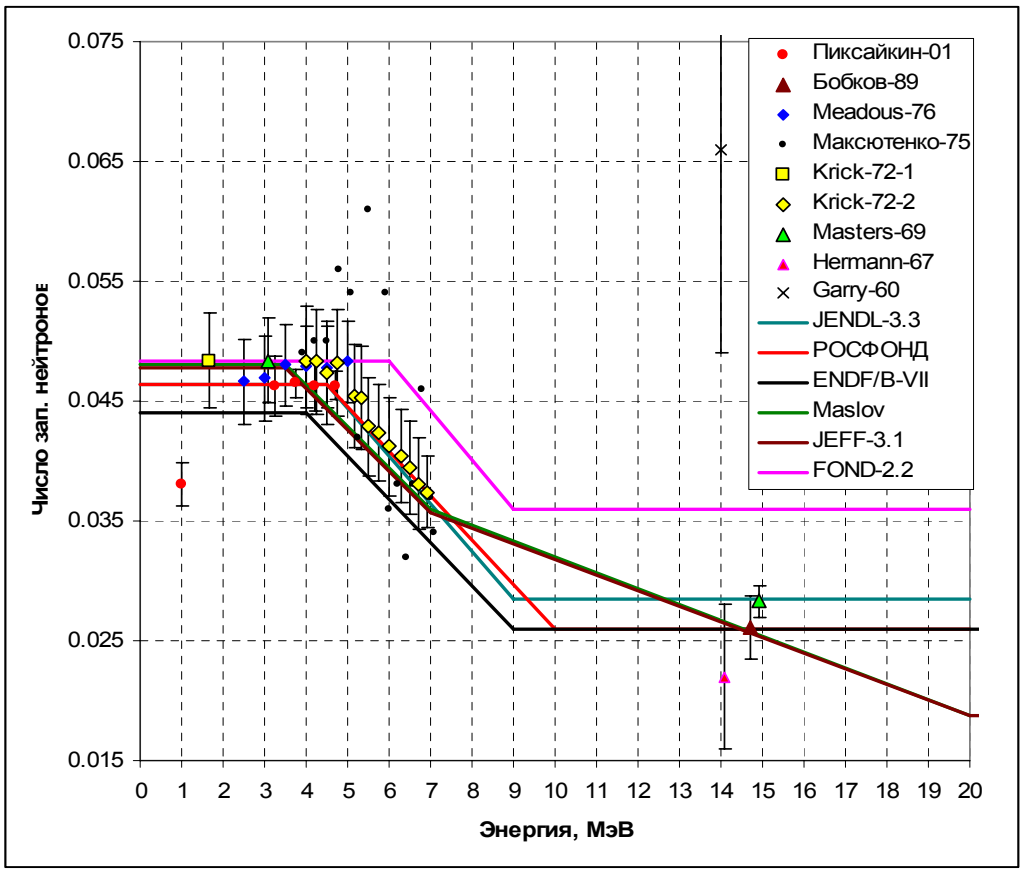


Рис. 36. Зависимость числа запаздывающих нейтронов от энергии нейтронов, вызывающих деление.

Наилучшее согласие с совокупностью экспериментальных данных при энергиях до 7 МэВ демонстрирует оценка JENDL-3.3. При 14 МэВ принимаемое в ней значение числа запаздывающих нейтронов, пожалуй, слегка завышено. Поэтому в РОСФОНД решено принять значение этого числа таким, как во всех остальных оценках (см. рис. 36.).

4.4.4. Полное число нейтронов деления.

[48] G.D.Spriggs, J.M.Campbell, V.M.Piksaikin. An 8-Group Delayed Neutron Model Based on Consistent Set of Half-Lives. OECD/NEA Work Party on Delayed Neutrons. 98-1619, March 28, 1999.

Полное число нейтронов деления определено как сумма чисел мгновенных и запаздывающих нейтронов, оцененных выше. Ниже дана сводная таблица этих чисел. Жирным шрифтом отмечены значения, указанные в соответствующих секциях файла MF=1.

Энергия, МэВ	ν_{prompt}	ν_{delay}	ν_{total}
$1.0*10^{-11}$	**2.3000**	**0.0463**	**2.3463**
$2.53*10^{-8}$	**2.3000**	0.0463	**2.3463**
2.00	**2.6000**	0.0463	**2.6463**
2.90	**2.7200**	0.0463	**2.7663**
4.50	2.9760	**0.0463**	**3.0223**
5.15	**3.0800**	0.0439	**3.1239**
7.00	**3.3800**	0.0371	**3.4171**
9.00	**3.6650**	0.0297	**3.6947**
10.00	3.8180	**0.0260**	**3.8440**
14.00	**4.4300**	0.0260	**4.4560**
16.00	**4.7000**	0.0260	**4.7260**
20.00	**5.2000**	**0.0260**	**5.2260**

5. Образование фотонов в нейтронных реакциях

В библиотеке JEFF-3.1 приняты те же данные об образовании фотонов в нейтронных реакциях, что и в ENDF/B-VII.b2, а именно:

- Для реакций (n,2n), (n,3n), (n.4n) и неупругого рассеяния с возбуждением континуума уровней образование фотонов описывается в специальных подсекциях соответствующих секций файла MF=6. Эти данные оценены на основе статистической модели. **Оценка ENDF/B-VII.b2 для этих реакций принимается и в РОСФОНД.**
- Образование фотонов при делении и радиационном захвате описывается заданием множественности образующихся квантов в соответствующих секциях файла MF=12 и нормированными спектрами, заданными в файле MF=15.

  Число фотонов, образующихся при делении, принято равным 8.18 вне зависимости от энергии нейтронов, вызывающих деления, что несколько выше принимающегося для урана-235 (7.17 квантов на деление). Спектр фотонов деления в ENDF/B-VII.b2 не зависит от энергии нейтронов, вызывающих деление, тогда как в JENDL-3.3 такая зависимость хоть и описывается, но практически не существенна. На рис. 37 проводится сравнение этих спектров. Для примера приведен сравнительно хорошо известный спектр фотонов деления урвана-235 тепловыми нейтронами (в описании JENDL-3.3 указывается, что оценка спектра фотонов для деления урана-238 основана на измерениях этого спектра при делении урана-235). Средние энергии фотонов в приведенных спектрах существенно отличны: в ENDF/B-VII.b2 - 0.772 МэВ, в JENDL-3.3 – 0.692 МэВ. Суммарные энергии фотонов деления отличаются еще сильнее – 6.317 МэВ в ENDF/B-VII.b2 и 4.958 МэВ в JENDL-3.3. Заметим, что в секции MT=458, содержащей составляющие энерговыделения при делении в ENDF/B-VII.b2 приводится энергия мгновенных фотонов, равная 6.53 МэВ, что близко к данным следующим из описания испускания фотонов в этом файле. В

файле JENDL-3.3 секция MT=458 отсутствует. Для деления урана-235 в секции MT=458 указывается еще большая энергия -6.97 МэВ. Таким образом, данные JENDL-3.3 представляются противоречивыми и в РОСФОНД **решено принять данные ENDF/B-VII.b2**, принятые и в JEFF-3.1. Вместе с тем необходимо отметить оставшееся несоответствие в суммарной энергии мгновенных фотонов деления, следующих из секций MT 18 файлов MF=12 и MF=15 и секции MT-458 файла MF=1.

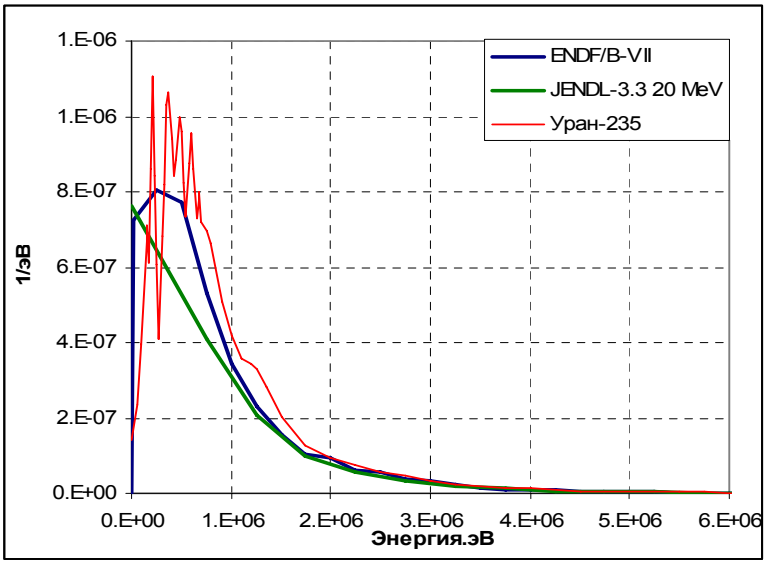


Рис. 37. Сравнение спектров мгновенных фотонов деления.

Число фотонов, образующихся при радиационном захвате в оценке ENDF/B-VII.b2 линейно возрастает от 4.33 при нулевой энергии до 22.28 при 20 МэВ (скорость роста 0.798 кванта/МэВ). В оценке JENDL-3.3 число фотонов возрастает от 3.6 при нулевой энергии до 9.347 при энергии 0.935 МэВ (скорость роста близка: 0.734 кванта/МэВ). Спектры фотонов в этих двух оценках приведены на рис. 38. В JENDL-3.3 учитывается энергетическая зависимость спектра фотонов, однако она весьма слаба: средняя энергия фотонов возрастает от 1.040 МэВ при нулевой энергии до 1.080 при 0.935 МэВ. Средняя энергия фотонов в спектре, принятом в ENDF/B-VII.b2, равна 1.112 МэВ. В результате полная энергия, уносимая фотонами, образующимися при захвате теплового нейтрона, в JENDL-3.3 оказывается равной 3.745 МэВ, что значительно ниже энергии реакции (4.8065 МэВ); согласно данным ENDF/B-VII.b2 эта энергия равна 4.819 МэВ, т.е. даже превышает энергию реакции. Противоречие между оценками устраняется, если предположить, что в оценке JENDL-3.3 примерно 17% фотонов низких энергий (ниже, примерно, 100 кэВ) имеет высокую вероятность внутренней конверсии. При таком подходе, однако, необходим учет энерговыделения за счет конверсионных электронов, что тне предусматривается форматом представления нейтронных данных в ENDF/B-VI. **Поэтому в библиотеку РОСФОНД целесообразно включить оцененные данные из ENDF/VII, внеся, однако коррекцию в множественность испускаемых фотонов, обеспечивающую сохранение энергии: множественность должна меняться от 4.138 при нулевой энергии до 21.638 кванта на захват при энергии 20 МэВ.**

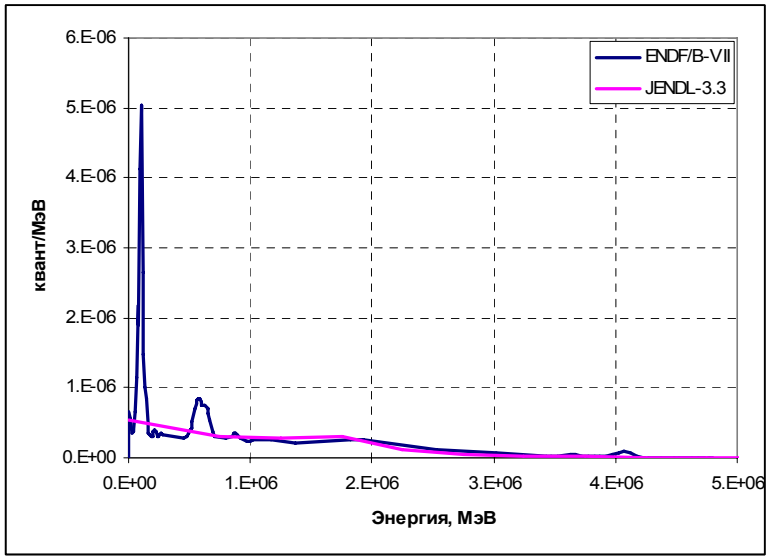


Рис. 38. Спектры фотонов радиационного захвата.

- Образование фотонов при прочих неупругих процессах. Как следует из вышеизложенного “прочими неупругими процессами” являются лишь неупругое рассеяние на дискретных уровнях и реакции с вылетом заряженных частиц. В ENDF/B-VII.b2 последние реакции не учитываются, и следовало бы ожидать, что в файле будут содержаться данные об образовании фотонов при неупругом рассеянии на отдельных уровнях. Однако, в действительности там приводятся данные для суммарного сечения неупругих взаимодействий (MT=3). В файле MF=13 приводится сечение образования фотонов при неупругих взаимодействиях, отличное от нуля лишь выше порога 1-го уровня. Таким образом, ясно, что вклад радиационного захвата и деления в образование фотонов при энергиях ниже этого порога в этом файле не учитывается. Однако, неясно, вклады каких именно реакций учитываются в файле MF=13 выше порога.

В связи с изложенным решено описать в РОСФОНДе образование фотонов при неупругом рассеянии на дискретных уровнях в явной форме – с помощью секций MT=51 – 90 в файле MF=12, в которых указываются множественности образования дискретных фотонов, соответствующие схеме уровней урана-238, содержащейся в справочнике PCNUDAT[49]. При этом для уровней с энергиями выше 1.17 МэВ, представляющих группы реальных уровней урана-238, использованы схемы переходов для того представителя группы, для которого вероятности переходов известны наиболее детально. В секциях MT=51 – 90 файла MF=14 описаны угловые распределения фотонов, принятые изотропными для всех фотонов.

6. Образование радиоактивных продуктов.

Главнейшим процессом образования радиоактивных продуктов является деление. В библиотеках широкого пользования имеются две оценки независимых выходов продуктов деления – оценка Каваи 1992 г.[50] и оценка Т.Ингланда и Б.Райдера, выполненная в том же году[51]. Сравнительного анализа данных этих двух оценок не проводилось. Поскольку в системе констант БНАБ-93 используются данные последней оценки, а в библиотеках ФОНД-2.2 и БРОНД-2 секции с выходами продуктов деления,

[49] PCNUDAT Version 2.8., by Robert Kinsey (NNDC(BNL,USA). IAEA, NDS, March 2000
[50] M/ Kawai et al. J.Nucl.Sci.Technol. 29, 195 (1992)
[51] T.R. England, B.F. Rider, Evaluation and compilation of fission product yelds, 1992, ENDF-349

отсутствуют, **решено включить в РОСФОНД данные о выходах продуктов деления из ENDF/B-VI (MF=1, MT-454) перенесенные еще из ENDF/B-III.**

Радионуклиды образуются во всех нейтронных реакциях на уране-238:

- ^{239}U, образующийся при радиационном захвате, распадается путем бета-распада с периодом $T_{1/2}$=23.5 мин в ^{239}Np, который с периодом $T_{1/2}$=2.355 дня распадается путем бета-распада в долгоживущий ^{239}Pu ($T_{1/2}$=2.411*10^{4}лет);
- ^{237}U, образующийся в реакции (n,2n), распадается путем бета-распада с периодом $T_{1/2}$=6.77дня в долгоживущий ^{237}Np($T_{1/2}$=2.144*10^{6}лет);
- в реакции (n,3n) образуется долгоживущий ^{236}U($T_{1/2}$=2.342*10^{7}лет);
- в реакции (n,4n) образуется долгоживущий ^{235}U($T_{1/2}$=7.038*10^{8}лет);
- в реакции (n,p) образуется ^{238}Pa, распадающийся путем бета-распада с периодом $T_{1/2}$=2.3 мин в тот же ^{238}U($T_{1/2}$=4.468*10^{9}лет);
- ^{225}Th, образующийся в реакции (n,α), распадается путем бета-распада с периодом $T_{1/2}$=7.1 мин в ^{235}Pa, который с периодом $T_{1/2}$=24.2 мин дня распадается путем бета-распада в долгоживущий ^{235}U($T_{1/2}$=7.038*10^{8}лет).

Плутоний и все долгоживущие изотопы урана, образующиеся в нейтронных реакциях на уране-238 распадаются только путем альфа-распада.

7. Погрешности нейтронных данных

8. Валидация нейтронных данных по интегральным экспериментам.

Валидация нейтронных данных для урана-238 проводилась путем сравнения результатов расчета критических параметров для размножающих систем, спектр нейтронов в которых формировался преимущественно ураном-238. К этим системам отнесены:

1. гомогенная среда из металлического урана с обогащением 5.56% (SCHERZO-5.56[52] с k_∞=1;
2. критическая система с активной зоной из урана с обогащением 10% и отражателем из обедненного урана (BIGTEN [53]);
3. Гетерогенные системы из высокообогащенного и обедненного урана с $k_\infty \approx 1$ (сборки БФС-35[54];
4. Гетерогенные системы из высокообогащенного урана с двуокисью обеденного урана с $k_\infty \approx 1$ (БФС-33[17])

[52] Darrouzet M.,ChaudatJ.P.,Fisher E.A.et al. Studies of Unit K∞ Lattices in Metallic Uranium assemblies ZEBRA-8H, SNEAC-8, ERMINE and HARMONIE UK.- In: International Symposium on Physics of Fast Reactors . Proceedings. V.I. Tokio, 1973, p.537

[53] International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experimentsю Vol.III, IEU-MET-FAST-007

[54] Ibid., Vol.IV, MIX-MISC-FAST-001.

9. Заключение

9.1. Вывод. В РОСФОНД предлагается принять сформированную в процессе настоящего обзора модификацию файла данных из ENDF/B-VII

9.3 Авторы обоснования выбора оцененных нейтронных данных

Николаев М.Н., Кощеев В.Н.

9.4 Содержание файла оцененных нейтронных данных

MF=1. – Общая информация

MT=451 – текстовое описание.

Прежде всего отмечаются отличия принятых нейтронных данных от ENDF/B-VII.b2:

1. Номер материала изменен на MAT=9238.
2. Область рассматриваемых энергий ограничена 20 МэВ.
3. В области неразрешенных резонансов приняты параметры из ФОНД-2.2 с LSSF=0 т.е. с указание, что в файле MF=3 содержится лишь нерезонансная подложка к сечениям, рассчитанным по средним резонансным параметрам.
4. Следующие нерезонансные подложки включены в файл MF=3 в области неразрешенных резонансов:
   - в упругом рассеянии (MT=2) малая поправка на различие радиусов рассеяния для s- и p-волны, обеспечивающая сопряжение с данными ENDF/B-VII.b2 на вехней границе области неразрешенных резонансов;
   - в сечении деления (MT=18) – сечение подпорогового деления из ENDF/B-VII.b2;
   - в сечении возбуждения 1-го уровня при неупругом рассеянии (MT=51) – сечение из ФОНД-2.2;
   - в сечение захвата (MT=102) – малая поправка (от 0 до 0.004 барн) для сопряжения данных на верхней границе области неразрешенных резонансов с данными ENDF/B-VII.b2;
   - в полное сечение – сумма подложек в парциальные сечения.
5. Сечение возбуждения 1-го уровня (MT=51) из ФОНД-2.2 принято вплоть до 0.8 МэВ.
6. Суммарное сечение неупругого рассеяния (MT=4) получено как сумма вкладов парциальных сечений (MT=51 - 91).
7. Суммарное сечение неупругих взаимодействий (MT=3) получ6ено как сумма сечений с MT=4,16,17,18,37,102,103 и 107.
8. Сечение упругого рассеяния (MT=2) получено как разность между полным сечением (MT=1) и суммарным сечением неупругих взаимодействий (MT=3).
9. Включена новая оценка числа мгновенных нейтронов деления (MT=456, MF=1).
10. Выход запаздывающих нейтронов деления принят из JENDL-3.3 с небольшими коррекциями (MF=1, MT-455, вторая подсекция).

11. Полное число нейтронов деления равно сумме мгновенных и запаздывающих.
12. 8-групповые значения постоянных распада предшественников запаздывающих нейтронов приняты такими же, как и для урана-235 и всех остальных делящихся ядер (MF=1, MT-455, первая подсекция).
13. Данные о спектре мгновенных нейтронов деления приведены при меньшем числе энергий нейтронов, вызывающих деления.
14. Доли групп запаздывающих нейтронов взяты из JEFF-3.1.
15. Спектры всех 8 групп запаздывающих нейтронов приняты такими же, как для урана-235 и всех остальных делящихся ядер.
16. Секции MT=51 – 90 включены в файл MF=12.
17. Секции MT=3 из файлов MF=12, 14 и 15 исключены.
18. Включен файл MF=8 с MT=454 и MT=459, содержащий данные о независимых и о кумулятивных выходах продуктов деления (из ENDF/B-VI).
19. Включены данные о сечениях реакций (n,p) и(n,α) из EAF-2002.

Далее помещен пространный комментарий к оцененным данным ENDF/B-VII.b2.

MT=452 – энергетическая зависимость полного числа нейтронов деления.

MT=455 – постоянные распада 8 групп запаздывающих нейтронов и энергетическая зависимость выхода запаздывающих нейтронов деления.

MT=456 – энергетическая зависимость выхода мгновенных нейтронов деления.

MT=458 – параметры энерговыделения при делении.

MF=2 – резонансные параметры.

MT=151 – параметры разрешенных резонансов до 20 кэВ и средние резонансные параметры, рекомендуемые для расчета сечений до 149кэВ.

MF=3 – сечения нейтронных реакций.

MT=1 – полное сечение.
MT=2 – сечение упругого рассеяния.
MT=3 – сечение неупругих взаимодействий.
MT=4 – полное сечение неупругого рассеяния.
MT=16 – сечение реакции (n,2n).
MT=17 – сечение реакции (n,3n).
MT=18 – полное сечение деления.
MT=19 – сечение реакции (n,f).
MT=20 – сечение реакции (n,nf).
MT=21 – сечение реакции (n, 2nf).
MT=37 – сечение реакции (n,4n).
MT=38 – сечение реакции (n, 3nf).
MT=51 - 90 – сечения неупругого рассеяния с возбуждением дискретных уровней ядра-мишени.
MT=91 – сечение неупругого рассеяния с возбуждением континуума уровней ядра-мишени.
MT=102 – сечение радиационного захвата.
MT=103 – сечение реакции (n,p).
MT=107 – сечение реакции (n, α).

MF=4 – угловые распределения вторичных нейтронов.

MT=2 – упругое рассеяние (до 20 коэффициентов Лежандра).
MT=18 – деление (изотропное).
MT=51 – 90 – неупругое рассеяние с возбуждением дискретных уровней.

MF=5 – Энергетические спектры вторичных нейтронов.

MT=18 – спектры мгновенных нейтронов деления (при 18 значениях энергии нейтронов, вызывающих деление)
MT=455 – спектры 8 групп запаздывающих нейтронов (от энергии нейтронов, вызывающих деления, не зависящие)

MF=6 – энерго-угловые распределения вторичных нейтронов.

MT=16 – нейтроны и фотоны реакции (n,2n).
MT=17 – нейтроны и фотоны реакции (n,3n).
MT=37 - нейтроны реакции и фотоны реакции (n,4n).
MT=91 – нейтроны и фотоны неупругого рассеянния с возбуждением континуума уровней.

MF=8 – выходы продуктов деления

MT=454 – независимые.
MT=459 – кумулятивные.

MF=12 – множественность испускания фотонов

MT=18 – множественность испускания фотонов непрерывного спектра при делении
MT=51 – 90 – выходы дискретных линий при неупругом рассеянии с возбуждением дискретных уровней.
MT=102 – множественность испускания фотонов непрерывного спектра при радиационном захвате.

MF=14 – угловые распределения фотонов.

MT=18 – при делении (изотропное).
MT=51 -90 – при неупругом рассеянии с возбуждением дискретных уровней (все изотропные).
MT=102 – при радиационном захвате.(изотропное)

MF=15– энергетические спектры фотонов

MT=18 – при делении.
MT=102 – при радиационном захвате.