

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

В.В. Колесов, М.Ю. Терновых, Г.В. Тихомиров

**ФАЙЛЫ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ
И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ
В НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ РАСЧЕТАХ**

*Рекомендовано к изданию УМО
«Ядерные физика и технологии»*

Москва 2014

УДК 539.1(075)+621.039.5(075)

ББК 22.383я7

К60

Колесов В.В., Терновых М.Ю., Тихомиров Г.В. Файлы ядерных данных и их использование в нейтронно-физических расчетах: Учебное пособие. М.: НИЯУ МИФИ, 2014. – 68 с.

Изложены основные сведения по способам хранения оцененных ядерных данных и их переработке в библиотеки групповых констант. Дано описание пакета визуального представления ядерных данных JANIS, включающее иллюстративный материал. Приложения содержат справочную информацию по идентификаторам формата ENDF.

Пособие написано по курсам лекций «Эффективные нейтронные сечения и способы представления ядерных данных» и «Современные компьютерные технологии для обоснования безопасного обращения с ядерными материалами», «Методы физических расчетов: математическое и физическое моделирование», которые читаются авторами для студентов старших курсов и магистров НИЯУ МИФИ и ИАТЭ НИЯУ МИФИ. Составлено в соответствии с Государственным образовательным стандартом дисциплин по направлению подготовки «Атомные станции: проектирование, эксплуатация и инжиниринг», «Ядерные реакторы и материалы».

Предназначено студентам и аспирантам, специализирующимся в области исследования нейтронно-физических процессов в ядерно-энергетических установках, а также может быть полезно специалистам, занимающимся нейтронно-физическими расчетами реакторов.

Подготовлено в рамках Программы создания и развития НИЯУ МИФИ.

Рецензент доц. В.И. Белозеров

ISBN 978-5-7262-1869-4

© Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
2014

СОДЕРЖАНИЕ

Перечень используемых сокращений	4
Введение	5
1. Ядерные данные в нейтронно-физических расчетах	6
1.1. Нейтронные константы в уравнении переноса.....	6
1.2. Нейтронные константы в задачах физики реакторов	10
2. Файлы ядерных данных.....	12
2.1. Формирование ФОЯД.....	12
2.2. Общее описание ФОЯД.....	13
2.3. Структура ФОЯД	14
2.4. Представление констант в ФОЯД	19
3. Многогрупповое приближение	
в нейтронно-физических расчетах	26
3.1. Усреднение групповых сечений	26
3.2. Усреднение резонансных сечений.	
Факторы Бондаренко	29
4. Программы подготовки групповых констант	33
4.1. Комплекс программ NJOY	33
4.1.1. Общие сведения	33
4.1.2. Описание программных модулей	35
4.2. Программа модификации групповых библиотек	
сечений MAGNIFIER.....	40
4.2.1. Описание программных модулей	40
4.2.2. Пример работы с ФОЯД	41
5. Система JANIS	42
5.1. Общие сведения	42
5.2. Работа с системой	43
Список использованной литературы.....	49
Приложение 1. Идентификаторы материалов в файле	
ENDF/B-VI	50
Приложение 2. Спецификация идентификатора MF	
в ENDF (номера файлов)	55
Приложение 3. Спецификация идентификатора MT	
в ENDF (номера секций)	56
Приложение 4. Фрагмент файла в формате ENDF/B-VI	60

Перечень используемых сокращений

БРОНД	– библиотеки российских оцененных нейтронных данных
ГОС	– группы оценки сечений (Cross Section Evaluation Working Group)
НЦЯД	– национальный центр ядерных данных
ФЯД	– файл ядерных данных
ФОЯД	– файл оцененных ядерных данных
ЯЭУ	– ядерно-энергетические установки
CENDL	– Chinese Evaluated Nuclear Data Library
ENDF	– Evaluated Nuclear Data Files
JANIS	– Java-based nuclear information software
JEF	– Joined European Files
JENDL	– Japanes Evaluated Nuclear Data Libraries

ВВЕДЕНИЕ

Введем некоторые понятия, которые используются в этом пособии.

Вся известная к текущему моменту количественная информация о взаимодействии заряженных и незаряженных частиц с веществом помещена в библиотеки данных, которые называются **файлами оцененных ядерных данных** (ФОЯД).

Ядерные данные – это набор параметров, которые характеризуют акт взаимодействия излучения с веществом. Под излучением здесь понимаются нейтроны или γ -кванты. Излучение, вступающее во взаимодействие с веществом, еще называют **первичными частицами**. Любой акт взаимодействия зависит от характеристик частицы (энергия) и вещества, т.е. ядер и молекул (температура, спин, дипольный момент и другие параметры ядер, молекулы, кристаллической решетки). Характеризуется взаимодействие, в первую очередь, вероятностью протекания той или иной реакции – **микросечением** реакции. Кроме него существуют параметры **вторичных частиц** (нейтронов, γ -квантов, протонов и т.д.), появившихся в результате этой реакции. Совокупность этих параметров называется энергетически-угловым распределением вторичных частиц.

ФОЯД – это базы данных, в которых хранится информация о ядерных данных. Как и любая база данных, ФОЯД характеризуются той информацией, которую содержат, и могут использоваться как просто систематизированный набор данных, так и в совокупности с программными средствами, позволяющими поддерживать, исправлять, пополнять или преобразовывать в другой вид эти данные. В этом пособии описываются содержание файлов и способы представления информации в них, т.е. **формат файлов**.

1. ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ В НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ РАСЧЕТАХ

1.1. Нейтронные константы в уравнении переноса

Для описания [1] взаимодействия нейтронов со средой в рассматриваемой системе используется функция $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ – число нейтронов в единичном объеме около точки фазового пространства. Размерность этой величины – нейтрон/м³•рад•эВ. Совокупность переменных $\{\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t\}$ называют *точкой фазового пространства*. Здесь:

$\vec{r}$ – радиус вектор пространственной точки,

$\vec{\Omega}$ – направление полета нейтрона,

E – энергия нейтрона,

t – момент времени.

Уравнение переноса нейтронов в системе часто записывают для величины

$$\Phi = \nu N = \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t),$$

называемой *плотностью потока нейтронов*, где ν – скорость нейтрона.

Запишем это уравнение в общем виде:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\nu} \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \vec{\Omega} \cdot \nabla \Phi + \Sigma_{\text{tot}}(\vec{r}, E) \Phi = \\ & = \frac{1}{k_{\text{eff}}} \frac{\chi(\vec{r}, E)}{4\pi} \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \int_0^\infty dE' \nu_f(\vec{r}, E') \Sigma_f(\vec{r}, E') \Phi' + \\ & + \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega}, E \leftarrow \vec{\Omega}', E') \Phi' + Q(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t). \quad (1) \end{aligned}$$

Физический смысл слагаемых в левой части уравнения (1) следующий: первое и второе описывают миграцию нейтронов в системе, третье – увод нейтронов из системы в результате взаимодействия с ядрами среды.

В правой части уравнения (1) первое слагаемое описывает рождение нейтронов в результате деления ядер среды. В нем k_{eff} – нормировочный коэффициент – имеет смысл коэффициента раз-

множения нейтронов в задачах на собственное значение, и $k_{eff}=1$ в задачах с внешним источником. Второе слагаемое описывает процессы рассеяния нейтронов ядрами среды, приводящие к изменению направления полета $\vec{\Omega}'$ и энергии нейтрона E' на $\vec{\Omega}$ и E . Третье – $Q(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ – плотность внешнего источника нейтронов в точке фазового пространства.

Интегро дифференциальное уравнение (1) решается совместно с системой начальных и граничных условий. Наиболее часто из них встречаются условия:

- на границе $\vec{R}_0$ с вакуумом:

$$\Phi(\vec{R}_0, \vec{\Omega}, E, t) = 0, \text{ если } (\vec{n}, \vec{\Omega}) < 0, \quad (2a)$$

где $\vec{n}$ – единичный вектор нормали к внешней границе системы в точке $\vec{R}_0$ в направлении вакуума;

- зеркального отражения на внешней границе $\vec{R}_0$:

$$\Phi(\vec{R}_0, \vec{\Omega}, E, t) = \Phi(\vec{R}_0, -\vec{\Omega}, E, t), \text{ если } (\vec{n}, \vec{\Omega}) > 0; \quad (2б)$$

- периодической ячейки с границами $\vec{R}_1$ и $\vec{R}_2$:

$$\Phi(\vec{R}_1, \vec{\Omega}, E, t) = \Phi(\vec{R}_2, \vec{\Omega}, E, t), \text{ если } (\vec{n}, \vec{\Omega}) > 0,$$

и

$$\Phi(\vec{R}_2, \vec{\Omega}, E, t) = \Phi(\vec{R}_1, \vec{\Omega}, E, t), \text{ если } (\vec{n}, \vec{\Omega}) < 0. \quad (2в)$$

Уравнение (1) и условия (2) полностью описывают перенос нейтронов в системе. Коэффициентами этих уравнений являются характеристики среды, называемые макроскопическими константами взаимодействия излучения с веществом или **макроконстантами**. Существует терминология: атомы вещества называют **нуклидами**. Нуклиды с различными химическими свойствами – это различные **элементы**. Элемент может иметь несколько **изотопов**, отличающихся массой ядра. Таким образом, среда может быть смесью различных элементов, каждый из которых может содержать несколько изотопов. Макроконстанты среды в любой точке фазового пространства системы можно получить суммированием соответствующих микроскопических эффективных сечений взаимодействия излучения с веществом или **микроконстант** нуклидов среды с ве-

сами концентраций их ядер. Например, полное макросечение:

$$\Sigma_{\text{tot}}(\vec{r}, E) = \sum_L \rho_L(\vec{r}) \sigma_{\text{tot}L}(E),$$

где суммирование идет по всем нуклидам в точке $\vec{r}$, а $\rho_L(\vec{r})$ – концентрация ядер соответствующих нуклидов.

Микроконстанты нуклидов являются независимыми от системы характеристиками и представляют собой исходную информацию любого нейтронно-физического расчета. Далее речь пойдет именно о них, поэтому сразу разделим их на две группы: одномерные и многомерные константы. **Одномерные константы** зависят только от энергии E' – энергии нейтрона перед взаимодействием со средой (первичной энергии). В (1) и (2) E – энергия нейтрона после взаимодействия со средой (вторичная энергия).

Перечислим одномерные константы, входящие в уравнение переноса:

$\sigma_{\text{tot}}(E')$ – полное сечение взаимодействия нейтрона с ядром, т.е. вероятность испытать любое взаимодействие с ядром нейтрону, имеющему энергию E' . Полное сечение есть сумма сечений всех типов взаимодействия излучения с веществом (**парциальных сечений**): упругого и неупругого рассеяния, радиационного захвата, деления, захвата с выходом заряженных частиц и т.д.:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{in}} + \sigma_{\gamma} + \sigma_{\text{f}} + \sigma_{(\text{n},\text{x})} + \dots$$

$\sigma_{\text{f}}(E')$ – парциальное сечение деления, т.е. вероятность взаимодействия ядра и нейтрона, имеющего энергию E' , приводящего к делению ядра;

$\nu_{\text{f}}(E')$ – число вторичных нейтронов, появляющихся в результате деления ядра нейтроном, имеющим энергию E' .

К одномерным константам относят также величину $\chi(E)$ – нормированный на единицу спектр нейтронов деления, который характеризует распределение нейтронов деления по энергии. Вообще говоря, эта величина зависит от энергии нейтрона, вызвавшего деление – E' , и различается для разных нуклидов. Поэтому в уравнении (1) величина $\chi(E', E)$ должна стоять под знаком интеграла по энергии первичного нейтрона. Но обычно в расчетах этой зависимостью пренебрегают.

Многомерные константы зависят от нескольких переменных. Формально в уравнение (1) входит только суммарное многомерное макросечение рассеяния $\Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega}, E \leftarrow \vec{\Omega}', E')$. Эта величина характеризует вероятность того, что нейтрон, имеющий направление полета $\vec{\Omega}'$ и энергию E' , испытает рассеяние и будет иметь направление полета $\vec{\Omega}$ и энергию E . Но реально исходная информация о многомерном микросечении рассеянии нуклида $\sigma_{sL}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E \leftarrow \vec{\Omega}', E')$ состоит из данных о следующих реакциях рассеяния:

- упругом рассеянии, обозначаемом (n, n) ,
- неупругом рассеянии с возбуждением различных уровней ядра, обозначаемом (n, n') ,
- рассеянии, приводящем к рождению более чем одного вторичного нейтрона – $(n, 2n')$, $(n, 3n')$ и т.д.,
- рассеянии, приводящем к рождению других частиц помимо вторичного нейтрона – $(n, n'p)$, $(n, n'\alpha)$ и т.п.

Кроме того, что эта информация представляется в разделенной форме, она и в нейтронно-физических расчетах обрабатывается по разным алгоритмам.

Выше приведенным списком исчерпываются данные, достаточные для составления и решения уравнения переноса (1) с начальными и граничными условиями (2). Помимо получаемого из решения этого уравнения коэффициента размножения нейтронов – важнейшей реакторной характеристики – нейтронные константы используются во многих задачах. Некоторые из них рассматриваются ниже.

1.2. Нейтронные константы в задачах физики реакторов

Рассмотрим примеры задач реакторной физики, для которых требуются другие константы взаимодействия нейтронов с ядрами.

Пример 1

Показательными характеристиками ядерно-энергетической установки являются спектральные индексы, вычисляемые для пространственной области Δr :

$$CR = \frac{\int_{\Delta r} d\vec{r} \int_0^{\infty} dE \Sigma_{\text{cap}}^8(\vec{r}, E) F(\vec{r}, E)}{\int_{\Delta r} d\vec{r} \int_0^{\infty} dE \Sigma_{\text{fis}}^5(\vec{r}, E) F(\vec{r}, E)}, \quad (3)$$

$$\delta^{28} = \frac{\int_{\Delta r} d\vec{r} \int_0^{\infty} dE \Sigma_{\text{fis}}^8(\vec{r}, E) F(\vec{r}, E)}{\int_{\Delta r} d\vec{r} \int_0^{\infty} dE \Sigma_{\text{fis}}^5(\vec{r}, E) F(\vec{r}, E)}, \quad (4)$$

$$\delta^{25} = \frac{\int_{\Delta r} d\vec{r} \int_{E_{\text{gr}}}^{\infty} dE \Sigma_{\text{fis}}^5(\vec{r}, E) F(\vec{r}, E)}{\int_{\Delta r} d\vec{r} \int_0^{\infty} dE \Sigma_{\text{fis}}^5(\vec{r}, E) F(\vec{r}, E)}, \quad (5)$$

$$\rho^{28} = \frac{\int_{\Delta r} d\vec{r} \int_{E_{\text{gr}}}^{\infty} dE \Sigma_{\text{cap}}^8(\vec{r}, E) F(\vec{r}, E)}{\int_{\Delta r} d\vec{r} \int_0^{\infty} dE \Sigma_{\text{cap}}^8(\vec{r}, E) F(\vec{r}, E)}, \quad (6)$$

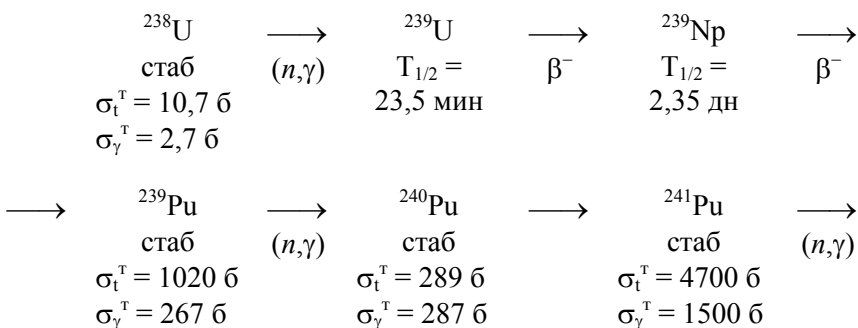
где $F(\vec{r}, E) = \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ – интегральный по углам поток нейтронов, а E_{gr} – граница тепловой области энергии. Спектральный индекс CR – отношение скоростей реакций радиационного захвата

на ^{238}U и деления на ^{235}U – фактически является характеристикой воспроизводства топлива. Он показывает, сколько рождается ядер P^{239}u на одно разделившееся ядро ^{235}U . Индекс δ^{28} – отношение скоростей реакций деления на ^{238}U и ^{235}U – показывает вклад в деление, вызываемое быстрыми нейтронами на ^{238}U . Индексы δ^{25} и ρ^{28} характеризуют жесткость спектра нейтронов, т.е. доли быстрых (выше энергии E_{gr}) и тепловых (ниже энергии E_{gr}) нейтронов.

Для расчета функционалов (3)–(6) помимо констант, фигурирующих в уравнении переноса (1), необходима детальная информация о парциальном сечении радиационного захвата ^{238}U .

Пример 2

Одной из важнейших задач реакторной физики, для которых требуются дополнительные константы взаимодействия нейтронов с ядрами, является задача изотопной кинетики. Еще такие задачи называются задачами выгорания или изменения изотопного состава облучаемого материала. Ниже приведена цепочка изотопных переходов, описывающая основной канал образования плутония в урановом топливе. Для построения такой цепочки требуется знание распадных характеристик изотопов в совокупности с парциальными сечениями (в данном случае радиационного захвата) [2, 3].



Для построения других цепочек изотопных переходов могут потребоваться другие сечения, например реакции $(n, 2n')$.

2. ФАЙЛЫ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ

2.1. Формирование ФОЯД

Первые работы по систематизации ядерных данных были начаты в конце пятидесятих годов с целью обеспечения потребностей разработчиков программ и экспериментаторов, занимающихся исследованием нейтронно-физических процессов ядерно-энергетических установок (ЯЭУ). В настоящее время эта работа ведется в национальных центрах ядерных данных (НЦЯД) в США, Японии, ряде стран Европы, России (г. Обнинск). Эти центры аккумулируют и обмениваются всей доступной экспериментальной и теоретической информацией, относящейся к ядерным данным, систематизируют ее и сохраняют в национальных файлах ядерных данных (ФЯД).

Одной из основных задач НЦЯД является организация и проведение *оценки* ядерных данных, т.е. анализ всей совокупности экспериментальной и теоретической информации о ядерных данных, с целью выработки набора наиболее достоверных значений параметров, которые рекомендуются для использования в расчетах и обработке экспериментов и хранятся в ФОЯД. Для этого формируются группы оценки сечений – ГОС (Cross Section Evaluation Working Group), которые состоят из высококвалифицированных специалистов, так как именно от опыта этих специалистов зависит достоверность данных, используемых в дальнейшем как первичная информация о ядерных взаимодействиях. В результате работы различных ГОС, исходной информацией для которых являются, вообще говоря, одни и те же ФЯД, получают разные рекомендованные наборы оцененных ядерных данных – ФОЯД.

В настоящее время наибольшее распространение и применение в нейтронно-физических расчетах получили следующие ФОЯД (указана страна создания файлов):

- ENDF (Evaluated Nuclear Data Files), США;
- JEF (Joined European Files), Европа;
- JENDL (Japanes Evaluated Nuclear Data Libraries), Япония;
- БРОНД (библиотеки российских оцененных нейтронных данных), Россия.

Схема получения ФОЯД представлена на рис. 1.

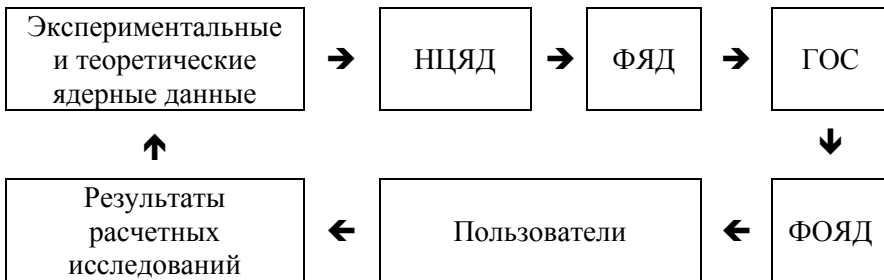


Рис. 1. Схема работы с ядерными данными

С появлением новых ядерных данных, по анализу результатов использования имеющихся ФОЯД пользователями, ГОС проводят переоценку данных, а в ряде случаев НЦЯД выступают инициатором проведения новых экспериментальных и теоретических исследований с целью уточнения и повышения достоверности информации в ФЯД.

2.2. Общее описание ФОЯД

Исторически первыми были сформированы файлы ENDF, и до настоящего времени они интенсивно поддерживаются и активно используются. Поэтому если вначале каждые национальные ФОЯД имели свою форму записи информации – формат ФОЯД, то современные версии практически всех ФОЯД представляются в формате ENDF. Следовательно, все нижесказанное о файлах ENDF полностью относится к другим ФОЯД.

Система файлов ENDF была разработана и поддерживается Брукхейвенской национальной лабораторией в США (Brookhaven National Laboratory). Цель – подготовка и хранение оцененных ядерных данных, необходимых для проведения расчетов переноса нейтронов и γ -квантов в активной зоне и защите ЯЭУ и термоядерных установках. Файлы содержат также данные для расчета функционалов полей нейтронов и γ -квантов: энерговыделения при делении, энерговыделения при реакции радиационного захвата, остаточного энерговыделения и других.

Различают два вида файлов ENDF:

- **ENDF/A** – файлы ядерных данных, которые используются группой оценки сечений для выработки файлов оцененных ядерных данных. В этих файлах содержатся результаты всех экспериментальных и теоретических работ по изучению взаимодействия излучения с веществом.

- **ENDF/B** – файлы оцененных ядерных данных, с которыми работают пользователи. В них для каждого нуклида и каждого типа взаимодействия содержится только один набор рекомендованных для использования данных. Так как цель создания этих файлов – удовлетворить запросы самого широкого круга пользователей, то в них информация представлена максимально полно и подробно. Для каждого конкретного пользователя все эти данные являются, как правило, избыточными.

Постоянно происходящая переоценка ядерных данных, разработка новых теоретических моделей для описания данных приводят к появлению, во-первых, новых версий файлов ENDF с новым набором данных, во-вторых, новых расширенных модификаций форматов ENDF для записи этих файлов. В настоящий момент распространена версия файла ENDF/B-VI, записанная в формате ENDF/B-VI.

2.3. Структура ФОЯД

Идеология формирования файлов оцененных данных оформилась в то время, когда возможности вычислительной техники были существенно ограничены, а надежность ее работы оставляла желать лучшего. Поэтому был реализован ряд принципов, которые сейчас выглядят в чем-то атавизмом. Однако, несмотря на мощное развитие баз данных в настоящее время, сомнительно, что структура файлов оцененных данных претерпит принципиальное изменение в ближайшем будущем. Главная причина этого в том, что к существующим файлам привязано огромное количество хорошо отлаженных, широко используемых и сертифицированных программ нейтронно-физических расчетов. Поэтому рассмотрим основные принципы, по которым формируются файлы констант.

Первый принцип – блочная структура файлов. Лента состоит

информации о материалах, которые состоят из файлов, включающих секции. При этом лента констант не имеет даже оглавления, что позволяет пользоваться ее частями, полученными с помощью текстового редактора.

Второй принцип – наличие контрольной информации, позволяющей опознать любой фрагмент файла на предмет его принадлежности этому файлу. Такая информация есть в каждой записи, а ее расширенный вариант – в заголовке любой секции.

Третий принцип – возможность пополнения файлов принципиально новой по структуре информацией. Во всех признаках, установленных для информации, зарезервированы свободные номера, рассчитанные на расширение возможностей записей.

Рассмотрим далее блочную структуру файла оцененных данных (рис. 2) и принятую терминологию для блоков. Файлы оцененных данных представляют из себя *библиотеку* всех констант всех изотопов, включенных в эту библиотеку. Как правило, для удобства библиотека разбивается на части – *ленты*, объединяющие информацию по легким изотопам, конструкционным материалам, делящимся изотопам и продуктам деления. Каждая лента включает полный набор констант по *материалам*. Под материалом может пониматься как изотоп некоторого нуклида, так и природная смесь изотопов одного нуклида. Данные по материалу разбиты на *файлы*, в каждом из которых записаны однотипные константы: сечения, резонансные интегралы, законы рассеяния и т.д. И наконец, однотипные константы файла представлены в *секциях* по типам нейтронно-ядерных взаимодействий: полное, рассеяние, деление, захват, число вторичных нейтронов деления и т. д.

Объединение лент в библиотеку происходит чисто формально. То есть отсутствует справочник библиотеки, и ленты просто имеют одинаковый фрагмент в аббревиатуре имени, например: ENDFB6_P1, ENDFB6_P2, ENDFB6_P3, ENDFB6_P4. Только зная заранее, или “вскрыв” ленту ENDFB6_P4 можно понять, что она содержит информацию о делящихся изотопах.

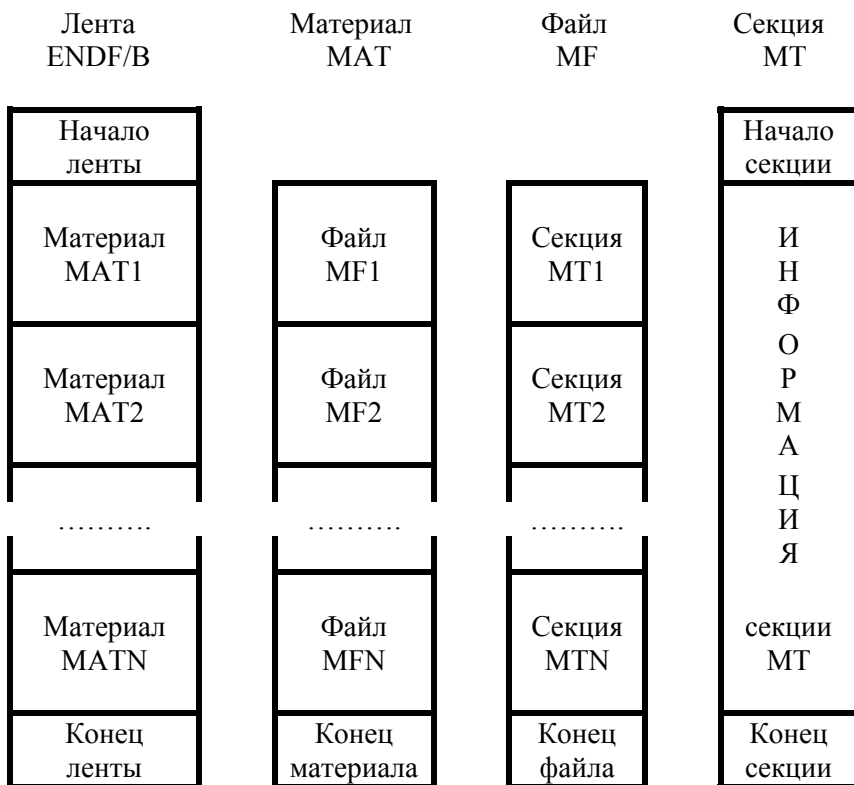


Рис. 2. Структура расположения информации в ФОД

Далее пойдет речь о формах записей лент. Любая запись ленты имеет длину 80 символов, которые разбиты на 10 полей разной длины. В строке (7) указана длина каждого поля в символах:

11	11	11	11	11	11	4	2	3	5	(7)
Информационные поля						Контрольные поля				

Первые шесть полей отведены под собственно информацию о константах, последние четыре – под контрольную информацию записи.

Первая запись ленты – *начало* (заголовок) *ленты*, помещенный в информационные поля записи, и признак его – ноли в контрольных полях

ENDF/B-VI LIBRARY PART 4	0	0	0	0
--------------------------	---	---	---	---

(8)

Последняя запись – признак *конца ленты*

	-1	0	0	0
--	----	---	---	---

(9)

Лента в формате ENDF/B не имеет оглавления. Записи для материалов помещаются на ленте одна за другой. Поэтому каждому материалу присвоен четырехзначный номер – *идентификатор материала*. Например, изотоп ^{239}Pu в библиотеке ENDF/B-VI имеет идентификатор MAT=9437. Это число помещается в первое контрольное поле во всех записях, относящихся к изотопу ^{239}Pu . Первые записи этого материала выглядят так:

9.42390+4	2.369986+2	1	1	0	1	9437	1	451	1
0.00000+0	1.000000+0	0	0	0	6	9437	1	451	2
1.00000+0	0.000000+0	0	0	10	6	9437	1	451	3
0.00000+0	0.000000+0	0	0	563	100				4
94-Pu-239 LANL	EVAL-APR89					9437	1	451	5
DIST-JUN90	900531					9437	1	451	6
----ENDF/B-VI	MATERIAL 9437					9437	1	451	7
-----INCIDENT NEUTRON DATA						9437	1	451	8
-----ENDF-6 FORMAT						9437	1	451	9

(10)

Фактически признаком начала информации о материале является запись с ненулевым идентификатором. Признаком конца информации о материале является запись

	0	0	0	****
--	---	---	---	------

(11)

Как правило, в первые записи материала в текстовом виде помещается описание содержащейся информации: название материала

ла, тип представленных данных, формат записи, источники информации, описание методов, использованных для оценки данных, ссылки на литературу. Из приведенного фрагмента (10) можно определить:

94-Pu-239 – название материала;

ENDF/B-VI – название библиотеки;

MATERIAL 9437 – идентификатор материала;

INCIDENT NEUTRON DATA – тип данных – нейтронные константы;

ENDF-6 FORMAT – формат записи данных.

В последнее контрольное поле записи материала помещается номер записи. Таким образом, информацию о материале можно “собрать” из любого числа фрагментов. В строке (11) ***** обозначен номер последней записи материала, и он разный для разных материалов.

Признаком *начала секции* с номером МТ файла с номером MF в материале с номером МАТ является запись с ненулевыми первым, вторым и третьим контрольными полями. В фрагменте (10) первая строка – начало информации материала МАТ=9437 (^{239}Pu), файла MF=1 (общая информация), секция МТ=451 (справочник материала). Последней записью секции из файла MF=1 – признаком конца секции служит

	9437	1	0	*****
--	------	---	---	-------

(12)

Последней записью очередного файла для материала МАТ=9437 – признаком конца файла служит

	9437	0	0	*****
--	------	---	---	-------

(13)

Обратим внимание на то, что в первой записи каждой секции в каждом файле любого материала первыми двумя числами в информационных полях так же являются “опознаватели” материала. В нашем примере (10):

$9.42390+4 = 94\ 239$ – число тысяч – число протонов, число единиц – число нуклонов в ядре представляемого изотопа;

$2.369986+2 = 236,9986$ – массовое число представляемого изотопа.

В приложении 1 представлен список идентификаторов материалов в библиотеке ENDF/B-VI.

В приложении 2 приведена принятая во всех библиотеках, записанных в формате ENDF/B, нумерация файлов и секций.

Данные, содержащиеся в файлах ENDF/B, приведены в следующих единицах:

- энергия – эВ;
- сечение – барн;
- температура – К;
- угол – в виде значения косинуса угла;
- период полураспада – с;
- энергетическое распределение – вероятность / эВ;
- угловое распределение – вероятность / 2 (на величину интервала изменения косинуса угла).

2.4. Представление констант в ФОЯД

В этом разделе описываются принципы представления наиболее часто используемых нейтронных констант. Полное описание структуры файлов оцененных данных содержится в [4, 5].

Рассмотрим вначале формы представления одномерных констант. Разделим их на две группы. Первая – сечения, имеющие нерезонансную форму (гладкие сечения), и другие одномерные константы. На рис. 3 и 4 представлены примеры такого типа сечений: парциальные сечения тяжелых и полные сечения легких изотопов. Вторая – сечения, имеющие явно выраженную резонансную форму.

Гладкие сечения парциального процесса k (в том числе и сумма парциальных сечений – полное сечение) представляются парами значений $(E, \sigma_k(E))$ – в табулированном виде. Число таких пар записывается в заголовке секции. Другие одномерные сечения, например число вторичных нейтронов деления, обычно хранятся в аналогичном виде: $(E, \nu_f(E))$. Но можно более эффективно, учитывая реальную зависимость этих констант от энергии (рис. 5), хранить

только NC коэффициентов представления в виде многочлена:

$$v_f(E) = \sum_{n=1}^{NC} C_n E^{n-1}.$$

Хранение сечений, имеющих резонансную структуру (рис. 6), по точкам приводит к большому объему файлов. Поэтому, выбран путь хранения таких сечений в разделенном виде:

$$\sigma(E) = \sigma_{\text{фон}}(E) + \sum_{r=1}^{NR} \sigma_r,$$

где $\sigma_{\text{фон}}(E)$ – гладкое фоновое сечение, $\sigma_r(E)$ – сечение в резонансе r . При этом фоновое сечение хранится, как описано выше, а сечение в резонансах может быть восстановлено по точкам на основании хранящейся в файле информации о каждом резонансе.

Каждый резонанс для всех типов парциальных сечений можно описать следующими шестью числами, помещаемыми в информационные поля записи: E_r , S , Γ_{tot} , Γ_{el} , Γ_{fis} , Γ_{cap} , т.е. энергией, спином резонанса, резонансными ширинами соответственно для процессов полного, упругого рассеяния, деления и радиационного захвата. В заголовке секции резонансов указывается признак модели резонанса LRF:

LRF=1 – одноуровневая модель Брейта–Вигнера;

LRF=2 – многоуровневая модель Брейта–Вигнера;

LRF=3 – модель Райха–Мура;

LRF=4 – модель Адлер–Адлера.

Далее рассмотрим представление двумерных констант – сечений рассеяния с распределением вторичных нейтронов по углам рассеяния. В качестве переменной используется величина μ – косинус угла рассеяния в системе центра масс. Двумерное сечение рассеяния записывается произведением полного сечения рассеяния и индикатрисы рассеяния:

$$\sigma(E, \mu) = \sigma(E) p(E, \mu),$$

где

$$p(E, \mu) = \frac{2\pi}{\sigma(E)} \frac{d\sigma(\vec{\Omega}, E)}{d\vec{\Omega}},$$

откуда вытекает условие нормировки индикатрисы:

$$\int_{-1}^1 d\mu p(E, \mu) = 1.$$

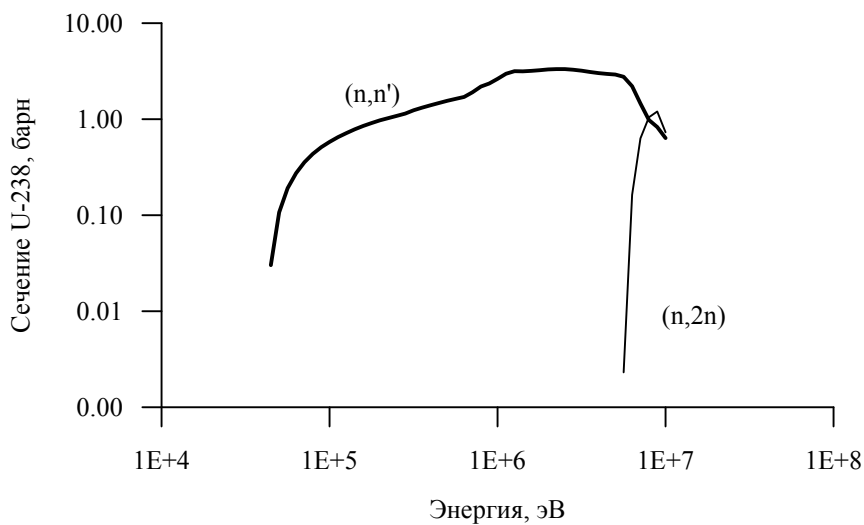


Рис. 3. Пример характерной зависимости парциального сечения

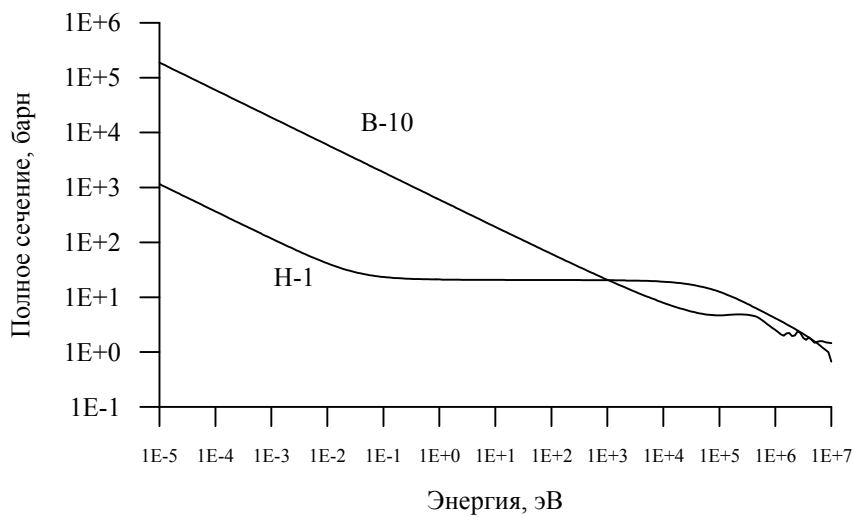


Рис. 4. Пример характерной гладкой зависимости сечения

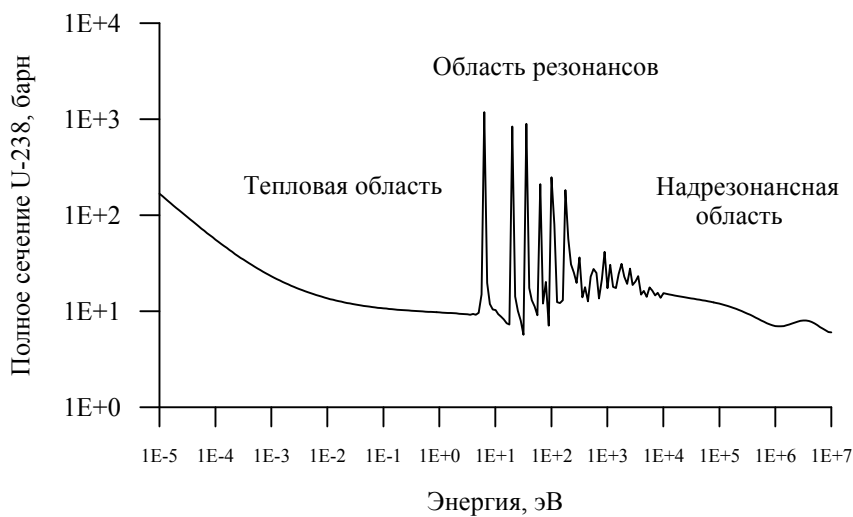


Рис. 5. Пример характерной резонансной зависимости сечения

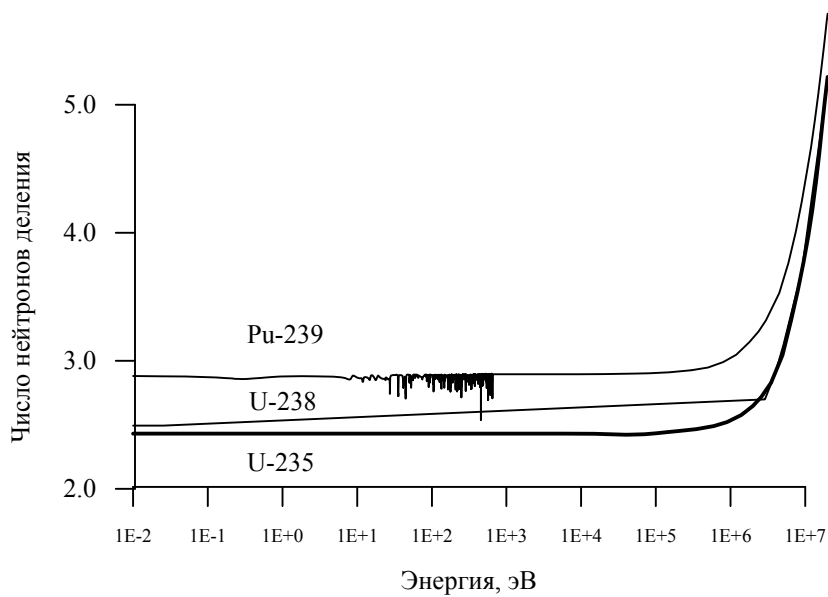


Рис. 6. Число вторичных нейтронов деления

Сечение рассеяния хранится в файле как одномерная константа. Для индикатрисы рассеяния используют два способа записи. Первый – в виде $NL(E)+1$ -го коэффициента $a_l(E)$ разложения функции по полиномам Лежандра:

$$p(E, \mu) = \sum_{l=0}^{NL} \frac{2l+1}{2} a_l(E) P_l(\mu).$$

Второй – в виде $NP(E)$ пар $\{\mu_j; p(E, \mu_j)\}$. Нередко в таком представлении применяют так называемый набор равновероятных углов рассеяния с тем, чтобы наиболее детально описать функцию в тех интервалах, где она сильнее изменяется.

Аналогично записывают двумерные сечения с распределением вторичных нейтронов по энергиям:

$$\sigma(E, E' \leftarrow E) = \sigma(E) p(E, E' \leftarrow E).$$

Это сечения реакций (n, n') , $(n, 2n')$, $(n, 3n')$ и т.п. Для них, в отличие от сечений упругого рассеяния, не существует однозначной связи между изменением энергии и углом рассеяния, а угловое распределение вторичных нейтронов в широком диапазоне энергии оказывается изотропным. Условие нормировки индикатрисы выглядит в этом случае так:

$$\int_0^{E_{\max}} dE' p(E, E' \leftarrow E) = 1.$$

Для записи индикатрисы энергетического рассеяния только в крайнем случае применяют прямую табуляцию. Обычно используют ее разложение:

$$p(E, E' \leftarrow E) = \sum_{k=1}^{NP} p_k(E) f_k(E' \leftarrow E),$$

где $f_k(E' \leftarrow E)$ – набор известных законов рассеяния. Таким образом, для каждого значения энергии хранятся NP значений коэффициентов (не более 13 штук) такого разложения, NP номеров соответствующих законов и параметры, которые необходимо подставить в закон. При реализации такого способа хранения информации существуют три различные энергетические сетки:

1-я сетка по E – энергии первичного нейтрона для коэффициентов $p_k(E)$;

2-я сетка по E – энергии первичного нейтрона для законов $f_k(E' \leftarrow E)$ (не более 200 точек);

3-я сетка по E' – энергии вторичного нейтрона для законов $f_k(E' \leftarrow E)$ (не более 1000 точек).

При наложении этих сеток друг на друга используется линейно-линейная или линейно-логарифмическая интерполяция по E и линейно-линейная интерполяция по E' . В сечениях реакций, в которых появляются два и более нейтронов, распределение каждого вторичного нейтрона по энергии описывается отдельно.

Кратко заметим, что в том случае, когда взаимодействие носит сложный характер, возможно описать энергетически-угловое распределение вторичных нейтронов. Тогда на индикатрису накладывается условие нормировки:

$$\int_0^{E_{\max}} dE' \int_{-1}^1 d\mu \, p(E' \leftarrow E, \mu) = 1$$

и хранится она либо в табулированном виде для μ и описанном выше виде для перевода $E' \leftarrow E$, либо в виде разложения по полиномам Лежандра с коэффициентами $a_l(E' \leftarrow E)$, табулированными по E и E' :

$$p(E' \leftarrow E, \mu) = \sum_{l=0}^{NL} \frac{2l+1}{2} a_l(E' \leftarrow E) P_l(\mu).$$

Описанные выше подходы непригодны для описания взаимодействия нейтрона со средой в тепловой области энергии, так как не учитывают зависимость этого взаимодействия от температуры среды, от связанности ядра в молекуле и возможности увеличения энергии нейтрона в результате рассеяния. Эта информация выделяется в отдельный термализационный файл $MF=7$. В нем сечение рассеяния представляется в виде

$$\frac{d^2}{d\Omega dE} \sigma(E' \leftarrow E, \mu, T) = \sum_{n=0}^{NS} \frac{M_n \sigma_{bn}}{4\pi T} \sqrt{\frac{E'}{E}} e^{-\frac{\beta}{2}} S_n(\alpha, \beta, T),$$

где E и E' – энергия нейтрона до и после взаимодействия;

μ – косинус угла рассеяния;

T – температура замедлителя;

$S_n(\alpha, \beta, T)$ – законы рассеяния, которые позволяют восстановить дифференциальное сечение неупругого рассеяния в тепловой области энергии;

$$\alpha = \frac{E' + E - 2\mu\sqrt{E'E}}{A_0 kT} - \text{передача момента количества движения}$$

при взаимодействии;

$$\beta = \frac{E' - E}{kT} - \text{передача энергии при взаимодействии};$$

$SN+1$ – количество различных типов атомов в молекуле;

M_n – количество атомов n -го типа в молекуле;

A_n – масса атомов n -го типа;

$$\sigma_{bn} = \sigma_{fn} \left(\frac{A_n + 1}{A_n} \right)^2;$$

σ_{fn} – сечение рассеяния свободного атома n -го типа;

k – постоянная Больцмана.

“Нулевым” обозначается принципиальный атом, который в основном определяет характер рассеяния в молекуле в целом. Таким в молекуле H_2O является водород, в молекуле UO_2 – кислород. Именно для этого атома закон рассеяния $S_0(\alpha, \beta, T)$ хранится в табулированном виде. Эта функция представлена в 6–12 точках по температуре, а в каждой температурной точке как двумерная таблица по α и β . Для остальных атомов в молекуле законы рассеяния $S_n(\alpha, \beta, T)$ хранятся в более простом, но менее точном виде – как известные аналитические функции.

3. МНОГОГРУППОВОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ В НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ РАСЧЕТАХ

3.1. Усреднение групповых сечений

Многогрупповому приближению в теории переноса нейтронов и особенностям использования групповых библиотек констант посвящена работа [6].

Аналитическое решение уравнения переноса нейтронов (1) в общем случае, вообще говоря, невозможно. Это объясняется, в частности, сложной детальной зависимостью коэффициентов – сечений от энергии – как они представлены в файлах оцененных данных. Поэтому во многих численных схемах решения уравнения (1) стремятся снизить размерность задачи по энергии. Пусть в рассматриваемую систему можно разбить на пространственные области $\{\Delta\vec{r}_z\}$ так, что в пределах каждого энергетического диапазона $\{E_g\}$ функция плотности потока нейтронов обладает свойством подобия, то есть для нее справедливо условное разделение переменных:

$$\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = F(\vec{r}, \vec{\Omega}) U(E). \quad (14)$$

Проинтегрируем уравнение (1) в энергетическом диапазоне ΔE_g . Каждый такой диапазон называется энергетической группой или просто группой, а их совокупность $\{E_g\}$ – групповым разбиением. Рассмотрим пока только второе слагаемое уравнения. С учетом (14):

$$\int_{\Delta E_g} dE \Sigma_{\text{tot}}(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = F(\vec{r}, \vec{\Omega}) \int_{\Delta E_g} dE \Sigma_{\text{tot}}(\vec{r}, E) U(E). \quad (15)$$

Умножив и разделив (15) на выражение $\int_{\Delta E_g} dE U(E)$, можем записать

$$\int_{\Delta E_g} dE \Sigma_{\text{tot}}(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \Sigma_{\text{tot}}^g F_g(\vec{r}, \vec{\Omega}), \quad (16)$$

где $F_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = F(\vec{r}, \vec{\Omega}) \int_{\Delta E_g} dE U(E)$ – групповой поток нейтронов,

$$\Sigma_x^g = \frac{\int_{\Delta E_g} dE \Sigma_x(E) U(E)}{\int_{\Delta E_g} dE U(E)} \quad (17)$$

Здесь Σ_x^g – среднее по группе g сечение процесса типа x (в формуле (16) – полное).

Для того чтобы (16) выполнялось точно, необходимо получить функции $F(\vec{r}, \vec{\Omega})$ и $U(E)$ из решения уравнения переноса (1). Но это означает сохранение размерности и, следовательно, трудоемкости исходной задачи. Суть *группового метода* заключается в том, чтобы не решать исходное уравнение относительно $U(E)$, а значение (24) получить, используя какую-то известную функцию $U(E)$.

Обсудим, насколько справедлив может быть такой подход. Очевидно, что в группах, в которых практически отсутствует зависимость сечения от энергии, то есть $\Sigma_x(E) = \text{const}$, интегралы спектра в (24) сокращаются. Поэтому групповые сечения вообще не зависят от спектра свертки.

Рассмотрим теперь случай, когда сечение имеет гладкую зависимость от энергии. Пусть $\Sigma_x(E) = E$. Рассмотрим два спектра для свертки этого сечения в интервале от $E_1=1$ до $E_2=2$, имеющие разный по знаку угол наклона: $U_1(E) = E$ и $U_2(E) = 2-E$ (рис. 7). Групповые сечения по формуле (24) вычисляются в этом случае аналитически и имеют значения:

$$(\Sigma_x^g)_1 = \frac{14}{9} \approx 1,56, \quad (\Sigma_x^g)_2 = \frac{13}{9} \approx 1,44.$$

То есть погрешность величины Σ_x^g составляет порядка 7 %, хотя формы спектров резко различаются. Поэтому, исключая диапазоны резонансного хода сечений, зависимость решения уравнения переноса от энергии может быть учтена в рамках группового подхода. Причем погрешность, вносимая неопределенностью спектра в групповых константах, может быть уменьшена выбором более мелкого группового разбиения $\{E_g\}$.

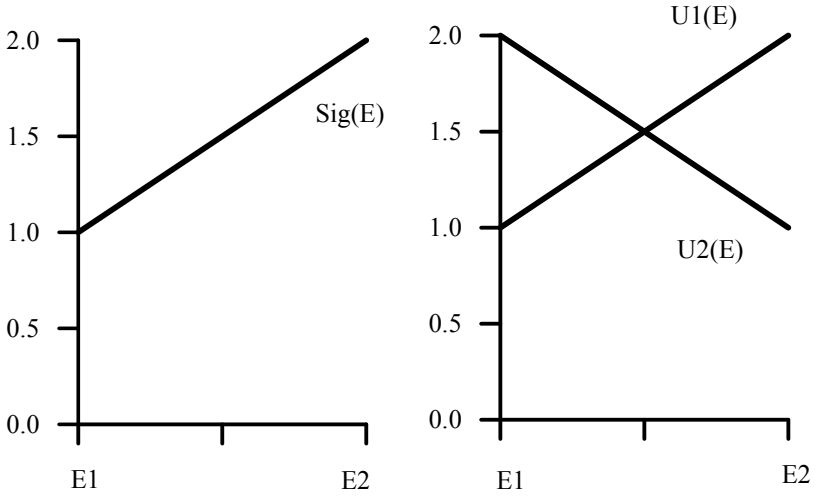


Рис. 7. Зависимости сечения и спектров

Групповое уравнение переноса имеет вид

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi^g}{\partial t} + \vec{\Omega} \cdot \nabla \Phi^g + \Sigma_{\text{tot}}^g(\vec{r}) \Phi^g = \frac{1}{k} \chi^g \sum_{g'=1}^{NG} (v_f \Sigma_f)^{g'}(\vec{r}) \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \Phi^{g'} + \sum_{g'=1}^{NG} \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \Sigma_s^{g \leftarrow g'}(\vec{r}, \mu) \Phi^{g'} + Q^g(\vec{r}, \vec{\Omega}, t),$$

где

$\Sigma_{\text{tot}}^g(\vec{r})$ и $(v_f \Sigma_f)^g(\vec{r})$ – соответственно полное сечение и сечение генерации в группе g ;

$\chi^g = \int_{\Delta E_g} dE \chi(E)$ – спектр нейтронов деления в группе g ;

$\Sigma_s^{g \leftarrow g'}(\vec{r}, \mu)$ – сечение рассеяния из группы g' в группу g ;

$\Phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}, t)$ и $Q^g(\vec{r}, \vec{\Omega}, t)$ – соответственно поток и источник нейтронов в группе g .

3.2. Усреднение резонансных сечений. Факторы Бондаренко

В зависимости сечений от энергии есть диапазон, в котором поведение функции резко меняющееся – область разрешенных и неразрешенных резонансов. Для того чтобы групповые сечения в этой области слабо зависели от спектра, требуется очень мелкое групповое разбиение. Но это сводит на нет всю идею группового подхода – уменьшить размерность по энергии задачи расчета потока нейтронов.

Опишем подход, позволяющий получать групповые сечения с учетом реального спектра в резонансах без его расчета. Так как сечение в резонансе велико, можно сказать, что в однородной по составу области системы спектр в резонансе определяется главным образом не переносом нейтронов, а собственным спектром, устаннывливающимся в этой области. Тогда рассмотрим бесконечную однородную среду, по составу совпадающую с областью, включающей резонансный материал. Поток нейтронов будет иметь зависимость только от энергии. Объединив источники нейтронов, получим стационарное уравнение для спектра в бесконечной однородной среде:

$$\Sigma_{\text{tot}}(E) U(E) = Q(E).$$

Очевидно, что решение этого уравнения

$$U(E) = \frac{Q(E)}{\Sigma_{\text{tot}}(E)}$$

будет определяться главным образом формой $\Sigma_{\text{tot}}(E)$ в резонансе. Поэтому представим:

$$U(E) = S(E) \Psi(E),$$

где

$S(E)$ – невозмущенный спектр среды (т.е. отсутствует резонансный поглотитель),

$\Psi(E)$ – возмущенный спектр за счет наличия резонансного поглотителя:

$$\Psi(E) = \begin{cases} \frac{a}{\Sigma_{\text{tot}}(E)}, & E \in \Delta E_r \\ 0, & E \notin \Delta E_r \end{cases}.$$

Сделаем теперь предположения:

1. Резонансы всех материалов – изолированные, т.е. не перекрывающие друг друга.

2. Сечения всех остальных материалов, кроме резонансного, в пределах резонанса слабо зависят от энергии: $\sigma_{i \neq r} \approx \text{const}$.

3. Резонансы – узкие, т.е. ступенька замедления - максимальная потеря энергии нейтроном при одном столкновении с ядром среды – больше ширины резонанса: $\Delta E_r \gg \Gamma$.

Будем обозначать характеристики резонансного материала индексом r . Выделим резонансный материал в выражении (17), тогда

$$\Psi(E) = \frac{a}{\rho_r \sigma_{r \text{ tot}}(E) + \sum_{i \neq r} \rho_i \sigma_{i \text{ tot}}(E)} = \frac{a / \rho_r}{\sigma_{r \text{ tot}}(E) + \sum_{i \neq r} \frac{\rho_i}{\rho_r} \sigma_{i \text{ tot}}(E)}. \quad (18)$$

Используя сделанные предположения, пренебрежем зависимостью от энергии во втором слагаемом в знаменателе. Тогда введем понятие сечения разбавления – полное макросечение всех нерезонансных материалов, приходящееся на одно ядро поглотителя:

$$\sigma_0 = \frac{1}{\rho_r} \sum_{i \neq r} \rho_i \sigma_{i \text{ tot}}. \quad (19)$$

С учетом (19) получим (18):

$$\Psi(E) = \frac{a / \rho_r}{\sigma_{r \text{ tot}}(E) + \sigma_0}. \quad (20)$$

Подставив (20) в (17), имеем усредненное по группе резонансное сечение:

$$\Sigma_x^g = \frac{\int_{\Delta E_g} dE \Sigma_x(E) \frac{S(E) a / \rho_r}{\sigma_{r \text{ tot}} + \sigma_0}}{\int_{\Delta E_g} dE \frac{S(E) a / \rho_r}{\sigma_{r \text{ tot}} + \sigma_0}} = \frac{\int_{\Delta E_g} dE \Sigma_x(E) \frac{S(E)}{\sigma_{r \text{ tot}} + \sigma_0}}{\int_{\Delta E_g} dE \frac{S(E)}{\sigma_{r \text{ tot}} + \sigma_0}}. \quad (21)$$

Отметим, что величина (21) зависит от σ_0 и температуры среды T , от которой зависит форма резонанса (явление доплеровского уширения резонансов). Если рассчитать величину (21) для набора

сечений разбавления и температур, то для любой конкретной композиции материалов групповое сечение резонансного материала можно получить интерполяцией, фактически учитывая реальную форму спектра нейтронов без его расчета. Эта процедура получения группового резонансного сечения с учетом самоэкранировки резонанса называется *формализмом Бондаренко*. Принято на практике рассчитывать групповые микросечения при температуре $T = 0$ К и для очень большого, так называемого бесконечного разбавления ($\sigma_0 \gg \sigma_r$):

$$\sigma_x^g(0, \infty) = \frac{\int dE \Sigma_x(E) S(E)}{\int_{\Delta E_g} dE S(E)}. \quad (22)$$

А зависимость от температуры и сечения разбавления учитывать в виде

$$\sigma_x^g(T, \sigma_0) = \sigma_x^g(0, \infty) f_x^g(T, \sigma_0),$$

где

$$f_x^g(T, \sigma_0) = \frac{\sigma_x^g(T, \sigma_0)}{\sigma_x^g(0, \infty)}$$

называются *факторами Бондаренко*.

Поговорим теперь о справедливости сделанных предположений об изолированности и узости резонансов в композициях материалов, используемых в ядерно-энергетических установках. Материал топливной таблетки включает в себя изотопы ^{238}U , ^{235}U и ^{16}O . Области резонансов урана и кислорода различны, а резонансы изотопов урана действительно не накладываются друг на друга. Кроме того, для подавляющего большинства резонансов выполняется условие узости. Особняком в рассмотрении стоит резонанс ^{238}U при $E_r = 6,67$ эВ. Во-первых, это очень большой резонанс, который не удовлетворяет условию узости. Во-вторых, он является суммой резонансов рассеяния и поглощения, следовательно, внутри себя формирует свой собственный спектр. Но этот резонанс очень хорошо изучен, и на практике для него получают значения, имеющие суть факторов Бондаренко, используя специальные знания о форме

внутри группового спектра, а не ограничиваясь приближением (18). Таким образом, формализм факторов Бондаренко широко используется в нейтронно-физических расчетах уранового топлива, внося незначительную погрешность.

Сложнее обстоит дело со смешанным топливом, которое, кроме изотопов ^{238}U и ^{235}U , включает изотопы ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu и ^{242}Pu . Во-первых, эта сложная композиция не удовлетворяет условиям изолированности резонансов. Во-вторых, первый резонанс изотопов плутония лежит в области термализации нейтронов: ^{239}Pu и ^{241}Pu при $E_r \approx 0,3$ эВ, а ^{240}Pu при $E_r = 1$ эВ. Значит, спектр внутри этих резонансов будет в значительной степени определяться нейтронами, рассеивающимися из тепловой области, и механизм самоблокировки сечения в резонансе не работает. Поэтому погрешность, вносимая факторами Бондаренко в расчет смешанного топлива, больше, и требуются специальные подходы к ее уменьшению.

4. ПРОГРАММЫ ПОДГОТОВКИ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ

4.1. Комплекс программ NJOY

4.1.1. Общие сведения

Система переработки файлов оцененных ядерных данных NJOY [7] представляет собой набор относительно независимых между собой программных модулей для получения непрерывных (поточечных) и многогрупповых ядерных данных и связанных с ними величин в формате ENDF/B. При этом возможно получение полного набора данных для нейтронов и гамма-квантов, достаточного для решения широкого круга реакторных задач и задач защиты от излучений с помощью программ, реализующих как детерминистические методы, так и метод Монте-Карло.

Каждый модуль системы NJOY является достаточно независимой программой, решающей конкретную задачу по подготовке нейтронных данных и (или) данных по гамма-квантам. В зависимости от поставленной пользователем задачи формируется последовательность модулей. Например, последовательность модулей MODER – RECONR – BROADR – UNRESR – THERMR – GROUPT – MATXSР позволяют на основании файлов оцененных нейтронных данных сформировать библиотеку многогрупповых констант для проведения нейтронно-физических расчетов для многих широко распространенных программ, реализующих S_n -метод. Аналогичная последовательность может быть сформирована для подготовки констант для программ, реализующих метод Монте-Карло. Для каждого модуля системы NJOY имеется определенное количество входных и выходных файлов, а также файл, содержащий инструкции по работе модуля и управляющий его работой. Обычно выходные файлы одного модуля (или модулей) являются входными для следующего и т.д. Входные и выходные файлы с ядерными данными могут быть в бинарном или текстовом виде. Имеется специальный модуль для перевода файлов из текстового вида в бинарный и наоборот.

При подготовке многогрупповых констант существует возможность использовать произвольное разбиение на энергетические

группы и готовить угловые моменты констант достаточно высокого порядка. Учет термализационных эффектов производится как в случае простейшей модели свободного газа, так и с привлечением более сложных моделей подготовки термализационных констант для молекул и веществ, имеющих кристаллическую структуру.

Исходными ядерными данными системы NJOY являются оцененные ядерные данные из любой библиотеки ядерных данных, которая записана в формате ENDF/B (Evaluated Nuclear Data Files Format). Все модули системы используют единый набор стандартных подпрограмм, позволяющих эффективно работать с таким форматом. В настоящее время наиболее используемыми для подготовки констант являются библиотеки ядерных данных ENDF/B-V, ENDF/B-VI и ENDF/B-VII, созданные в США, японские библиотеки JENDL-2 и JENDL-3, европейская библиотека JEF-3. В России разработаны библиотеки BROND-2 и BROND-3.

Ниже перечислены и аннотированы модули, из которых пользователем обычно формируется последовательность модулей NJOY:

MODER преобразует ленты в формате ENDF/B из текстового представления в бинарный и обратно;

RECONR конструирует поточечные (непрерывно зависящие от энергии) сечения в формате PENDF (pointwise ENDF), используя резонансные параметры и схемы интерполяции;

BROADR конструирует непрерывно зависящие от энергии сечения для заданных температур с учетом температурного уширения резонансов;

UNRESR рассчитывает блокированные сечения в области перекрывающихся резонансов (область неразрешенных резонансов) для заданного набора разбавлений;

THERMR конструирует сечения и индикатрисы рассеяния в области термализации для отдельных атомов и атомов в молекулах и кристаллах;

GROUPR генерирует блокированные многогрупповые сечения и матрицы переходов с использованием поточечного представления и индикатрис рассеяния в формате GENDF (groupwise ENDF);

MATXSР на основе файлов GENDF создает библиотеку многогрупповых констант в формате MATXS;

ACER подготавливает библиотеку в ACE-формате для программы метода Монте-Карло MCNP.

4.1.2. Описание программных модулей

Модуль MODER

Используется для перевода лент в форматах ENDF, PENDF и GENDF из текстового вида в бинарный и наоборот. Еще одна функция модуля MODER, связанная с формированием библиотек данных, будет описана далее (см. описание модуля MATXSR).

Модуль RECONR

Используется для получения поточечных (непрерывно зависящих от энергии) сечений по резонансным параметрам, задаваемым в файле с MF=2 и секции с MT=151. Резонансные параметры задаются для сечения упругого рассеяния, деления и радиационного захвата. Кроме того, в секции с MT=1 конструируется полное сечение как сумма всех парциальных сечений. Для получения поточечных сечений используются формулы для трех наиболее употребительных подходов для восстановления резонансной структуры сечений: одноуровневого подхода Брейта–Вигнера, многоуровневого подхода Брейта–Вигнера и так называемого R-матричного формализма Рейха–Мура.

Модуль BROADR

Генерирует сечения в формате PENDF для заданного набора температур, учитывающие температурное движение ядер (так называемые доплеровские уширенные сечения). Входные ленты должны быть получены либо после модуля RECONR, либо после еще одного модуля BROADR.

Модуль UNRESR

Позволяет рассчитывать заблокированные сечения в области перекрывающихся резонансов (область неразрешенных резонансов) для набора разбавлений, задаваемых пользователем. Известно, что в области неразрешенных резонансов невозможно получить точные значения сечений для конкретной энергии, так как в этой области

существуют лишь средние по некоторому энергетическому интервалу резонансные параметры. Однако известны функции распределения, которым подчиняются ширины и расстояния между резонансами. В модуле реализована специальная схема получения средних по определенным энергетическим интервалам нейтронных сечений для набора сечений разбавления, что позволяет в дальнейшем получать с помощью схем интерполяции конкретные блокированные микро- и макроскопические сечения для конкретных расчетных вариантов.

Модуль THERMR

Генерирует поточечные сечения рассеяния и индикатриссы рассеяния нейтронов в области термализации и добавляет их к существующей ленте в формате PENDF (после модулей BROADR или UNRESR). Для области энергий, лежащих ниже нескольких электронвольт, законы, которым подчиняются дифференциальные сечения рассеяния (упругого и неупругого), имеют вид, принципиально отличающийся от рассеяния для более высоких энергетических областей. Это принципиальное отличие связано с наличием возможности для нейтронов не только терять, но и приобретать энергию в результате взаимодействия.

В области ниже нескольких электронвольт энергии нейтрона сравнимы с тепловой энергией рассеивающих ядер, которые уже не могут рассматриваться как покоящиеся. Если рассеивающее ядро находится в движении, то, применяя простые кинематические соотношения, достаточно легко можно доказать, что нейтроны могут как получать энергию в процессе рассеяния, так и терять ее. Для большинства материалов термализация может быть рассмотрена именно в предположении рассеяния на изолированном атоме (так называемая модель одноатомного газа). Однако в ряде случаев следует учитывать связи атомов в молекулах или в кристаллической решетке. Если атом находится в связанном состоянии, то его поведение не может быть описано простыми кинематическими соотношениями, поскольку взаимодействие между рассеивающим атомом и его соседями в молекуле или твердом теле оказывает влияние на его отдачу при столкновении. Кроме того, нельзя не учитывать возможности эффектов интерференции в тепловой области энер-

гий. Длина волны для нейтрона с очень низкой энергией становится сравнимой с межатомным расстоянием в молекуле или кристалле. Таким образом, может иметь место интерференция нейтронов, рассеянных на различных атомах молекулы или кристаллической решетки.

Как следствие описанных выше эффектов, сечения рассеяния в области тепловых энергий оказываются сложными функциями энергии. Определим различие между упругим и неупругим рассеяниями. Принято считать, что рассеяние считается неупругим, если какое-либо из внутренних квантовых состояний рассеивающего ядра изменяется в результате столкновения с нейтроном (в простейшем случае, например, энергия), и упругим, если таких изменений нет. Для нейтронов низкой энергии возбуждение ядра как целого невозможно. Однако если ядро или атом связаны в молекуле, то при столкновении нейтрона даже низкой энергии с таким ядром могут изменяться квантовые состояния, обусловленные колебаниями атомов в молекуле или кристалле или вращением молекулы как целого. Такое столкновение в соответствии с определением можно назвать неупругим. При упругом рассеянии никакие квантовые состояния в кристалле или молекуле не меняются, но, например, молекула как целое испытывает отдачу, так что выполняется закон сохранения энергии и импульса. При упругом и неупругом рассеянии нейтронов на регулярной системе рассеивающих центров (кристаллическая решетка, например) необходимо учитывать вероятность того, что вклады рассеяния от различных центров будут интерферировать друг с другом. Эта интерференция может стать особенно важной, когда длина волны частиц (нейтронов) того же порядка, что и расстояние между рассеивающими центрами. Эффекты интерференции вызывают появление когерентного рассеяния, что для кристаллов приводит к появлению так называемых брэгговских пиков рассеяния в выделенных направлениях. Как когерентное, так и некогерентное рассеяние включает в себя упругую и неупругую части.

Приведем примеры веществ, для которых важны те или иные способы рассеяния. В ядерном реакторе могут присутствовать молекулярные газы, например двуокись углерода в качестве теплоносителя. Важную роль играют также жидкие замедлители и теплоносители, такие как обычная и тяжелая вода, которые состоят из

молекул. Для них важную роль играют неупругие процессы на водороде и дейтерии в соответствующей молекуле. Рассеяние на кислороде в этом случае может быть рассчитано по более простой модели одноатомного газа. Когерентное упругое рассеяние важно для кристаллических твердых веществ, таких как графит, бериллий или оксид бериллия. Некогерентное упругое рассеяние важно для метана, полиэтилена и гидроксида циркония.

Модуль GROUPR

Предназначен для расчета групповых сечений и матриц межгрупповых переходов. В модуле предусмотрены важные возможности расчета многогрупповых сечений для произвольной групповой структуры и свертка как со стандартным спектром, так и со спектром, задаваемым пользователем. Номера энергетических групп в модуле GROUPR задаются в порядке возрастания энергии, т.е. группа 1 соответствует наименьшей энергии.

В выражения для групповых констант входит в качестве весовой функции неизвестное значение коэффициентов разложения плотности потока $\phi(E)$ по полиномам Лежандра. Однако для большинства приложений форма спектра может быть задана приближенно для конкретной достаточно широкой энергетической группы (например, спектр деления или спектр Максвелла в тепловой области, или спектр замедления $1/E$). Такие формы спектра называются стандартными спектрами свертки. Возможен иной подход, когда используется большое число узких энергетических групп таким образом, что неточное знание формы спектра в каждой из них не вносит значительной погрешности в расчет групповых (мультигрупповых) констант.

Проблема учета эффекта блокировки (уменьшения резонансного эффекта за счет присутствия различных материалов) в модуле GROUPR может быть решена двумя методами: с использованием модели Бондаренко и решением простейшего уравнения замедления (flux calculator). На уровне модуля GROUPR сечение разбавления является просто параметром, и групповые сечения рассчитываются для целого набора сечений разбавления. Конкретное сечение разбавления для реальной смеси может быть получено с помощью таких специальных программ, как, например, TRANSX, и

групповые константы для вычисленного сечения разбавления могут быть получены с помощью интерполяции.

Ни коэффициент диффузии, ни транспортное сечение не вычисляются напрямую модулем GROUPT. Однако с его помощью можно получить σ_{tl} и $\sigma_{s0\ g' \rightarrow g}$, которые позволят рассчитать транспортное сечение:

$$\sigma_{tr,g} = \sigma_{tlg} - \sum_{g'} \sigma_{s1g \rightarrow g'},$$

где σ_{tl} – полное сечение, свернутое по моменту l спектра свертки; $\sigma_{s0\ g' \rightarrow g}$ – аналогично свернутое межгрупповое сечение рассеяния.

Или:

$$\sigma_{tr,g} = \sigma_{tlg} - \bar{\mu}_g \sigma_{s0g},$$

где $\bar{\mu}_g$ – средний косинус угла рассеяния в группе g .

Модуль MATXSR

Пожалуй, важнейшим принципом функционирования всех без исключения расчетных программ является создание специальных файлов и обрабатывающих их модулей, осуществляющих интерфейс между системами подготовки библиотек многогрупповых микроскопических констант, системами подготовки макроскопических констант и программами расчета реакторов. В системе NJOY одним из модулей, выполняющих эту функцию, является MATXSR.

Модуль MATXSR позволяет сформировать библиотеку многогрупповых микроскопических констант в формате MATXS, который широко используется целым рядом реакторных программ, в частности ANISN, DORT, TORT, TWODANT и т.д.

4.2. ПРОГРАММА МОДИФИКАЦИИ ГРУППОВЫХ БИБЛИОТЕК СЕЧЕНИЙ MAGNIFIER

4.2.1. Описание программных модулей

Исследование погрешностей, вносимых в нейтронно-физические расчеты различными приближениями, требует наличия результатов реперных расчетов. Для анализа неопределенностей, связанных с константным обеспечением расчетов, была разработана программа MAGNIFIER. Оригинальной особенностью программы является возможность модификации существующих групповых библиотек сечений в исследуемом диапазоне энергии по принципу «энергетической лупы». Программа использует существующую библиотеку групповых констант, файлы оцененных ядерных данных (ФОЯД), программу подготовки групповых констант в формате ENDF/B из ФОЯД. Основные функции, реализованные в программе MAGNIFIER:

детализация информации о сечениях и матрицах переходов в исходной групповой библиотеке в выбранном диапазоне энергии. Функция была использована для корректного моделирования в рамках группового подхода процессов выгорания в периферийной области топливного сердечника твэла ВВЭР, анализа *гim*-эффекта и эффективности комбинированных топливных таблеток [8, 9];

замена в групповой библиотеке информации об отдельных реакциях данными из других ФОЯД. Функция была использована при анализе топливных циклов ВВЭР с глубоким выгоранием на основе топлива с ^{231}Pa и ^{237}Np [10, 11];

пополнение исходной групповой библиотеки данными новых материалов и конвертирование библиотеки в другие форматы. Функция была использована для нейтронно-физических расчетов быстрых реакторов с радиогенным свинцовым теплоносителем;

увеличение или уменьшение числа угловых моментов матриц переходов в исходной групповой библиотеке, пополнение библиотеки матрицей дважды дифференциальных энергетически-угловых сечений перевода. Эта функция была добавлена в программу MAGNIFIER для решения уравнения переноса вероятностным методом дискретных ординат (ВМДО) и предоставляет выбор метода

расчета дважды дифференциальных сечений перевода: локальным интегрированием δ -функции или восстановлением по моментам матрицы рассеяния [12]. Модифицированный код программы, работающий с ФОЯД, позволяет представлять групповую индикатрису сечения рассеяния в виде заданного числа правых границ равновероятных интервалов косинуса угла рассеяния в системе центра инерции.

В качестве формата групповой библиотеки нейтронных констант программы MAGNIFIER используется основной формат AMPX, который был выбран для реализации ВМДО по следующим обстоятельствам. Привлекательные особенности формата, связанные с компактным хранением значимой информации, и достаточно разнообразные возможности для хранения дважды дифференциальных энергетически-угловых сечений перевода. Наличие ряда проблемно-ориентированных библиотек в формате AMPX, например версии библиотеки VITAMIN, что допускает их непосредственное использование в разрабатываемых кодах на основе вероятностного метода дискретных ординат.

4.2.2. Пример работы с ФОЯД

Вопросу увеличения глубины выгорания ядерного топлива легководных реакторов всегда уделялось много внимания. При разработке топливных циклов с глубоким выгоранием часто рассматриваются композиции с нетрадиционными изотопами ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{231}Pa , ^{232}U и высокой концентрацией делящихся изотопов. Добавляемый тяжелый нуклид одновременно выполняет роли выгорающего поглотителя и сырьевого нуклида. Топливные композиции с добавлением ^{231}Pa могут характеризоваться стабилизированными размножающими свойствами до очень глубоких выгораний (30 % НМ и даже более) в условиях легководного реактора.

Описанный результат для топлива с ^{231}Pa в значительной степени зависит от ФОЯД, данные которого использованы в расчетных исследованиях. В работе [10] представлен анализ влияния данных ФОЯД, обработка которых выполнялась программой MAGNIFIER, на результаты нейтронно-физических расчетов.

5. СИСТЕМА JANIS

5.1. Общие сведения

Система JANIS (Java-based nuclear information software) является программой-иллюстратором ядерных данных [3]. Ядерные данные являются основой для развития и применения ядерных технологий. Знание этих данных требуется во всех областях, где используются радиоактивные материалы и ядерное топливо. Ядерные данные необходимы для множества специалистов, включая работников АЭС и предприятий топливного цикла, ядерных физиков, инженеров, биологов и врачей. С помощью программы JANIS пользователь получает доступ к численным значениям и графическим представлениям без предварительных знаний о форматах хранения ядерных данных. Это создает максимальную гибкость при сравнении различных наборов ядерных данных.

JANIS была разработана и поддерживается в настоящее время Агентством по ядерной энергии OECD и компанией Electronique Informatique как преемник программы JEF-PC (программное обеспечение, которое развилось в 1990-х NEA, CSNSM-Orsay и Бирмингемским университетом). JANIS распространяется бесплатно, разработана на платформе JAVA, может использоваться с версиями JAVA – 1.4, 1.5, 1.6 или 1.7, но последняя версия рекомендуется. JANIS может быть полезна для инженеров и физиков, которые используют ядерные данные в своей деятельности. Ее мощные и легкие в использовании навигационные инструменты делают данную программу эффективной при знакомстве с ядерными данными в процессе обучения в вузе.

JANIS позволяет обрабатывать и представлять данные в трех форматах:

- EXFOR – экспериментальные ядерные данные;
- ENDF – оцененные ядерные данные;
- CINDA – библиографические данные.

Ниже приведены типы данных, которые пользователь может анализировать с помощью программы JANIS:

данные о радиоактивных распадах;

данные о продуктах деления и особенностях деления различных изотопов;

данные о ядерных реакциях;
параметры резонансов;
сечения;
энергетические распределения вторичных частиц;
угловые распределения вторичных частиц;
неопределенности в сечениях.

Все данные доступны через сеть ядерных информационных центров. Пользователи JANIS могут легко построить свои собственные базы данных в формате ENDF или GENDF. Для удобства пользователей в JANIS включена возможность организации поисковых запросов.

5.2. Работа с системой

Системе доступны данные в отдаленной базе данных NEA. База данных NEA – база данных JANIS по умолчанию. Она содержит экспериментальные и оцененные ядерные данные о реакциях, а также данные о структуре атомных ядер. Все крупнейшие оцененные библиотеки данных доступны в JANIS:

- JEFF (Joint Evaluated Fission and Fusion Library),
- ENDF/B (US Evaluated Nuclear Data File),
- JENDL (Japanese Evaluated Nuclear Data Library),
- TENDL (TALYS-based Evaluated Nuclear Data Library),
- BROND (Russian Recommended Evaluated Neutron Data Library),
- CENDL (Chinese Evaluated Nuclear Data Library).

По нейтронным сечениям доступны библиотеки, представленные в табл. 1.

Ниже приведено краткое описание возможностей программы JANIS. Работа с программой начинается с загрузки основного окна.

Таблица 1

Библиотеки JANIS по нейтронным сечениям

Библиотека	Версия	Год	Описание
JEF(F)	3.1.2	2012	381 материал с новыми оценками для изотопов Hf.
	3.1.1	2009	381 материал с измененными оценками для Np-237, Pu-239, O-16, Zr-91, Zr-96, и продуктов деления.
	3.1	2005	381 материал (7 природных элементов: C, V, Zn, Ga, Os, Pt, Tl).
	3.0	2002	340 материалов (15 природных элементов: C, Mg, S, Cl, K, Ca, Ti, V, Zn, Ga, Os, Ir, Pt, Hg, Tl).
	2.2	1993	313 материалов (14 природных элементов: C, Mg, Si, Cl, K, Ca, Ti, V, Cu, Ga, Zr, Mo, Cd, Pb).
ENDF/B	VII.1	2011	423 материала (1 элемент: C)
	VII.0	2006	393 материала (3 природных элемента: C, V, Zn)
	VI.8	2001	329 материалов (16 природных элементов: C, Mg, Si, S, Cl, K, Ca, Ti, V, Ga, Zr, Mo, Cd, In, Hf, W)
JENDL	4.0	2010	406 материалов (1 элемент: C)
	3.3	2002	337 материалов (2 элемента: C, V)
CENDL	3.1	2009	240 материалов (14 природных элементов: S, Cl, K, Ca, V, Cu, Zn, Ge, Ag, Cd, Sn, W, Hg, Tl)
	2.1	1995	67 материалов (26 природных элементов: Mg, Si, S, Cl, K, Ca, Ti, V, Cr, Fe, Ni, Cu, Zn, Zr, Mo, Ag, Cd, In, Sn, Sb, Lu, Hf, W, Hg, Tl, Pb)
BROND	2.2	1993	121 материал (17 природных элементов: He, C, Si, Cl, Cr, Fe, Ni, Cu, Zn, Zr, Sn, Sm, Gd, Re, Os, Ir, Pb)
RUSFOND	2010	2010	686 материалов (6 природных элементов: C, V, Zn, Os, Pt, Tl)

Основное окно программы

Общий вид основного окна программы JANIS изображен на рис. 8. Данное окно включает несколько меню, которые позволяют пользователю выбрать: формат базы данных, конкретную базу данных выбранного формата, изотоп. При этом выбор изотопа пользователь может осуществлять как с помощью карты (таблицы) нуклидов (Z , N), так и с помощью выбора из соответствующего списка.

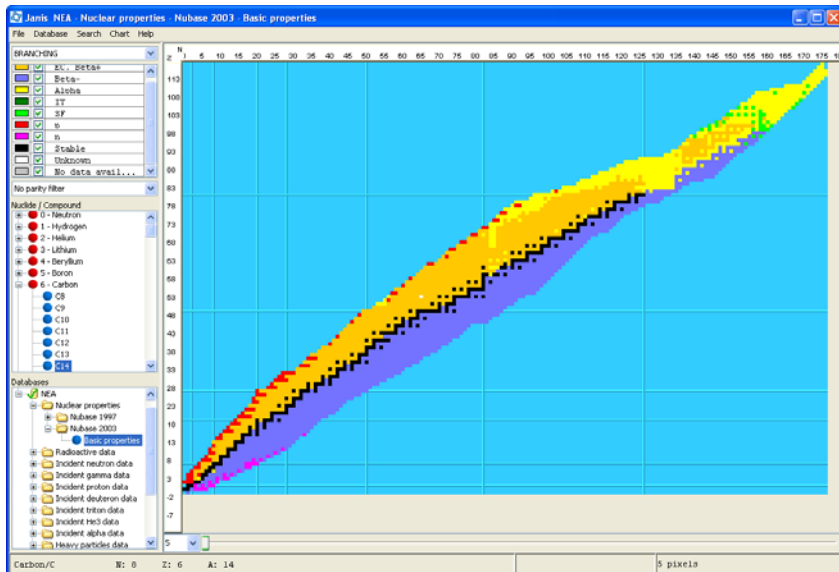


Рис. 8. Общий вид основного окна программы JANIS

Для удобства пользователя карта нуклидов имеет возможность изменения размера элемента таблицы (zoom). На рис. 9 приведен вид основного окна с увеличенной таблицей. При увеличении размера ячейки изотопа в ней появляются значения различных физических величин, характеризующих данное ядро. Величины зависят от формата библиотеки и типа выбранных данных. Физический смысл значений приведен в табл. 2.

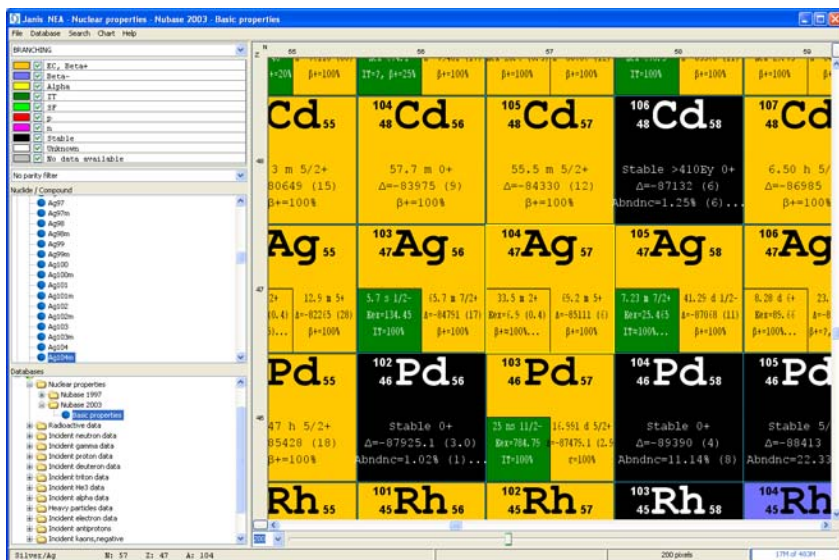


Рис. 9. Общий вид основного окна программы JANIS с увеличенным размером ячейки карты нуклидов

Выбирая изотоп из карты нуклидов можно перейти в базовое окно изотопа, вариант которого для нейтронных сечений приведен на рис. 3. В данном окне можно просмотреть графики, таблицы или схемы превращений изотопов в зависимости от типа анализируемых данных и формата соответствующей библиотеки. Для выбора используют интуитивно понятные меню. Например, для выбора реакций – стандартные номера (MT) процессов в ENDF формате. На рис. 10 выделены зоны (меню) 1–4, которые можно использовать для: 1 – перехода между окнами (таблица или график); 2 – выбора анализируемой реакции (MT); 3 – управления диапазоном анализируемых значений и форматом представления данных; 4 – анализа интегральных значений. На рис. 11 приведена схема распада изотопа

Таблица 2

Значения физических величин, приведенных в ячейке карты
нуклидов

Тип ядерных данных	Физическая величина
Поперечное сечение (Cross section)	Значение полного сечения в тепловой точке (2200 м/с) Резонансный интеграл
Данные о радиоактивном распаде (Radioactive decay data) Данные о делении (Fission yields data)	Период полураспада Спин Вероятность распада по разным каналам В случае стабильного ядра приводится доля в природной смеси изотопов
Ядерные свойства (NUBASE Basic properties)	Период полураспада Спин Дефект масс (энергия перехода для метастабильного ядра), кэВ Вероятность распада по разным каналам
EXFOR	Число экспериментальных реакций (приблизительная величина)

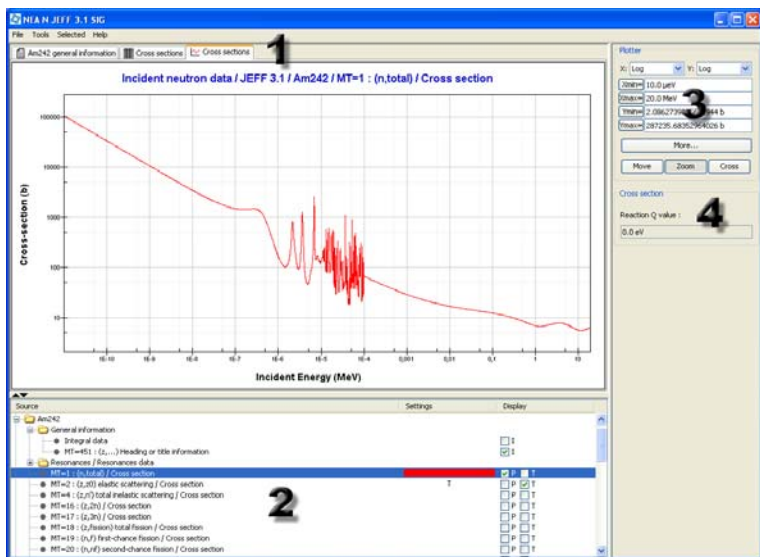


Рис. 10. Зоны меню для перехода между окнами

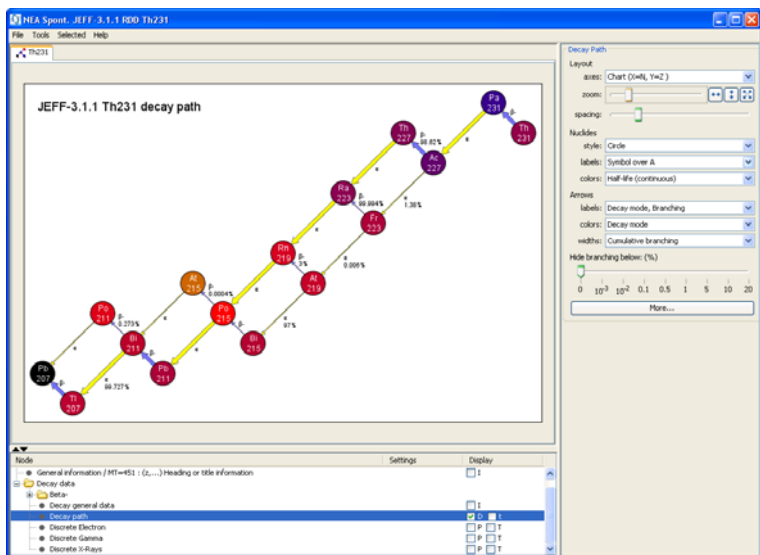


Рис. 11. Схема распада изотопа

Список использованной литературы

1. Белл Д., Глесстон С. Теория ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1974.
2. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
3. Система JANIS. Сайт Европейского ядерного агентства (NEA). <http://www.oecd-nea.org/janis/>
4. ENDF-102. Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File, ENDF. Revised by R. Kinsey. 2nd Edition (ENDF/B-V). BNL-NCS-50496 (ENDF 102), 1979.
5. P.F. Rose, C.L. Dunford. ENDF-102: Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File ENDF-6, BNL-NCS-44945, 1990.
6. Николаев М.Н., Рязанов Б.Г., Савоськин М.М., Цибуля А.М. Многогрупповое приближение в теории переноса нейтронов. М.: Энергоиздат, 1984.
7. R.E. MacFarlane, D.W. Muir. The NJOY Nuclear Data Processing System. Version 91. LA-12740-M, 1994.
8. Андрианов А.Н., Баранов В.Г., Тихомиров Г.В., Хлунов А.В. Моделирование ядерно-физических процессов в поверхностном слое топливного сердечника. – Атомная энергия, 2008, т. 104, вып. 6, с. 353–358.
9. Баранов В.Г., Терновых М.Ю., Тихомиров Г.В., Хлунов А.В. Моделирование ядерно-физических процессов в поверхностном слое топливного сердечника с выгорающим поглотителем. – Там же, 2008, т. 105, вып. 6, с. 307–310.
10. Куликов Г.Г., Шмелев А.Н., Крючков Э.Ф. и др. Физические характеристики легководного ядерного реактора со сверхдлинной кампанией ториевого топлива. // Известия вузов, Ядерная энергетика, 2002, №1, с. 18–28.
11. Крючков Э.Ф., Терновых М.Ю., Тихомиров Г.В. и др. Топливные циклы с глубоким выгоранием: анализ коэффициентов реактивности. – Там же, 2004, №3, с. 70–78.
12. Терновых М.Ю., Тихомиров Г.В., Хромов В.В. Дискретное представление индикатрисы рассеяния в уравнениях ВМДО. М: Препринт/МИФИ, 014-97, 1997.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Идентификаторы материалов в файле ENDF/B-VI

Лента 1

Материал	Идентификатор	Материал	Идентификатор	Материал	Идентификатор
^1H - 1	125	^6C - nat*	600	^{14}SI - nat	1400
^1H - 2	128	^7N - 14	725	^{15}P - 31	1525
^1T - 3	131	^7N - 15	728	^{16}S - nat	1600
^2HE - 3	225	^8O - 16	825	^{16}S - 32	1625
^2HE - 4	228	^8O - 17	828	^{17}CL - nat	1700
^3LI - 6	325	^9F - 19	925	^{18}AR - 40	1837
^3LI - 7	328	^{11}NA - 23	1125	^{19}K - nat	1900
^4BE - 9	425	^{12}MG - nat	1200	^{19}K - 41	1931
^5B - 10	525	^{12}MG - 24	1225	^{20}CA - nat	2000
^5B - 11	528	^{13}AL - 27	1325	^{21}SC - 45	2125

Лента 2

Материал	Идентификатор	Материал	Идентификатор	Материал	Идентификатор
^{22}TI - nat	2200	^{24}CR - 53	2434	^{28}NI - 58	2825
^{22}TI - 46	2225	^{24}CR - 54	2437	^{28}NI - 59	2828
^{22}TI - 47	2228	^{25}MN - 55	2525	^{28}NI - 60	2831
^{22}TI - 48	2231	^{26}FE - 54	2625	^{28}NI - 61	2834
^{22}TI - 50	2237	^{26}FE - 56	2631	^{28}NI - 62	2837
^{23}V - nat	2300	^{26}FE - 57	2634	^{28}NI - 64	2843
^{24}CR - 50	2425	^{26}FE - 58	2637	^{29}CU - 63	2925
^{24}CR - 52	2431	^{27}CO - 59	2725	^{29}CU - 65	2931

* Материал представляет собой природную смесь изотопов.

Лента 3

Материал	Идентификатор	Материал	Идентификатор	Материал	Идентификатор
₃₁ GA-nat	3100	₄₇ AG-111	4737	₅₈ CE-143	5846
₃₂ GE - 72	3231	₄₈ CD-nat	4800	₅₈ CE-144	5849
₃₂ GE - 73	3234	₄₈ CD-106	4825	₅₉ PR-141	5925
₃₂ GE - 74	3237	₄₈ CD-108	4831	₅₉ PR-142	5928
₃₂ GE - 76	3243	₄₈ CD-110	4837	₅₉ PR-143	5931
₃₃ AS - 75	3325	₄₈ CD-111	4840	₆₀ ND-142	6025
₃₄ SE - 74	3425	₄₈ CD-112	4843	₆₀ ND-143	6028
₃₄ SE - 76	3431	₄₈ CD-113	4846	₆₀ ND-144	6031
₃₄ SE - 77	3434	₄₈ CD-114	4849	₆₀ ND-145	6034
₃₄ SE - 78	3437	₄₈ CD-115	4853	₆₀ ND-146	6037
₃₄ SE - 80	3443	₄₈ CD-116	4855	₆₀ ND-147	6040
₃₄ SE - 82	3449	₄₉ IN - nat	4900	₆₀ ND-148	6043
₃₅ BR - 79	3525	₄₉ IN-113	4925	₆₀ ND-150	6049
₃₅ BR - 81	3531	₄₉ IN-115	4931	₆₁ PM-147	6149
₃₆ KR - 78	3625	₅₀ SN-112	5025	₆₁ PM-148	6152
₃₆ KR - 80	3631	₅₀ SN-114	5031	₆₁ PM-148	6153
₃₆ KR - 82	3637	₅₀ SN-115	5034	₆₁ PM-149	6155
₃₆ KR - 83	3640	₅₀ SN-116	5037	₆₁ PM-151	6161
₃₆ KR - 84	3643	₅₀ SN-117	5040	₆₂ SM-144	6225
₃₆ KR - 85	3646	₅₀ SN-118	5043	₆₂ SM-147	6234
₃₆ KR - 86	3649	₅₀ SN-119	5046	₆₂ SM-148	6237
₃₇ RB - 85	3725	₅₀ SN-120	5049	₆₂ SM-149	6240
₃₇ RB - 86	3728	₅₀ SN-122	5055	₆₂ SM-150	6243
₃₇ RB - 87	3731	₅₀ SN-123	5058	₆₂ SM-151	6246
₃₈ SR - 84	3825	₅₀ SN-124	5061	₆₂ SM-152	6249
₃₈ SR - 86	3831	₅₀ SN-125	5064	₆₂ SM-153	6252
₃₈ SR - 87	3834	₅₀ SN-126	5067	₆₂ SM-154	6255
₃₈ SR - 88	3837	₅₁ SB-121	5125	₆₃ EU-151	6325

Лента 3 (продолжение)

Материал	Идентификатор	Материал	Идентификатор	Материал	Идентификатор
³⁸ SR - 89	3840	⁵¹ SB-123	5131	⁶³ EU-152	6328
³⁸ SR - 90	3843	⁵¹ SB-124	5134	⁶³ EU-153	6331
³⁹ Y - 89	3925	⁵¹ SB-125	5137	⁶³ EU-154	6334
³⁹ Y - 90	3928	⁵¹ SB-126	5140	⁶³ EU-155	6337
³⁹ Y - 91	3931	⁵² TE-120	5225	⁶³ EU-156	6340
⁴⁰ ZR - nat	4000	⁵² TE-122	5231	⁶³ EU-157	6343
⁴⁰ ZR - 90	4025	⁵² TE-123	5234	⁶⁴ GD-152	6425
⁴⁰ ZR - 91	4028	⁵² TE-124	5237	⁶⁴ GD-154	6431
⁴⁰ ZR - 92	4031	⁵² TE-125	5240	⁶⁴ GD-155	6434
⁴⁰ ZR - 93	4034	⁵² TE-126	5243	⁶⁴ GD-156	6437
⁴⁰ ZR - 94	4037	⁵² TE-127	5247	⁶⁴ GD-157	6440
⁴⁰ ZR - 95	4040	⁵² TE-128	5249	⁶⁴ GD-158	6443
⁴⁰ ZR - 96	4043	⁵² TE-129	5253	⁶⁴ GD160	6449
⁴¹ NB - 93	4125	⁵² TE-130	5255	⁶⁵ TB-159	6525
⁴¹ NB - 94	4128	⁵² TE-132	5261	⁶⁵ TB-160	6528
⁴¹ NB - 95	4131	⁵³ I - 127	5325	⁶⁶ DY-160	6637
⁴² MO-nat	4200	⁵³ I - 129	5331	⁶⁶ DY-161	6640
⁴² MO - 92	4225	⁵³ I - 130	5334	⁶⁶ DY-162	6643
⁴² MO - 94	4231	⁵³ I - 131	5337	⁶⁶ DY-163	6646
⁴² MO - 95	4234	⁵³ I - 135	5349	⁶⁶ DY-164	6649
⁴² MO - 96	4237	⁵⁴ XE-124	5425	⁶⁷ HO-165	6725
⁴² MO - 97	4240	⁵⁴ XE-126	5431	⁶⁸ ER-166	6837
⁴² MO - 98	4243	⁵⁴ XE-128	5437	⁶⁸ ER-167	6840
⁴² MO - 99	4246	⁵⁴ XE-129	5440	⁷¹ LU-175	7125
⁴² MO-100	4249	⁵⁴ XE-130	5443	⁷¹ LU-176	7128
⁴³ TC - 99	4325	⁵⁴ XE-131	5446	⁷² HF - nat	7200
⁴⁴ RU - 96	4425	⁵⁴ XE-132	5449	⁷² HF-174	7225
⁴⁴ RU - 98	4431	⁵⁴ XE-133	5452	⁷² HF-176	7231

Лента 3 (окончание)

Материал	Идентификатор	Материал	Идентификатор	Материал	Идентификатор
⁴⁴ RU - 99	4434	⁵⁴ XE-134	5455	⁷² HF-177	7234
⁴⁴ RU-101	4440	⁵⁴ XE-136	5461	⁷² HF-179	7240
⁴⁴ RU-102	4443	⁵⁵ CS-133	5525	⁷² HF-180	7243
⁴⁴ RU-103	4446	⁵⁵ CS-134	5528	⁷³ TA-181	7328
⁴⁴ RU-104	4449	⁵⁵ CS-135	5531	⁷³ TA-182	7331
⁴⁴ RU-105	4452	⁵⁵ CS-136	5534	⁷⁴ W - nat	7400
⁴⁴ RU-106	4455	⁵⁵ CS-137	5537	⁷⁴ W-182	7431
⁴⁵ RH-103	4525	⁵⁶ BA-134	5637	⁷⁴ W-183	7434
⁴⁵ RH-105	4531	⁵⁶ BA-135	5640	⁷⁴ W-184	7437
⁴⁶ PD-102	4625	⁵⁶ BA-136	5643	⁷⁴ W-186	7443
⁴⁶ PD-104	4631	⁵⁶ BA-137	5646	⁷⁵ RE-185	7525
⁴⁶ PD-105	4634	⁵⁶ BA-138	5649	⁷⁵ RE-187	7531
⁴⁶ PD-106	4637	⁵⁶ BA-140	5655	⁷⁹ AU-197	7925
⁴⁶ PD-107	4640	⁵⁷ LA-139	5728	⁸² PB-206	8231
⁴⁶ PD-108	4643	⁵⁷ LA-140	5731	⁸² PB-207	8234
⁴⁶ PD-110	4649	⁵⁸ CE-140	5837	⁸² PB-208	8237
⁴⁷ AG-107	4725	⁵⁸ CE-141	5840	⁸² BI-209	8325
⁴⁷ AG-109	4731	⁵⁸ CE-142	5843		

Лента 4

Материал	Идентификатор	Материал	Идентификатор	Материал	Идентификатор
⁹⁰ ТН -230	9034	⁹⁴ PU236	9428	⁹⁶ CM242	9631
⁹⁰ ТН -232	9040	⁹⁴ PU237	9431	⁹⁶ CM243	9634
⁹¹ РА -231	9131	⁹⁴ PU238	9434	⁹⁶ CM244	9637
⁹¹ РА -233	9137	⁹⁴ Pu239	9437	⁹⁶ CM245	9640
⁹² U - 232	9219	⁹⁴ PU240	9440	⁹⁶ CM246	9643
⁹² U - 233	9222	⁹⁴ PU241	9443	⁹⁶ CM247	9646
⁹² U - 234	9225	⁹⁴ PU242	9446	⁹⁶ CM248	9649
⁹² U - 235	9228	⁹⁴ PU243	9449	⁹⁷ ВК249	9752
⁹² U - 236	9231	⁹⁴ PU244	9452	⁹⁸ CF249	9852
⁹² U - 237	9234	⁹⁵ AM241	9543	⁹⁸ CF250	9855
⁹² U - 238	9237	⁹⁵ AM242	9546	⁹⁸ CF251	9858
⁹³ NP -237	9346	⁹⁵ AM242	9547	⁹⁸ CF252	9861
⁹³ NP -238	9349	⁹⁵ AM243	9549	⁹⁸ CF253	9864
⁹³ NP -239	9352	⁹⁶ CM241	9628	⁹⁹ ES253	9913

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Спецификация идентификатора MF в ENDF (номера файлов)

MF	Класс данных
1	Общая информация
2	Резонансные параметры
3	Нейтронные сечения
4	Угловые распределения вторичных нейтронов
5	Энергетические распределения вторичных нейтронов
6	Энергетически-угловые распределения вторичных нейтронов
7	Данные по закону рассеяния для тепловых нейтронов
12	Размножение фотонов (в нейтронных реакциях)
13	Сечения генерации фотонов (в нейтронных реакциях)
14	Угловые распределения фотонов (в нейтронных реакциях)
15	Энергетические распределения фотонов (в нейтронных реакциях)
16	Энергетически-угловые распределения фотонов (в нейтронных реакциях)
23	Сечения взаимодействия фотонов
24	Угловые распределения фотонов (в фотонных реакциях)
25	Энергетические распределения фотонов (в фотонных реакциях)
26	Энергетически-угловые распределения фотонов (в фотонных реакциях)
27	Атомные форм-факторы (при взаимодействии с фотонами)
33	Форматы файлов

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Спецификация идентификатора МТ в ENDF (номера секций)

Значения МТ	Класс реакций
1–100	Реакции, в которых испускаются частицы того же типа, что и падающие
101–150	Реакции, в которых испускаются частицы другого типа, чем падающие
151–200	Информация по резонансной области
201–450	Величины, которые могут быть вычислены с помощью основных данных
451–699	Смешанные величины
700–799	Функции возбуждения для реакций, в которых испускаются заряженные частицы
800–999	Свободные номера

МТ	Тип данных
1	σ_t – полное сечение взаимодействия (информация избыточная, поскольку приводятся все парциальные сечения)
2	σ_{el} – упругое рассеяние
3	σ_{non} – (информация избыточная; $\sigma_{non} = \sigma_t - \sigma_{el}$)
4	σ_{in} – неупругое рассеяние (информация избыточная; сумма сечений с МТ=51,52,53, ...,90,91)
5	Свободный номер
6–9	$\sigma_{n,2n}$ – для первого-четвертого возбужденного состояний (описывает первый нейтрон)
10–15	Свободные номера
16	$\sigma_{n,2n}$ – сечение прямой реакции ($n, 2n$) (полное сечение реакции ($n, 2n$) есть сумма сечений с МТ=6, 7, 8, 9, 16)
17	$\sigma_{n,3n}$
18	Полное сечение деления (информация избыточная; сумма сечений с МТ=19, 20, 21, 38)
19	$\sigma_{n,f}$ –первый канал деления

MT	Тип данных
20	$\sigma_{n,n'f}$ – второй канал деления
21	$\sigma_{n,2n'f}$ – третий канал деления
22	$\sigma_{n,n'\alpha}$
23	$\sigma_{n,n'3\alpha}$
24	$\sigma_{n,2n'\alpha}$
25	$\sigma_{n,3n'\alpha}$
26	Сечение изомерного состояния реакции ($n, 2n$)
27	σ_a – (информация избыточная; сумма сечений с MT=18, 101)
28	$\sigma_{n,n'p}$
29	$\sigma_{n,n'2\alpha}$
30	$\sigma_{n,2n'2\alpha}$
31	Используется только как идентификатор LR (LR=31 указывает, что типом распада остаточного ядра, образовавшегося в первичной реакции, является γ -эмиссия)
32	$\sigma_{n,n'd}$
33	$\sigma_{n,n't}$
34	$\sigma_{n,n'He}$
35	$\sigma_{n,n'd2\alpha}$
36	$\sigma_{n,n't2\alpha}$
37	$\sigma_{n,4n'}$
38	$\sigma_{n,3nf}$ – четвертый канал деления
39	Используется только как идентификатор LR (LR=39 указывает, что типом распада остаточного ядра, образовавшегося в первичной реакции, является внутренняя конверсия)
40	Используется только как идентификатор LR (LR=39 указывает, что типом распада остаточного ядра, образовавшегося в первичной реакции, является образование электроопозитронной пары)
41–45	Свободные номера

MT	Тип данных
46–49	$\sigma_{n,2n}$ – для первого-четвертого возбужденного состояний (описывает второй нейтрон). Сечения, соответствующие MT=46, 47, 48, 49, не включаются в полное сечение реакции ($n, 2n$)
50	Свободный номер
51–90	$\sigma_{n,n'}$ с возбуждением первого-сорокового уровня
91	$\sigma_{n,n'}$ с возбуждением непрерывного спектра энергии
92–100	Свободные номера
101	Сечение исчезновения нейтронов (информация избыточная; сумма сечений всех процессов, не приводящих к появлению нейтронов: MT=102, 103,..., 114)
102	$\sigma_{n,\gamma}$ – радиационный захват
103	$\sigma_{n,p}$
104	$\sigma_{n,d}$
105	$\sigma_{n,t}$
106	$\sigma_{n,He}$
107	$\sigma_{n,\alpha}$
108	$\sigma_{n,2\alpha}$
109	$\sigma_{n,3\alpha}$
110	Свободный номер
111	$\sigma_{n,2p}$
112	$\sigma_{n,p\alpha}$
113	$\sigma_{n,\alpha}$
114	$\sigma_{n,\alpha}$
115–119	Свободные номера
120	Разрушение мишени, $\sigma_{non} - \Sigma\sigma_{n,n'\gamma}$
121–150	Свободные номера
151	Общее обозначение информации по резонансным параметрам. Резервируется для информации по резонансным параметрам
152–200	Свободные номера

MT	Тип данных
251	$\bar{\mu}_L$
252	ξ
253	γ
254–300	Свободные номера
301–450	Параметры, характеризующие скорость энергосвободного деления $E\sigma$ для полного и парциальных сечений. Вычитание из MT числа 300 дает номер соответствующей реакции. Например, MT=302=300+2 соответствует упругому рассеянию.
451	Заголовок (дается только в файле 1)
452	$\bar{\nu}$ – среднее полное число нейтронов, высвобождающихся на одно деление (мгновенных и запаздывающих)
453	Образование радиоактивных нуклидов
454	Данные выхода продуктов деления
455	Запаздывающие нейтроны деления
456	Мгновенные нейтроны деления
457	Данные по радиоактивному распаду
458–500	Свободные номера
501	Полное сечение взаимодействия фотонов
502	Сечение когерентного рассеяния фотонов
503	Свободный номер
504	Сечение некогерентного рассеяния фотонов
505–517	Свободные номера
518	$\sigma_{\gamma,f}$
519–531	Свободные номера
532	$\sigma_{\gamma,n}$
533	Полное сечение фотоядерного процесса
534–601	Свободные номера
602	Полное сечение фотоэлектрического процесса
603–699	Свободные номера
700–718	$\sigma_{n,p0}, \sigma_{n,p1}, \sigma_{n,p2}, \dots, \sigma_{n,pC}$ – сечение реакции с испусканием протона, при котором остаточное ядро находится в основном состоянии, возбужденном состоянии или в остаточном ядре возбужден непрерывный спектр

ПРИЛОЖЕНИЕ 4

Фрагмент файла в формате ENDF/B-VI

```

BROND-2 LIBRARY
9.22350+04 2.33025+02      1      1      41      0 0 0
0.00000+00 0.00000+00      0      0      0      0 1 9241 1451
1.00000+ 0 0.00000+00      0      0      10     0 2 69241 1451
0.00000+ 0 0.00000+ 0      0      0      12     0 3 29241 1451
92-U -235 IJE EVAL-APR85 KON'SHIN, SUKHOVITSKIY, ANTISOV 4 589241 1451
INDC(CCP)-257(1985) DIST-APR85 SUKHOVITSKIY, ANTISOV 5 9241 1451
----BROND-2 MATERIAL=9241 6 9241 1451
-----INCIDENT NEUTRON DATA 7 9241 1451
-----CONTENT: NEUTRON TRANSPORT 8 9241 1451
-----ENDF-6 FORMAT 9 9241 1451
-----REFERENCE: INDC(CCP)-257(1985) 10 9241 1451
MATERIAL CONVERTED TO ENDF-6 FORMAT BY CJD 11 9241 1451
PRINCIPAL EVALUATOR - KON'SHIN V.A., ANTISOV G.V., MASLOV B.M., 12 9241 1451
SUKHOVITSKIY E.S., KLEPATSKIY A.W., 13 9241 1451
MOROGOVSKIY G.B. 14 9241 1451
15 9241 1451
16 9241 1451
.....
9.22350+04 2.33025+02      0      2      0      0 09241 1452 76
0.00000+00 0.00000+00      0      0      1      0 699241 1452 77
69 9241 1452 78
1.00000-05 2.42560+00 2.53000-02 2.42560+00 5.00000+04 2.43220+009241 1452 79
1.00000+05 2.44060+00 1.20000+05 2.44260+00 1.40000+05 2.44460+009241 1452 80

```

1.60000+05	2.44660+00	1.80000+05	2.44860+00	2.00000+05	2.45060+009241	1452	81
2.20000+05	2.45260+00	2.40000+05	2.45460+00	2.80000+05	2.45760+009241	1452	82
3.20000+05	2.46160+00	3.60000+05	2.46560+00	4.00000+05	2.46960+009241	1452	83
4.20000+05	2.47160+00	4.60000+05	2.47560+00	5.00000+05	2.47960+009241	1452	84
5.50000+05	2.48460+00	6.00000+05	2.48960+00	6.50000+05	2.49460+009241	1452	85
7.00000+05	2.49960+00	8.00000+05	2.50960+00	9.00000+05	2.51960+009241	1452	86
9.50000+05	2.52460+00	1.00000+06	2.52960+00	1.10000+06	2.53960+009241	1452	87
1.20000+06	2.54960+00	1.40000+06	2.57260+00	1.60000+06	2.59760+009241	1452	88
1.80000+06	2.62360+00	2.00000+06	2.64860+00	2.20000+06	2.67360+009241	1452	89
2.40000+06	2.70160+00	2.60000+06	2.72460+00	2.80000+06	2.75160+009241	1452	90
3.00000+06	2.77760+00	3.20000+06	2.80360+00	3.40000+06	2.82860+009241	1452	91
3.60000+06	2.85760+00	3.80000+06	2.88940+00	4.00000+06	2.92120+009241	1452	92
4.50000+06	2.99960+00	5.00000+06	3.07810+00	5.50000+06	3.15860+009241	1452	93
6.00000+06	3.23800+00	6.50000+06	3.31800+00	7.00000+06	3.39600+009241	1452	94
7.50000+06	3.47000+00	8.00000+06	3.54400+00	8.50000+06	3.61800+009241	1452	95
9.00000+06	3.69400+00	9.50000+06	3.76800+00	1.00000+07	3.83900+009241	1452	96
1.05000+07	3.91300+00	1.10000+07	3.98700+00	1.15000+07	4.06300+009241	1452	97
1.20000+07	4.13700+00	1.25000+07	4.20300+00	1.30000+07	4.27300+009241	1452	98
1.35000+07	4.34000+00	1.40000+07	4.41100+00	1.45000+07	4.48300+009241	1452	99
1.50000+07	4.54100+00	1.60000+07	4.64900+00	1.70000+07	4.75900+009241	1452	100
1.80000+07	4.86700+00	1.90000+07	4.97700+00	2.00000+07	5.08600+009241	1452	101
					9241 1 0	102	
					9241 0 0	103	
9.22350+04	2.33025+02	0	0	1	09241 2151	104	
9.22350+04	1.00000+00	0	1	2	09241 2151	105	
5.00000+00	1.00300+02	1	1	0	09241 2151	106	
3.50000+00	9.65000-01	0	0	1	09241 2151	107	

2.33025+02	0.00000+00	0	0	1230	2059241	2151	108
-1.49000+00	4.00000+00	2.37680-01	3.26878-03	2.21583-02	2.12253-019241	2151	109
2.90000-01	3.00000+00	9.52626-02	2.57463-06	3.80000-02	5.72600-029241	2151	110
1.14000+00	4.00000+00	1.48182-01	1.24135-05	3.80000-02	1.10170-019241	2151	111
2.03650+00	3.00000+00	4.10546-02	7.55817-06	3.30470-02	8.00000-039241	2151	112
2.90000+00	4.00000+00	1.33263-01	1.97671-06	2.00010-02	1.13260-019241	2151	113
3.14000+00	3.00000+00	1.52897-01	2.73737-05	3.90000-02	1.13870-019241	2151	114
3.61000+00	4.00000+00	8.93741-02	4.00604-05	3.40000-02	5.53340-029241	2151	115
4.20000+00	3.00000+00	1.60000+00	2.57646-06	6.00000-02	1.54000+009241	2151	116
4.85000+00	4.00000+00	4.02643-02	5.12747-05	3.72130-02	3.00000-039241	2151	117
5.45000+00	4.00000+00	6.03628-02	1.31099-06	6.00000-02	3.61360-049241	2151	118
5.60000+00	3.00000+00	6.46548-01	3.82880-05	6.00000-02	5.86510-019241	2151	119
6.21000+00	3.00000+00	2.43591-01	8.13840-05	6.00000-02	1.83510-019241	2151	120
6.38170+00	4.00000+00	4.21257-02	2.24658-04	3.29010-02	9.00000-039241	2151	121
6.95000+00	3.00000+00	3.28500-01	4.99314-07	6.00000-02	2.68500-019241	2151	122
7.07720+00	4.00000+00	5.66366-02	1.04603-04	2.85320-02	2.80000-029241	2151	123
7.55000+00	4.00000+00	1.60000+00	3.17511-06	6.00000-02	1.54000+009241	2151	124
7.70000+00	3.00000+00	6.03977-02	4.12274-06	6.00000-02	3.93610-049241	2151	125
8.79000+00	4.00000+00	1.15262-01	9.91502-04	2.60000-02	8.82710-029241	2151	126
8.97000+00	3.00000+00	6.85089-01	8.89942-05	3.50000-02	6.50000-019241	2151	127
9.29000+00	4.00000+00	1.22123-01	1.49202-04	3.90000-02	8.29740-029241	2151	128
9.73000+00	3.00000+00	2.59468-01	5.79977-05	6.00000-02	1.99410-019241	2151	129
1.01820+01	4.00000+00	9.81396-02	5.55716-05	3.80000-02	6.00840-029241	2151	130
1.08000+01	3.00000+00	7.94268-01	8.83017-05	6.00000-02	7.34180-019241	2151	131
1.16660+01	4.00000+00	4.90200-02	5.71057-04	4.34580-02	5.00000-039241	2151	132
1.23900+01	3.00000+00	4.62525-02	1.14352-03	2.21090-02	2.30000-029241	2151	133
1.24300+01	4.00000+00	6.07673-02	1.97600-04	6.00000-02	5.69700-049241	2151	134

1.28600+01	4.00000+00	1.20680-01	5.10489-05	4.90000-02	7.16290-029241	2151	135
1.32800+01	4.00000+00	1.42001-01	3.48942-05	6.00000-02	8.19660-029241	2151	136
1.36900+01	4.00000+00	7.52744-02	2.63733-05	4.00000-02	3.52480-029241	2151	137
1.39960+01	3.00000+00	5.00212-01	6.42514-04	6.00000-02	4.39570-019241	2151	138
1.45400+01	3.00000+00	3.53756-02	1.14624-04	2.52610-02	1.00000-029241	2151	139
1.54000+01	4.00000+00	6.90225-02	2.01476-04	3.20000-02	3.68210-029241	2151	140
1.55100+01	3.00000+00	1.89013-01	1.30464-05	6.00000-02	1.29000-019241	2151	141
1.60800+01	4.00000+00	4.01140-02	3.18969-04	2.77950-02	1.20000-029241	2151	142
1.66600+01	4.00000+00	1.35993-01	2.50258-04	3.70000-02	9.87430-029241	2151	143
1.72200+01	3.00000+00	8.35936-02	1.05694-05	6.00000-02	2.35830-029241	2151	144
1.80630+01	3.00000+00	1.50882-01	4.48091-04	5.40000-02	9.64340-029241	2151	145
1.81200+01	4.00000+00	6.51519-01	8.18862-06	2.00010-02	6.31510-019241	2151	146
1.89600+01	4.00000+00	9.10844-02	8.44444-05	4.80000-02	4.30000-029241	2151	147
1.92970+01	4.00000+00	9.08044-02	2.60444-03	3.50000-02	5.32000-029241	2151	148
1.93200+01	3.00000+00	2.55271-01	2.71268-04	3.50000-02	2.20000-019241	2151	149
2.00800+01	4.00000+00	7.65578-01	9.85458-05	6.00000-02	7.05480-019241	2151	150
.....							
9.22350+04	2.33025+02	0	0	0	09241 3	1	638
0.00000+ 0	0.00000+ 0	0	0	1	5049241 3	1	639
504	2				9241 3	1	640
1.00000-05	3.69315+04	5.00000-05	1.65224+04	1.00000-04	1.16858+049241 3	1	641
4.00000-04	5.84371+03	1.00000-03	3.69418+03	2.00000-03	2.60796+039241 3	1	642
5.00000-03	1.63960+03	7.00000-03	1.37941+03	1.00000-02	1.14603+039241 3	1	643
2.00000-02	7.91050+02	2.53000-02	6.94900+02	3.00000-02	6.31150+029241 3	1	644
4.00000-02	5.34850+02	5.00000-02	4.68590+02	6.00000-02	4.19810+029241 3	1	645
7.00000-02	3.82400+02	8.00000-02	3.52380+02	9.00000-02	3.28010+029241 3	1	646
1.00000-01	3.07600+02	1.25000-01	2.69270+02	1.50000-01	2.44500+029241 3	1	647

1.75000-01	2.30880+02	2.00000-01	2.25560+02	2.20000-01	2.24970+029241	3	1	648
2.40000-01	2.32410+02	2.60000-01	2.45510+02	2.80000-01	2.52790+029241	3	1	649
2.90000-01	2.53240+02	3.00000-01	2.48420+02	3.10000-01	2.40640+029241	3	1	650
3.20000-01	2.30610+02	3.30000-01	2.18400+02	3.40000-01	2.05760+029241	3	1	651
3.50000-01	1.94350+02	3.60000-01	1.83330+02	3.70000-01	1.73330+029241	3	1	652
3.80000-01	1.64220+02	3.90000-01	1.56270+02	4.00000-01	1.49230+029241	3	1	653
4.50000-01	1.22380+02	5.00000-01	1.06310+02	5.50000-01	9.55900+019241	3	1	654
6.00000-01	8.74000+01	6.50000-01	8.19600+01	7.00000-01	7.81100+019241	3	1	655
7.50000-01	7.51100+01	8.00000-01	7.28800+01	9.00000-01	7.32400+019241	3	1	656
9.50000-01	7.70600+01	1.00000+00	8.47600+01	1.06000+00	1.08940+029241	3	1	657
1.12000+00	1.49010+02	1.14000+00	1.52290+02	1.18000+00	1.19990+029241	3	1	658
1.22000+00	7.94100+01	1.30000+00	4.58600+01	1.40000+00	3.59400+019241	3	1	659
1.60000+00	3.01900+01	1.80000+00	2.87000+01	1.90000+00	2.98600+019241	3	1	660
2.00000+00	5.50800+01	2.02000+00	9.30100+01	2.03000+00	1.23590+029241	3	1	661
2.03600+00	1.32580+02	2.10000+00	3.55900+01	2.15000+00	2.86700+019241	3	1	662
2.20000+00	2.66700+01	2.30000+00	2.51700+01	2.40000+00	2.45300+019241	3	1	663
2.50000+00	2.30600+01	2.60000+00	2.19500+01	2.70000+00	2.14800+019241	3	1	664
2.76000+00	2.45100+01	2.78000+00	2.63900+01	2.85000+00	3.21900+019241	3	1	665
2.90000+00	3.38500+01	3.00000+00	4.09300+01	3.10000+00	7.07300+019241	3	1	666
3.12000+00	8.23400+01	3.14000+00	8.82800+01	3.16000+00	8.58700+019241	3	1	667
3.20000+00	6.50300+01	3.25000+00	4.32000+01	3.30000+00	3.45400+019241	3	1	668
3.35000+00	3.38800+01	3.40000+00	3.64400+01	3.50000+00	6.29100+019241	3	1	669
3.55000+00	9.31700+01	3.60000+00	1.97050+02	3.61000+00	2.04800+029241	3	1	670
3.65000+00	1.19180+02	3.70000+00	4.84100+01	3.80000+00	2.17700+019241	3	1	671
3.90000+00	1.72100+01	4.10000+00	1.63800+01	4.20000+00	1.62100+019241	3	1	672
4.40000+00	1.66600+01	4.50000+00	1.73500+01	4.60000+00	1.88300+019241	3	1	673
4.70000+00	2.34900+01	4.75000+00	3.18200+01	4.80000+00	7.10000+019241	3	1	674

4.82000+00	1.37250+02	4.85000+00	4.06260+02	4.86000+00	3.30670+029241	3	1	675
4.90000+00	7.37500+01	5.00000+00	2.44500+01	5.00000+00	-2.00000+009241	3	1	676
5.01200+00	-4.09768+00	5.15000+00	-1.56715+00	5.37410+00	8.61481-019241	3	1	677
5.52500+00	0.00000+00	5.63000+00	1.31785-02	5.75550+00	-1.60000+009241	3	1	678
5.90500+00	4.45879-01	6.02050+00	3.17535-02	6.14400+00	-1.11386+009241	3	1	679
6.29585+00	-6.08648+00	6.43800+00	-5.61330-01	6.66585+00	-3.97950+009241	3	1	680
6.87307+00	1.26218+00	7.01360+00	1.68677+00	7.13027+00	0.00000+009241	3	1	681
7.31360+00	-1.32549+00	7.62500+00	-2.15494+00	7.81450+00	-6.43772+009241	3	1	682
8.03800+00	-2.39533+00	8.24500+00	-5.03791+00	8.40850+00	-6.80682+009241	3	1	683
8.52900+00	-2.52843+00	8.65850+00	0.00000+00	8.88000+00	0.00000+009241	3	1	684
9.10500+00	4.69759+00	9.13000+00	0.00000+00	9.28050+00	1.51087+009241	3	1	685
9.51000+00	6.38303-01	9.67100+00	7.82746-01	9.95600+00	-1.12984+009241	3	1	686
1.01150+01	-3.91796+00	1.02850+01	3.14677+00	1.04910+01	2.14191+009241	3	1	687
1.06750+01	-9.82251-01	1.08650+01	8.18099-01	1.10650+01	-1.63549-019241	3	1	688
1.12330+01	4.31272+00	1.20280+01	5.52833+00	1.24100+01	0.00000+009241	3	1	689
1.25050+01	-1.24907+00	1.26450+01	1.22752+01	1.27675+01	1.36288+009241	3	1	690
1.28950+01	7.97714-01	1.30700+01	7.10027-01	1.31845+01	3.20991+009241	3	1	691
.....								
9.00000+05	7.03000+00	9.50000+05	6.97000+00	1.00000+06	6.92000+009241	3	1	793
1.10000+06	6.86000+00	1.20000+06	6.81000+00	1.40000+06	6.83000+009241	3	1	794
1.60000+06	6.94000+00	1.80000+06	7.08000+00	2.00000+06	7.23000+009241	3	1	795
2.20000+06	7.37000+00	2.40000+06	7.51000+00	2.60000+06	7.63000+009241	3	1	796
2.80000+06	7.75000+00	3.00000+06	7.84000+00	3.20000+06	7.92000+009241	3	1	797
3.40000+06	7.98000+00	3.60000+06	8.02000+00	3.80000+06	8.04000+009241	3	1	798
4.00000+06	8.04000+00	4.50000+06	7.93000+00	5.00000+06	7.72000+009241	3	1	799
5.32776+06	7.52927+00	5.50000+06	7.45000+00	6.00000+06	7.18000+009241	3	1	800
6.50000+06	6.93000+00	7.00000+06	6.69000+00	7.50000+06	6.48000+009241	3	1	801

8.000000+06	6.290000+00	8.500000+06	6.130000+00	9.000000+06	5.990000+009241	3	1	802
9.500000+06	5.880000+00	1.000000+07	5.810000+00	1.050000+07	5.760000+009241	3	1	803
1.100000+07	5.730000+00	1.150000+07	5.720000+00	1.200000+07	5.730000+009241	3	1	804
1.21979+07	5.73594+00	1.250000+07	5.750000+00	1.300000+07	5.780000+009241	3	1	805
1.350000+07	5.810000+00	1.400000+07	5.850000+00	1.450000+07	5.890000+009241	3	1	806
1.500000+07	5.920000+00	1.600000+07	6.060000+00	1.700000+07	6.150000+009241	3	1	807
1.800000+07	6.230000+00	1.900000+07	6.260000+00	2.000000+07	6.300000+009241	3	1	808
					9241	3	0	809
.....								
9.22350+04	2.33025+02		0	0	09241	3	16	925
-5.30500+	6-5.30500+	6	0	0	269241	3	16	926
	26	2			9241	3	16	927
5.32776+06	0.000000+00	5.500000+06	2.000000-02	6.000000+06	1.670000-019241	3	16	928
6.500000+06	3.20000-01	7.000000+06	4.750000-01	7.500000+06	5.280000-019241	3	16	929
8.000000+06	5.810000-01	8.500000+06	6.520000-01	9.000000+06	7.220000-019241	3	16	930
9.500000+06	7.700000-01	1.000000+07	8.180000-01	1.050000+07	8.400000-019241	3	16	931
1.100000+07	8.620000-01	1.150000+07	8.670000-01	1.200000+07	8.710000-019241	3	16	932
1.250000+07	8.030000-01	1.300000+07	7.350000-01	1.350000+07	6.390000-019241	3	16	933
1.400000+07	5.680000-01	1.450000+07	4.960000-01	1.500000+07	4.250000-019241	3	16	934
1.600000+07	3.570000-01	1.700000+07	3.120000-01	1.800000+07	2.790000-019241	3	16	935
1.900000+07	2.450000-01	2.000000+07	2.190000-01		9241	3	16	936
					9241	3	0	937
.....								
9.22350+04	2.33025+02		0	0	09241	3	18	946
2.00050+	8 2.00050+	8	0	0	4859241	3	18	947
	485	2			9241	3	18	948
1.000000-05	3.13008+04	5.000000-05	1.39971+04	1.000000-04	9.89650+039241	3	18	949

4.00000-04	4.94411+03	1.00000-03	3.12217+03	2.00000-03	2.20159+039241	3 18 950
5.00000-03	1.38125+03	7.00000-03	1.16105+03	1.00000-02	9.63710+029241	3 18 951
2.00000-02	6.63840+02	2.53000-02	5.82600+02	3.00000-02	5.28480+029241	3 18 952
4.00000-02	4.46060+02	5.00000-02	3.89190+02	6.00000-02	3.47130+029241	3 18 953
7.00000-02	3.14810+02	8.00000-02	2.88870+02	9.00000-02	2.67790+029241	3 18 954
.....						
8.50000+05	1.14700+00	9.00000+05	1.16800+00	9.50000+05	1.20200+009241	3 18 1095
1.00000+06	1.22000+00	1.10000+06	1.21500+00	1.20000+06	1.22000+009241	3 18 1096
1.40000+06	1.23900+00	1.60000+06	1.26400+00	1.80000+06	1.28800+009241	3 18 1097
2.00000+06	1.29800+00	2.20000+06	1.29200+00	2.40000+06	1.27800+009241	3 18 1098
2.60000+06	1.25900+00	2.80000+06	1.24000+00	3.00000+06	1.21900+009241	3 18 1099
3.20000+06	1.20100+00	3.40000+06	1.18400+00	3.60000+06	1.16500+009241	3 18 1100
3.80000+06	1.14800+00	4.00000+06	1.13200+00	4.50000+06	1.11100+009241	3 18 1101
5.00000+06	1.06400+00	5.50000+06	1.04700+00	6.00000+06	1.11200+009241	3 18 1102
6.50000+06	1.36400+00	7.00000+06	1.55300+00	7.50000+06	1.71900+009241	3 18 1103
8.00000+06	1.78200+00	8.50000+06	1.78200+00	9.00000+06	1.77200+009241	3 18 1104
9.50000+06	1.76200+00	1.00000+07	1.74900+00	1.05000+07	1.73800+009241	3 18 1105
1.10000+07	1.73200+00	1.15000+07	1.73200+00	1.20000+07	1.74800+009241	3 18 1106
1.25000+07	1.82600+00	1.30000+07	1.91500+00	1.35000+07	1.99800+009241	3 18 1107
1.40000+07	2.06800+00	1.45000+07	2.09900+00	1.50000+07	2.10300+009241	3 18 1108
1.60000+07	2.06800+00	1.70000+07	1.98600+00	1.80000+07	1.93900+009241	3 18 1109
1.90000+07	1.96600+00	2.00000+07	2.04500+00		9241 3 18 1110	
.....					9241 3 0 1111	
.....						
.....					0 0 0 2491	
.....					-1 0 0 0	

Валерий Васильевич Колесов
Михаил Юрьевич Терновых
Георгий Валентинович Тихомиров

ФАЙЛЫ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ В НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ РАСЧЕТАХ

Редактор Е.Г. Станкевич

Подписано в печать 20.11.2014. Формат 60х84 1/16
Уч.-изд. л. 4,25. Печ. л. 4,25. Тираж 110 экз.
Изд. № 1/36. Заказ № 29.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».
115409, Москва, Каширское шоссе, 31.
ООО «Клаб Принт».
127018, Москва, Марьиной Рощи 3-й проезд, д. 40, корп. 1.