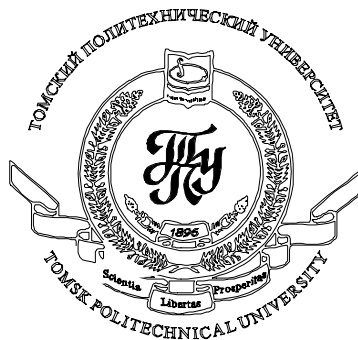


ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
«ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»



А.В. Кузьмин

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ (ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ)

*Допущено УМО по образованию в области энергетики и электротехники
в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений,
обучающихся по специальности 140404 – «Атомные электрические станции
и установки» направления подготовки 140400 – «Техническая физика»*

Издательство Томского политехнического университета
Томск 2007

ББК 22.386 Я73
УДК 539.125 52 (076.5)
К 89

Кузьмин А.В.

К 89

Основы теории переноса нейтронов (лабораторный практикум): учебное пособие / А.В. Кузьмин. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2007. – 192 с.

В пособии изложены теоретические основы, задания и необходимый справочный материал к лабораторным работам по курсу «Теория переноса нейтронов». Тематика работ связана с моделированием и расчетом изменения изотопного состава, особенностями спектров, встречающихся в теории ядерных реакторов и определением их характеристик, с определением ядерно-физических и миграционных свойств вещества на основе теории экспоненциального опыта, с вычислением возраста и времени замедления для однокомпонентных сред и смесей. Предназначено для студентов направления 140400 – «Техническая физика» специальности 140404 «Атомные электростанции и установки».

УДК 539.125 52 (076.5)

Рекомендовано к печати Редакционно-издательским советом
Томского политехнического университета

Рецензенты

Доктор физико-математических наук, профессор ТПУ
А.Ф. Лавренюк

Кандидат технических наук, заместитель начальника отдела
радиационной безопасности ОГУ «Облкомприрода»
Ю.А. Громов

ПРЕДИСЛОВИЕ

Основное содержание настоящего учебного пособия включает методические указания к лабораторным работам по курсу «Теория переноса нейтронов», которые в разные годы были подготовлены автором для студентов специальности «Атомные электростанции и установки». Тематика лабораторных работ вытекает из особенностей лекционного материала, который включает основы атомной и ядерной физики, физики деления ядер и цепных ядерных реакций.

В лабораторной работе «Расчеты изменения нуклидного состава» даются основы моделирования различных процессов, протекающих в среде активной зоны ядерного реактора. Приводится перечень вербальных постановок задач, отражающих наиболее важные динамические процессы, связанные с работой реактора. Это и сложный радиоактивный распад в условиях постоянной генерации материнских ядер из-за протекающей в реакторе реакции деления и уничтожения нейтронным потоком части нуклидов из-за реакции радиационного захвата и выгорание топлива с сопутствующими процессами воспроизводства нового ядерного горючего, а также отравление реактора и ряд других задач ядерной физики. Особенностью уравнений, описывающих динамику радионуклидов в этих процессах, является то, что они представляют собой нормальную систему неоднородных обыкновенных линейных дифференциальных уравнений первого порядка. Из многих методов решения в качестве основного рекомендуется метод выделения интегрирующего множителя. В качестве примера составления математической модели и получения аналитического решения рассмотрена задача изменения концентрации ${}^{149}_{62}\text{Sm}$, одного из наиболее сильных поглотителей тепловых нейтронов в ядерном реакторе.

Логическим завершением миграции нейтронов в среде активной зоны ядерного реактора является установление соответствующего спектра, поэтому и возникла необходимость постановки лабораторной работы

«Спектры нейтронов ядерных реакторов». В работе рассмотрены основные типы спектров, встречающиеся в ядерной физике и теории ядерных реакторов и методика определения их основных характеристик. Подробно излагаются особенности спектров Максвелла для обычного и нейтронного газов, а также спектров замедляющихся, мгновенных и запаздывающих нейтронов. Отмечаются главные причины формирования спектров энергетических реакторов на быстрых и тепловых нейтронах и принципы основных методов их экспериментального определения.

В осуществлении управляемой цепной реакции уникальная роль принадлежит *экспоненциальным опытам*, которые в условиях дефицита необходимых исследуемых веществ, низкого уровня развития технологии получения чистых материалов позволили выбрать наиболее эффективные замедлители, оценить оптимальное соотношение ядер замедлителя и ядерного горючего и критические размеры реактора, а также найти ответы на многие другие вопросы.

С помощью экспоненциальных опытов стало возможно определение интенсивности источника нейтронов, исследование защитных свойств воды и железа с водой на спектре быстрых нейтронов, а также определение существенных параметров реактора: длины диффузии L , сечения поглощения σ_a , возраста нейтронов τ , экстраполированной длины в разных средах, длины миграции M , коэффициентов отражения тепловых нейтронов.

Материальные параметры в различных средах, в том числе и в смесях горючего и замедлителя, определялись путем измерения потока нейтронов в достаточно дешевом и подкритическом *экспоненциальном реакторе*. Знакомство с основами проведения подобных экспериментов стало основной целью лабораторной работы «Теория экспоненциального опыта».

В работе «Вычисление возраста и времени замедления нейтронов в различных средах» предлагается провести расчет важных для ядерных реакторов параметров в однокомпонентных и многокомпонентных средах по «точной» и приближенной методикам на основе имеющихся экспериментальных данных по эффективным микроскопическим сечениям транспортного и упругого рассеяния. Полученные результаты затем сравниваются с известными экспериментальными данными прямого измерения этих характеристик.

Во всех работах предусматриваются персональные задания, а для усвоения теоретического материала и методики проведения экспериментов контрольные вопросы.

Приобретение навыков решения класса задач, входящих в лабораторные работы, способствует, на наш взгляд, лучшему освоению в

дальнейшем специальных теоретических курсов: «Физика ядерных реакторов» и «Кинетика ядерных реакторов».

Методические указания включают в себя не только подробные теоретические сведения, но также и обширный справочный материал, необходимый в курсовом и дипломном проектировании, для проведения практических занятий по нейтронно-физическим расчетам ядерных реакторов. Надеюсь, что пособие будет полезно не только для студентов специальности «Атомные электростанции и установки», но и для других родственных физических специальностей.

Хочу поблагодарить уважаемых рецензентов доктора физико-математических наук, профессора А.Ф. Лавренюка и кандидата технических наук Ю.А. Громова за доброжелательное отношение к моей работе, а также всех тех моих учеников-студентов, которые помогли при подготовке изначальных материалов, в оформлении рисунков и первоначальной апробации лабораторных работ. Я абсолютно уверен в правильности изначального замысла работ, но сознаю, что всякая работа не лишена недостатков и поэтому с благодарностью приму все замечания и пожелания по её доработке.

А. Кузьмин

Глава 1.

РАСЧЕТЫ ИЗМЕНЕНИЯ НУКЛИДНОГО СОСТАВА

§1.1. Введение в задачи работы

Многие физические особенности ядерного реактора могут быть объяснены многообразными процессами, связанными с изменениями нуклидного состава в среде активной зоны.

Это, прежде всего, *процессы сложного радиоактивного распада* в условиях постоянной генерации материнских ядер из-за протекающей в реакторе реакции деления и выжega нейтронным потоком части нуклидов в реакции радиационного захвата.

Весьма важными являются *задачи выгорания топлива*, в которых следует отследить за сжиганием ядер горючего и воспроизводством новых ядер делящихся изотопов на протяжении какого-нибудь промежутка времени, например, микрокампания реактора.

Совершенно уникальные поглощающие свойства ядер $^{135}_{54}\text{Xe}$ и $^{149}_{62}\text{Sm}$ в зависимости от их концентрации в активной зоне, нуклидный состав ядер-предшественников запаздывающих нейтронов оказывают заметное влияние на эксплуатационные характеристики и на возможности поддержания управляемой цепной реакции. Указанные процессы относят к задачам *стационарного и нестационарного отравления и кинетики реактора* на тепловых нейтронах.

Таким образом, важность и необходимость умения рассчитывать изменения концентрации нуклидов в ядерном реакторе достаточно очевидны.

Во всех этих, безусловно, сложных процессах общим является необходимость составления балансовых дифференциальных уравнений изменения во времени концентраций или ядерной плотности тех или иных нуклидов.

Как правило, уравнения, описывающие динамику нуклидов во многих моделях, представляют собой систему неоднородных обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка. Численное ре-

шение этих задач с требуемой точностью не представляет труда, например, с помощью методов Рунге-Кутты. Однако зачастую удобнее довести решение до аналитической формулы и провести по ней анализ процесса. Поскольку в общем случае решения этих уравнений носят экспоненциальный характер, инженеру-практику желательно было бы знать и графические методы приближенного решения подобных задач [1].

В соответствии с вышесказанным, обозначим задание следующими целями:

- 1) по вербальной постановке задачи согласно перечню составить математическую модель изменения концентрации нуклидов;
- 2) разрешить полученную систему дифференциальных уравнений одним из известных способов, то есть получить аналитическое решение;
- 3) используя имеющиеся численные данные, определить необходимые характеристики процесса;
- 4) дать графическую интерпретацию решений и сделать заключение по работе.

Таким образом, данная работа фактически включает в себя все элементы научного исследования. Для обеспечения самостоятельности решения подготовлен необходимый набор вербальных постановок. Во время защиты обязательно проверяется реакция студента на изменение допущений, начальных условий и смену режимов. Приобретение опыта моделирования и решения подобного класса задач будет, несомненно, способствовать в дальнейшем лучшему освоению специальных теоретических дисциплин.

§1.2. Радиоактивность

В 1896 г. 27 февраля Беккерель открыл излучение, которое представляло собой невидимые лучи, испускаемые путем фосфоресценции. Он планировал освещать солнечными лучами урановую соль, которую предполагалось расположить над фотопластинкой, но в связи с пасмурным днем ему это не удалось. Но всё же он решил проявить фотопластинку, и к своему удивлению обнаружил, что для получения фотографического изображения, в освещении урановой соли не было необходимости. Позже именно это свойство излучения невидимых лучей испускаемых путем фосфоресценции Пьер и Мария Кюри в 1898 г. назвали радиоактивностью.

Ядро как система взаимодействующих нуклонов может находиться в различных энергетических состояниях. Состояние, при котором ядро устойчиво, называется *основным*. Ядра, имеющие избыток энергии

по сравнению с основным состоянием, находятся в *возбужденном* состоянии. Причиной возбуждения ядра могут стать естественные внутриядерные процессы взаимодействия нуклонов или энергия, полученная извне при различных ядерных реакциях. В возбужденном состоянии ядро находится конечное время, пока избыток энергии не будет унесен из ядра. Природные неустойчивые ядра, так же как искусственно возбужденные, переходят в устойчивое состояние путем *радиоактивного распада*. Распад происходит только при условии, что разница масс исходного ядра $m_{\text{я}}$ и суммы частиц после распада m_i и соответствующая ей энергия положительны:

$$\Delta E = 931 \left(m_{\text{я}} - \sum_i m_i \right) > 0 \quad (1.1)$$

При значении $\Delta E < 0$ реакция возможна только под внешним воздействием.

Устойчивость ядер зависит от среднего значения энергии связи на один нуклон или *удельной энергии связи* ϵ , которая определяется протон-нейтронной структурой ядра и характеризуется диаграммой, представленной на рис.1.1.

Отметим характерные закономерности диаграммы:

1. В природе существует 289 стабильных нуклидов, которые находятся в устойчивом, стабильном или основном энергетическом состоянии. Располагаются в виде узкой дорожки и обозначаются столбиками. Около 2000 нуклидов находятся в нестабильном состоянии и занимают широкую заштрихованную полосу.

2. Легкие стабильные ядра лежат на биссектрисе $N = Z$, т.е. определяются равенством нейтронов N и протонов Z . При этом ядерные силы обеспечивают наибольшую устойчивость. Последним стабильным ядром с $Z = N$ является изотоп ${}_{20}^{40}\text{Ca}$.

3. С увеличением числа протонов, т.е. с возрастанием порядкового номера Z , начинает проявляться ослабление ядерного взаимодействия из-за кулоновского отталкивания протонов $\sim Z^2$. Для компенсации такого ослабления ядерных сил, ядро для сохранения стабильности должно содержать больше нейтронов, т.е. должно быть $N > Z$. При $Z > 20$ отношение N/Z начинает отклоняться вверх.

Можно считать, что для устойчивых ядер N/Z ограничено *эмпирической областью устойчивости* 1–1,59.

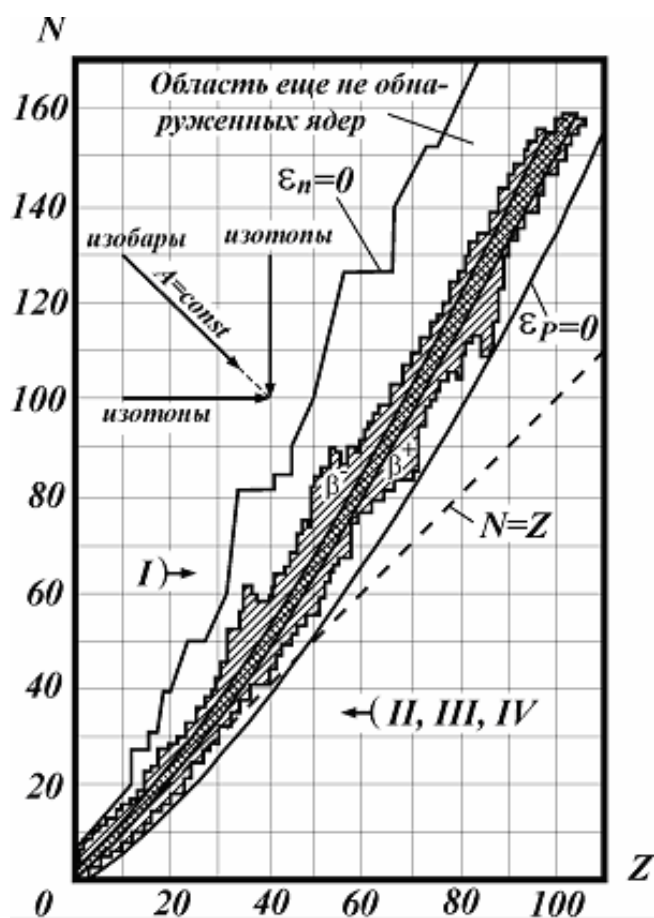


Рис. 1.1. Диаграмма протон-нейтронного состава ядер

4. При наличии в ядре большого числа протонов ($Z > 82$) силы кулоновского отталкивания настолько снижают ядерное притяжение, что ядро становится нестабильным к α -распаду ($Z = 83 - 92$).

Существование в природе α -активных нуклидов объясняется очень большими периодами полураспада указанных нуклидов, сравнимыми с геологическим возрастом Земли. Нуклидов с $Z > 100$ или $A > 240$ в природе не существует, это искусственные нуклиды.

5. Выше дорожки стабильных ядер располагаются перегруженные нейтронами ядра, которые испытывают отрицательный β^- -распад по изобарным линиям. Нижележащие нуклиды – положительный β^+ -распад.

6. Все нестабильные ядра в результате радиоактивного распада чаще всего через 2–3 ступеньки трансформируются в стабильные. Если отношение N/Z лежит вне области устойчивости, то ядро распадается до устойчивого стабильного ядра.

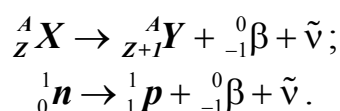
В 1899 г. Резерфорд опубликовал свою статью по радиоактивности. Он установил, что излучение урана неоднородно по составу, в нем присутствуют два излучения различного типа. Одно очень сильно поглощается, и он назвал его α -излучением, а другое имеющее большую проникающую способность получило название β -излучение.

В 1900 г. во Франции Поль Вийяр обнаружил новую составляющую излучения радия, которая не отклонялась в магнитном поле и по своей природе была сходна с рентгеновскими лучами. В 1903 г. она была прозвана γ -излучением.

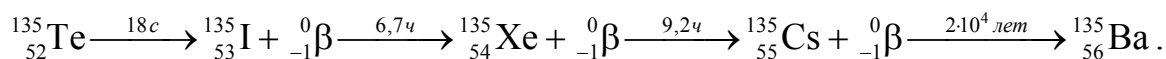
Радиоактивный распад – самопроизвольное, случайное, с определенной вероятностью превращение энергетически неустойчивого ядра в другое ядро (или ядра) с новым зарядом, массой или энергетическим состоянием. Излучение частиц, сопровождающееся радиоактивным распадом, называют *радиоактивным излучением*.

Приведем наиболее распространенные виды распада.

I. *Электронный или отрицательный ${}^0_{-1}\beta$ -распад*. Если ядро содержит нейтронов больше, чем следует из эмпирического условия устойчивости, т.е. $N/Z > 1,59$ (см. рис.1.1), то происходит испускание ядром электрона и антинейтрино ($\tilde{\nu}$) вследствие превращения внутри ядра нейтрона в протон:

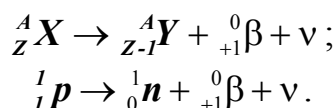


Электрон ядерного происхождения называют β -*частицей*. В качестве примера приведем часть цепочки радиоактивного распада с массовым числом $A = 135$. Эта цепочка определяет косвенный путь появления в ЯР чрезвычайно сильного поглотителя тепловых нейтронов ${}^{135}_{54}\text{Xe}$, имеющего эффективное микроскопическое сечение поглощения, превышающее сечения поглощения других нуклидов в ЯР в более чем в 10^3 раз. Считается, что в виде осколка деления образуется изотоп теллура ${}^{135}_{52}\text{Te}$ и последовательный ${}^0_{-1}\beta$ -распад заканчивается образованием устойчивого изотопа бария ${}^{135}_{56}\text{Ba}$:



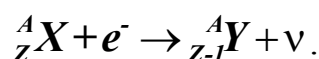
II. *Позитронный или положительный ${}^0_{+1}\beta$ -распад* протекает в случае, когда в составе ядра преобладают протоны и отношение нейтронов

к протонам меньше эмпирической области устойчивости $N/Z < 1$. В этом случае протон превращается в нейтрон с испусканием позитрона (античастицы электрона) ${}^0_{+1}\beta$ и нейтрино ν :

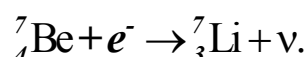


Как правило, позитронный распад происходит после возбуждения ядра извне. Ядра природных нуклидов имеют $\Delta E_\beta < 0$.

III. *Электронный или K-захват* также относится к β -процессам. В этом случае ядро захватывает электрон из ближайшей K-оболочки, протон превращается в нейтрон и испускается нейтрино:



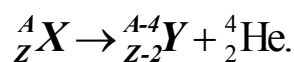
Примером K-захвата может служить реакция



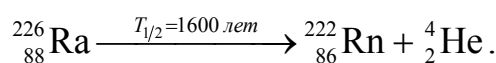
В этих β -процессах массовое число не меняется $A = \text{const}$, а число Z нового ядра меняется на ± 1 .

Наибольшее проявление в ЯР имеет отрицательный β -распад. Заметим, что нейтроны в свободном состоянии являются радиоактивными и также испытывают отрицательный β -распад с периодом полураспада $T_{1/2} = 12,8$ с. При рассмотрении нейтронных процессов в ЯР этой нестабильностью пренебрегают.

IV. *Альфа-распад* характерен для тяжелых ядер ($Z \geq 84$, $A \geq 240$). Так как α -частица ничто иное, как ядро гелия ${}^4_2\text{He}$, то в процессе атомный номер нового ядра уменьшается на 2 единицы, а массовое число – на 4:



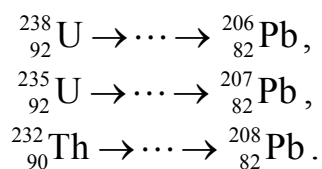
Приведем в качестве примера весьма ценный по своей стабильности (очень высокий период полураспада $T_{1/2}$) α -излучатель:



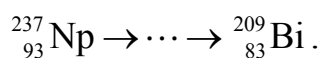
Практически вся энергия распада уносится α -частицей в виде кинетической энергии. Вследствие большой массы и двойного заряда они имеют длину свободного пробега. Так слой воздуха толщиной в несколько сантиметров или лист бумаги останавливают большинство α -частиц (см. табл. 1.1).

В некоторых случаях ядро может оставаться в возбужденном состоянии сравнительно долго. Переход его в основное устойчивое состояние происходит путем испускания γ -кванта. Этот вид радиоактивного распада называется *изомерным переходом*, а ядра до и после распада – *изомерами*.

При радиоактивном распаде вновь образовавшееся ядро тоже радиоактивно, поэтому образуется цепочка радиоактивных нуклидов – *радиоактивное семейство*, заканчивающееся стабильным нуклидом. У трех семейств исходным ядром является природный нуклид



Четвертое равновесное семейство начинается с искусственного нуклида нептуния



Всего в настоящее время известно 1514 нуклидов из них 280 стабильных, 67 естественно и 1167 искусственно радиоактивных. Химических элементов открыто 107, из которых 81 имеют стабильные нуклиды, 15 химических элементов (от 93-го до 107-го) получены искусственно.

Альфа-, бета-частицы и γ -кванты называют *радиоактивным излучением*, а способность ядер к излучению – *радиоактивностью*. Поскольку излучение при взаимодействии с атомами среды приводит к образованию электрических зарядов разных знаков (электронов и ионов), его называют *ионизирующим излучением*.

Максимальные пробеги частиц в разных средах как очень важные характеристики представлены в табл. 1.1.

Отметим особенности γ -излучения. В течение очень короткого промежутка времени $\sim 10^{-15}$ с ядро излучает энергию возбуждения в виде γ -излучения с длиной волны $\lambda < 10^{-8}$ см.

Чем больше энергия возбуждения, тем короче длина волны γ -излучения, тем оно более проникающее. Говорят о более *жестком γ -излучении*. Знание характеристик γ -излучения важно для расчета биологической защиты.

Таблица 1.1

Характеристики пробега частиц в воздухе и в биологической ткани

Испускаемая частица	Диапазон энергии частицы, МэВ	Максимальный пробег частицы, см	
		В воздухе	В биологической ткани
β	1–10	292–3350	0,335–4,3
α	1–10	0,52–10,5	0,0072–0,12

Во время работы ЯР вследствие нейтронного облучения становятся в той или иной степени радиоактивными материалы активной зоны, биологической защиты и даже воздух реакторного зала. Это явление носит название *наведенной активности*.

Понятно насколько важно для организации безопасной работы обслуживающего персонала становится знание различных реакций.

Каждое ядро радиоактивного элемента имеет свою строго определенную вероятность распада в единицу времени, *постоянную распада* $-\lambda$, [s^{-1}], не зависящую от физического и химического состояния элемента при всех достигнутых температурах и давлениях.

Дифференциальное уравнение этого процесса характеризует скорость изменения количества радиоактивных ядер dN/dt за счет убыли из-за радиоактивного распада $-\lambda \cdot N$:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda \cdot N \quad (1.2)$$

Интеграл от этого уравнения при начальном условии $t = 0$ и $N = N_0$ дает следующий закон радиоактивного распада:

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda \cdot t). \quad (1.3)$$

Из выражения (1.3) следуют два важных определения:

- *средняя продолжительность жизни радиоактивных ядер* τ [s], определяется как время, в течение которого число радиоактивных ядер уменьшается в e – раз

$$\tau = \frac{1}{\lambda} ; \quad (1.4)$$

• *период полураспада радиоактивных ядер* $T_{1/2}$ [с] определяется как время, в течение которого число радиоактивных ядер уменьшается в 2 раза

$$T_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda} . \quad (1.5)$$

Активностью нуклида \mathcal{A} [распад/с] называют скорость превращений радионуклида в источнике (образце, материале), т.е. отношение числа распадов dN за интервал времени dt :

$$\mathcal{A} = -\frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N = \frac{N}{\tau} = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \cdot N . \quad (1.6)$$

Таким образом, активность прямо пропорциональна постоянной распада λ и числу радиоактивных ядер N , имеющихся в источнике (образце, материале) в данный момент времени.

Уменьшается активность во времени согласно (1.3) по экспоненциальному закону:

$$\mathcal{A}(t) = \mathcal{A}_0 \cdot \exp(-\lambda t) = \mathcal{A}_0 \cdot 2^{-t/T_{1/2}} = \mathcal{A}_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) . \quad (1.7)$$

Единицу измерения активности в СИ – *распад в секунду* – с 1975 г. называют *беккерель* [Бк]. Для применения рекомендуются кратные единицы (см. приложение к главе 1, табл. П1.12): *эксабеккерель* – ЭБк, *гигабеккерель* – ГБк, *мегабеккерель* – МБк и др. Внесистемной часто используемой единицей активности является *кюри* [Ки]:

$$1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк} = 37 \text{ ГБк} .$$

Масса m [г] и активность \mathcal{A} [Бк] данного радионуклида, имеющего массовое число A и период полураспада $T_{1/2}$ [с], без учета массы неактивных компонентов образца связаны соотношениями:

$$m = 2,4 \cdot 10^{-24} \cdot A \cdot T_{1/2} \cdot \mathcal{A}; \quad \mathcal{A} = 4,17 \cdot 10^{23} \cdot m / A \cdot T_{1/2} . \quad (1.8)$$

Отношение активности \mathcal{A} [Бк] образца (материала) к массе m [г], объему V [см³, л], площади S [см²] поверхности (для поверхностных источников) или длине L [см] (для линейных источников) образца называют *удельной, объемной, поверхностной* или *линейной* активностью, соответственно.

§1.3. Перечень вербальных постановок

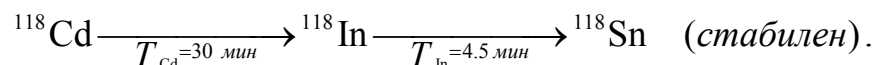
1.3.1. При радиоактивном распаде ядер изотопа A_1 образуется радиоизотоп A_2 . Их постоянные распада равны λ_1 и λ_2 . Полагая, что в начальный момент препарат содержал только ядра изотопа A_1 в количестве N_{10} , определить:

- а) количество ядер изотопа A_2 через промежуток времени t ;
- б) промежуток времени, через который количество ядер изотопа A_2 достигнет максимума;
- в) в каком случае может возникнуть состояние переходного равновесия, при котором отношение количества обоих изотопов будет оставаться постоянным. Чему равно это отношение?

1.3.2. При β -распаде изотопа палладия ^{112}Pd возникает β -активный изотоп серебра ^{112}Ag . Их периоды полураспада равны, соответственно, 21 и 3,2 ч. Найти:

- а) отношение максимальной активности второго изотопа к первоначальной активности препарата;
- б) время наступления максимума активности t_{MAX} , если $N_{\text{Ag}}(0)=0$.

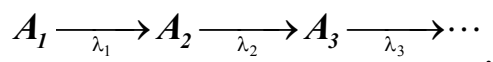
1.3.3. Радиоизотоп кадмия ^{118}Cd испытывает превращения по цепочке:



Считая, что в момент $t = 0$ препарат содержал только кадмий, найти:

- а) какая часть ядер превратится в стабильные через один час;
- б) во сколько раз уменьшится активность препарата через такой же промежуток времени.

1.3.4. Радиоизотоп A_1 испытывает превращения по цепочке:



Найти:

- а) полагая, что в начальный момент препарат содержал только ядра изотопа A_1 в количестве N_{10} , законы накопления изотопов A_j ;
- б) полагая в начальный момент

$$t=0 \quad N_1(0)=N_{10}, \quad N_2(0)=N_{20}, \quad N_3(0)=N_{30},$$

закон накопления изотопа A_3 и его активность.

1.3.5. В начале работы свежего, неотравленного реактора в виде осколка деления горючего образуется с вероятностью выхода $p=1,1\%$ изотоп прометия ^{149}Pm , имеющий период полураспада $T_{1/2}(\text{Pm})=53$ ч. Продуктом распада ^{149}Pm является стабильный изотоп самария ^{149}Sm , обладающий высоким сечением поглощения нейтронов $\sigma_a(\text{Sm})=5 \cdot 10^4$ б.

Определить динамику изменения концентраций N_{Pm} и N_{Sm} , если известно, что поток тепловых нейтронов при работе реактора на мощности равен $\Phi=4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, а макроскопические сечения деления и поглощения топлива равны, соответственно, $\Sigma_f=0,0484 \text{ см}^{-1}$ и $\Sigma_a=0,0572 \text{ см}^{-1}$.

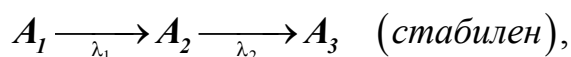
1.3.6. Радиоизотоп магния ^{27}Mg образуется с постоянной скоростью $q=5,5 \cdot 10^9 \text{ ядер} \cdot \text{с}^{-1}$. Определить количество ядер магния и последующего изотопа, который накопится в препарате через промежуток времени:

- а) значительно превосходящий его период полураспада;
- б) равный периоду полураспада.

1.3.7. Радиоизотоп сурьмы ^{124}Sb образуется с постоянной скоростью $q=10^9 \text{ ядер} \cdot \text{с}^{-1}$. С периодом полураспада $T_{1/2}(\text{Sb})=60$ дней он превращается в стабильный изотоп теллура ^{124}Te . Найти:

- а) через сколько времени после начала образования активность радиоизотопа ^{124}Sb станет равна 10 мкюри
- б) какая масса изотопа ^{124}Te накопится в препарате за четыре месяца после начала его образования.

1.3.8. Радиоизотоп A_1 , образующийся с постоянной скоростью $q \text{ ядер} \cdot \text{с}^{-1}$, испытывает цепочку превращений по схеме:

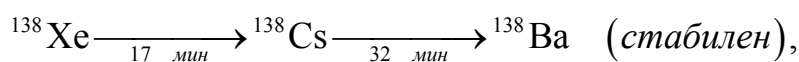


где λ_1 – постоянные распада. Найти:

- а) закон накопления количества ядер изотопов A_1, A_2, A_3 с течением времени, полагая, что в начальный момент препарат их не содержал;
- б) то же, но при начальных условиях

$$t=0 \quad N_1(0)=N_{10}, \quad N_2(0)=N_{20}, \quad N_3(0)=0.$$

1.3.9. Радиоизотоп ксенона ^{138}Xe , образующийся с постоянной скоростью $q=10^{10} \text{ ядер} \cdot \text{с}^{-1}$, испытывает превращения по схеме:



где под стрелками указаны периоды полураспада. Вычислить суммарную активность данного препарата через один час после начала накопления, если:

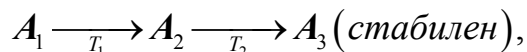
$$\begin{aligned} \text{а) } t=0 \quad N_{\text{Xe}}(0) &= N_{\text{Xe},0}, \quad N_{\text{Cs}}(0) = N_{\text{Cs},0}, \quad N_{\text{Ba}}(0) = 0, \\ \text{б) } t=0 \quad N_{\text{Xe}}(0) &= N_{\text{Cs}}(0) = N_{\text{Ba}}(0) = 0. \end{aligned}$$

1.3.10. Радиоизотоп молибдена ^{99}Mo с периодом полураспада 67 час в результате β -распада превращается в стабильный изотоп технеция ^{99}Tc . При этом 75 % β -превращений идет через изомерное состояние $^{99}\text{Tc}^m$, период полураспада которого равен 6,04 ч. Определить:

а) относительное число стабильных ядер в препарате через 5 часов, полагая, что в начальный момент препарат содержал только ^{99}Mo ;

б) число стабильных ядер ^{99}Tc в препарате через 20 часов после начала накопления, считая, что ^{99}Mo образуется с постоянной скоростью $q = 10^{10}$ ядер \cdot с $^{-1}$.

1.3.11. Радионуклид A_1 испытывает в активной зоне реактора следующую цепочку превращений:



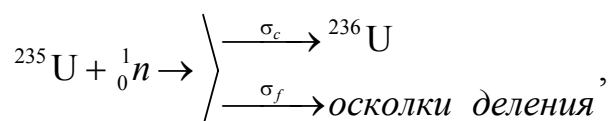
где T_1, T_2 – периоды полураспада. При этом известно, что пропорционально выходу реакции деления изотопы образуются в виде осколков деления с вероятностью p_1 и p_2 , соответственно, и выжигаются под действием потока нейтронов пропорционально σ_{ci} .

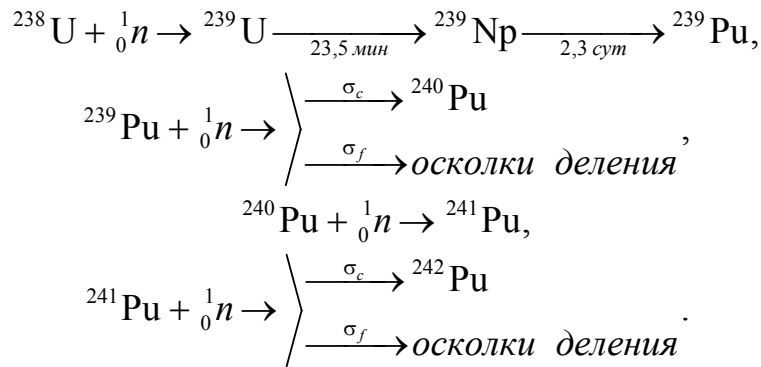
Полагая, что поток нейтронов в активной зоне не зависит от времени, найти:

а) закон накопления количества ядер изотопов A_1, A_2, A_3 с течением времени, полагая, что в начальный момент их в активной зоне не было и, кроме того, $\sigma_{ci} = 0$ и $p_2 = 0$;

б) промежуток времени, через который количество ядер изотопа A_2 достигнет максимума.

1.3.12. Нуклидный состав уранового топлива в реакторе на тепловых нейтронах изменяется в результате следующих процессов:





Полагая, что поток тепловых нейтронов, $\Phi=5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, т.е. не зависит от времени, оценить изменение изотопного состава топлива в течение двух недель с начала работы свежего реактора (модель «малого выгорания»).

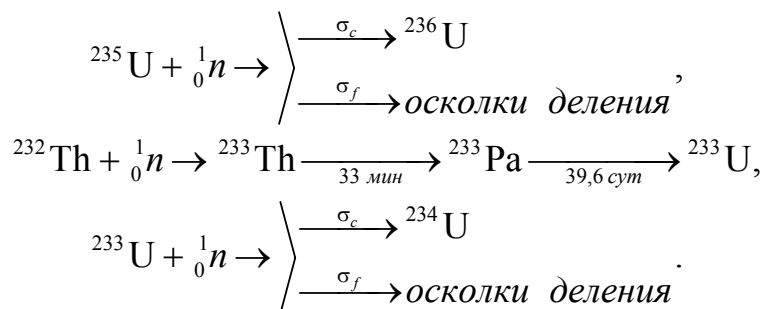
1.3.13. Оценить изменение изотопного состава топлива в реакторе с урановым циклом (см. исходные процессы в задаче 1.3.12), полагая, что концентрация изотопа урана ${}^{238}\text{U}$ и средний поток нейтронов в реакторе в течении микрокампании не меняется. Образованием изотопа плутония ${}^{239}\text{Pu}$ за счет резонансного радиационного захвата нейтронов ядрами ${}^{238}\text{U}$ и делением ${}^{241}\text{Pu}$ пренебречь.

1.3.14. Полагая, что скорость образования нейтронов деления в тепловом реакторе определяется выражением:

$$(\nu\sigma_a N)_{235} + (\nu\sigma_a N)_{239} \approx \text{const},$$

т.е. приблизительно не меняется во времени, сделать оценку изменения концентрации слабо обогатенного топлива и вторичного горючего ${}^{239}\text{Pu}$ (см. исходные процессы задачи 1.3.12).

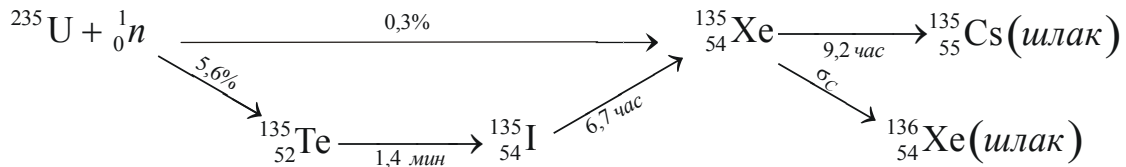
1.3.15. В тепловом реакторе в качестве топлива используется изотоп урана ${}^{235}\text{U}$ с обогащением $c_5 = 100 \%$, а воспроизводящим нуклидом служит изотоп тория ${}^{232}\text{Th}$. Изотопный состав топлива меняется в результате следующих процессов:



Полагая неизменным значение плотности потока тепловых нейтронов и пренебрегая резонансным поглощением ^{232}Th , оценить изменение изотопного состава топлива в течение двух месяцев (модель «малого выгорания»).

1.3.16. Оценить изменение изотопного состава топлива в течение года работы реактора с постоянным потоком тепловых нейтронов Φ_T и неизменной концентрацией сырьевого нуклида изотопа тория ^{232}Th (см. исходные процессы в задаче 1.3.15).

1.3.17. Один из сильнейших паразитных поглотителей нейтронов изотоп ксенона ^{135}Xe образуется в активной зоне как продукт распада изотоп йода ^{135}I , удельный выход которого равен $p_I \approx 5,6\%$, и непосредственно как осколок деления с вероятностью выхода $p_{Xe} \approx 0,3\%$:



Полагая, что поток тепловых нейтронов Φ_T при изменении мощности меняется практически мгновенно (скачком) до значения соответствующего заданной мощности, оценить изменение концентрации ксенона ^{135}Xe , а также отравление

$$q_{\text{Xe}}(t) = \frac{\Sigma_{a\text{Xe}}}{\Sigma_{a\text{U}}}$$

- а) при подъеме на мощность N_1 из разотравленного состояния;
- б) при переходе с мощности N_1 на более высокий уровень N_2 через 1,2 и 4 суток.

1.3.18. Оценить динамику изменения концентрации и отравления реактора ксеноном ^{135}Xe в режимах останова реактора:

- а) $100\%N_{\text{ном}} \rightarrow 50\%N_{\text{ном}} \rightarrow 0$, причем на мощности $50\%N_{\text{ном}}$ отработать до останова 0,5; 2 и 4 суток;
- б) $100\%N_{\text{ном}} \rightarrow 0$.

Допущения те же, что и в задаче 1.3.17.

1.3.19. Среди сильно поглощающих продуктов деления урана ^{235}U с вероятностью выхода $p_{151} = 0,424\%$ образуется активный предше-

хвата $\sigma_c(0,0253)=16000$ б и может оказать влияние на отравление реактора, а сечение радиационного захвата его предшественника на ту же энергию равно $\sigma_c(^{105}\text{Ru})=2,6$ б [9,16].

Найти законы изменения концентрации ^{105}Rh и его предшественника, а также показать зависимость установления равновесной концентрации родия.

1.3.24. При работе ЯР образуется тритий – изотоп водорода с массовым числом 3. Он образуется в результате тройного деления ядер U^{235} , в результате активации ядер дейтерия, содержащихся в воде, и при других реакциях. Период полураспада трития $T_{1/2}=12,4$ года, а вероятность его выхода при делении ^{235}U равна $p_5=0,0087\%$. Скорость образования ^3_1H при активации дейтерия

$$N_T^D(t) = 27,6 \cdot N_H \cdot V \cdot \bar{\Phi}_T,$$

где N_H – ядерная концентрация водорода в теплоносителе, V – объем теплоносителя, $\bar{\Phi}_T$ – средняя по активной зоне плотность потока тепловых нейтронов. Известно, что из под оболочки твэла в теплоноситель попадает 0,1% трития. Теплоноситель постоянно обновляется в количестве 0,214% расхода через реактор. Определите закон изменения концентрации трития $N_T(t)$, предполагая, что тритий образуется только при делении топлива, обогащение которого $c_5=100\%$, и активации дейтерия.

Примечание: Численные значения нейтронно-физических констант, необходимые для решения задач можно найти в [1–3,5,6]. Примеры отдельных моделей рассмотрены в [1,5,7–11,14–16], радиоактивных цепочек [17].

§1.4. Математическая формулировка задачи

Предположим, что изменение концентрации материнского радионуклида может быть выражено уравнением:

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = -\lambda_1 N_1(t) + q_1, \quad (1.9)$$

где $N_1(t)$ – текущая концентрация первого радионуклида; q_1 – постоянная; λ – постоянная распада, определяемая соотношением через период полураспада T_1

$$\lambda_1 = \frac{\ln 2}{T_1} \approx \frac{0,693}{T_1}. \quad (1.10)$$

С точки зрения баланса уравнение (1.9) можно трактовать следующим образом. Скорость изменения концентрации материнского радионуклида dN_1/dt складывается из скорости убыли его за счет радиоактивного распада $-\lambda_1 N_1$ и постоянной скорости прироста q_1 от внешнего источника, например, в результате образования за счет реакции деления в ядерном реакторе. В случае отсутствия источника $q_1=0$.

Изменение концентрации дочерних радионуклидов по цепочке распада можно записать в виде системы уравнений:

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = \lambda_1 N_1(t) - \lambda_2 N_2(t),$$

$$\frac{dN_3(t)}{dt} = \lambda_2 N_2(t) - \lambda_3 N_3(t),$$

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = \lambda_{i-1} N_{i-1}(t) - \lambda_i N_i(t), \quad (1.11)$$

$$\frac{dN_n(t)}{dt} = \lambda_{n-1} N_{n-1}(t), \quad (1.12)$$

Видно из (1.11), что скорость изменения концентрации i -го дочернего радионуклида складывается из прироста за счет радиоактивного распада нуклида предшественника $+\lambda_{i-1} N_{i-1}$ и скорости убыли также из-за распада i -го нуклида $-\lambda_i N_i$.

Если цепочка заканчивается стабильным нуклидом N_n , то его уравнение (1.12) будет учитывать только прирост за счет радиоактивного распада предшествующего нуклида.

Чтобы найти частные решения системы (1.9), (1.11), (1.12) необходимо дополнить ее начальными условиями, например,

$$t = 0 \quad N_1(0) = N_{10}, \quad N_i(0) = 0, \quad (1.13)$$

которые означают, что на нулевой момент времени в наличии имелся только первый нуклид.

Таким образом, математической постановка задачи динамики радионуклидов включает систему управляющих дифференциальных уравнений и начальные условия. В нашем примере математическая постановка определяется системой (1.9), (1.11)–(1.13).

Естественно, математическая постановка изменится, если будут иметь место другие источники прибыли и убыли нуклидов, как-то выжиг под действием нейтронного потока $\sim \sigma_a N \Phi$, генерация в процессе деления топлива $\sim p \Sigma_f \Phi$ и др.

Зачастую целесообразнее получить решение системы при произвольных начальных условиях, из которого легко следуют частные случаи. Пример с учетом вышеупомянутых составляющих материального баланса и применения произвольных начальных условий рассмотрен в §1.6.

§1.5. Основной метод решения

Уравнения (1.9), (1.11), (1.12), описывающие динамику радионуклидов, представляют собой нормальную систему неоднородных обыкновенных линейных дифференциальных уравнений первого порядка.

Запишем это уравнение *в нормированном виде*

$$y' + P(x)y = Q(x) \quad (1.14)$$

и напомним, что линейным уравнением неоднородным относительно y и y' называют такое уравнение, в котором неизвестная функция и ее производная входят в уравнение линейно или в первой степени.

Отметим в качестве основного *метод выделения интегрирующего множителя*. Если записать интегрирующий множитель в виде [4]

$$\mu = \exp\left(\int P(x) dx\right),$$

то общее решение получают по формуле:

$$y = \mu^{-1} \cdot \int Q(x) \cdot \mu \cdot dx + C$$

или

$$y = \exp\left(-\int P(x) dx\right) \cdot \left[\int Q(x) \cdot \exp\left(\int P(x) dx\right) \cdot dx + C\right], \quad (1.15)$$

где константа C определяется из начальных условий.

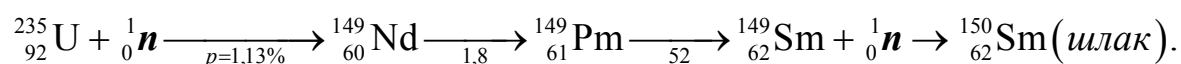
Заметим, что часть задач позволяет получить решение прямым интегрированием. Тем не менее, в работе требуется получить решение по процедуре указанного метода.

§1.6. Динамика отравления теплового реактора самарием

Рассмотрим в качестве примера составление балансового дифференциального уравнения изменения концентрации самария $^{149}_{62}\text{Sm}$ в активной зоне реактора и получение его аналитического решения.

1.6.1. Вербальная постановка задачи

Одним из особо сильных «паразитных» поглотителей нейтронов в активной зоне реактора на тепловых нейтронах является изотоп самария ^{149}Sm эффективное сечение поглощения, которого при максвелловском спектре нейтронов примерно равно $\sigma_{\text{Sm}} \cong 5 \cdot 10^4$ б. Появление этого стабильного нуклида характеризует следующая цепочка распада осколков деления ^{149}Nd



Здесь периоды полураспада неодима и прометия даны в часах. На основе этих исходных данных требуется составить приемлемую для практики математическую модель процесса.

1.6.2. Построение математической модели динамики процесса

Поскольку Nd сравнительно быстро превращается в Pm, то есть соотношение периодов полураспада имеет вид:

$$T_{1/2}(\text{Nd}) \ll T_{1/2}(\text{Pm}),$$

то его можно не учитывать и считать, что в результате деления непосредственно образуется Pm с вероятностью выхода $p_{Pm} = p_{Nd} = 0,0113$. Тогда дифференциальное уравнение изменения концентрации Pm в соответствие с цепочкой $A=149$ примет следующий вид:

$$\frac{dN_{Pm}(t)}{dt} = p_{Pm} \Sigma_f \bar{\Phi}(t) - \lambda_{Pm} N_{Pm}(t) - \sigma_{Pm} N_{Pm}(t) \bar{\Phi}(t).$$

Так как сечение радиационного захвата Pm сравнительно мало, то радиационным отжигом прометия часто пренебрегают. Кроме того, считается, что плотность потока нейтронов изменяется в переходном процессе до следующего уровня мощности очень быстро, как бы «скачком», что позволяет переписать последнее уравнение в более простом виде:

$$\frac{dN_{Pm}(t)}{dt} = p_{Pm} \Sigma_f \bar{\Phi} - \lambda_{Pm} N_{Pm}(t), \quad (1.16)$$

то есть скорость изменения концентрации Pm складывается из скорости накопления в виде осколка деления и скорости убыли из-за радиоактивного распада.

Дифференциальное уравнение изменения концентрации Sm очевидно согласно цепочке, можно записать следующем образом:

$$\frac{dN_{Sm}(t)}{dt} = \lambda_{Pm} N_{Pm}(t) - \sigma_{Sm} N_{Sm}(t) \bar{\Phi}, \quad (1.17)$$

где учтены процесс накопления Sm из-за радиоактивного распада Pm и убыль Sm из-за радиационного отжига.

Решение системы (1.16)–(1.17) удобнее искать для произвольных начальных условий, которые представим как:

$$t = 0, \quad N_{Pm}(0) = N_{Pm}(0), \quad N_{Sm}(0) = N_{Sm}(0), \quad \bar{\Phi} = \bar{\Phi}_2. \quad (1.18)$$

Это означает, что на какой-то момент изменения параметра процесса $\bar{\Phi}$ до нового уровня мощности реактора $N_2 \sim \bar{\Phi}_2$ время принимается за нулевое значение, и ему будут соответствовать новые начальные значения концентраций $N_{Pm}(0)$ и $N_{Sm}(0)$, сложившиеся к этому моменту перехода с мощности $N_1 \sim \bar{\Phi}_1$ на мощность $N_2 \sim \bar{\Phi}_2$.

Решения, полученные для произвольных начальных условий, удобны тем, что позволяют легко отстраивать частные закономерности для различных режимов работы реактора.

Таким образом, система уравнений (1.16)–(1.18) представляет собой математическую постановку задачи отравления ^{149}Sm с произвольными начальными условиями.

1.6.3. Нахождение аналитического решения

Поскольку уравнения (1.16), (1.17) представляют собой нормальную систему неоднородных обыкновенных линейных дифференциальных уравнений первого порядка, то воспользуемся известной методикой их решения (см. §1.5).

Если записать уравнение (1.16) в нормированном виде (1.14), то очевидно

$$P(x) \sim \lambda_{\text{Pm}}, \quad Q(x) \sim p_{\text{Pm}} \Sigma_f \bar{\Phi}_2$$

и решение можно записать в общем виде (1.15)

$$N_{\text{Pm}}(t) = \exp\left(-\int \lambda_{\text{Pm}} dt\right) \left[\int p_{\text{Pm}} \Sigma_f \bar{\Phi}_2 \exp\left(\int \lambda_{\text{Pm}} dt\right) dt + C \right].$$

После интегрирования получим:

$$N_{\text{Pm}}(t) = \exp(-\lambda_{\text{Pm}} t) \left[\frac{p_{\text{Pm}} \Sigma_f \bar{\Phi}_2}{\lambda_{\text{Pm}}} \exp(\lambda_{\text{Pm}} t) + C \right].$$

Восстановим константу C , для чего последнее уравнение удовлетворим начальному условию (1.18)

$$N_{\text{Pm}}(0) = \frac{p_{\text{Pm}} \Sigma_f \bar{\Phi}_2}{\lambda_{\text{Pm}}} + C = N_{\text{Pm}}(0),$$

откуда

$$C = N_{\text{Pm}}(0) - \frac{p_{\text{Pm}} \Sigma_f \bar{\Phi}_2}{\lambda_{\text{Pm}}}.$$

Таким образом, аналитическое решение для изменения концентрации Pm примет вид:

$$N_{Pm}(t) = \frac{p_{Pm}\Sigma_f\bar{\Phi}_2}{\lambda_{Pm}} + \left(N_{Pm}(0) - \frac{p_{Pm}\Sigma_f\bar{\Phi}_2}{\lambda_{Pm}} \right) \exp(-\lambda_{Pm}t). \quad (1.19)$$

Подставим последнее решение в дифференциальное уравнение изменения концентрации ^{149}Sm (1.17) и запишем его в виде (1.14). Тогда

$$P(x) \sim \sigma_{Sm}\bar{\Phi}_2$$

$$Q(x) \sim p_{Pm}\Sigma_f\bar{\Phi}_2 + (\lambda_{Pm}N_{Pm}(0) - p_{Pm}\Sigma_f\bar{\Phi}_2)\exp(-\lambda_{Pm}t).$$

Очевидно, общее решение (1.15) в неявной форме после частичного интегрирования примет вид:

$$N_{Sm}(t) = \exp(-\sigma_{Sm}\bar{\Phi}_2 t) \times \left[\int \left[p_{Pm}\Sigma_f\bar{\Phi}_2 + (\lambda_{Pm}N_{Pm}(0) - p_{Pm}\Sigma_f\bar{\Phi}_2)\exp(-\lambda_{Pm}t) \right] \exp(\sigma_{Sm}\bar{\Phi}_2 t) dt + C_1 \right].$$

Дальнейшее интегрирование с учетом начального условия (1.18) позволяет найти константу

$$C_1 = N_{Sm}(0) - \frac{p_{Pm}\Sigma_f}{\sigma_{Sm}} + \frac{\lambda_{Pm}N_{Pm}(0) - p_{Pm}\Sigma_f\bar{\Phi}_2}{\lambda_{Pm} - \sigma_{Sm}\bar{\Phi}_2}.$$

Следовательно, искомое уравнение изменения концентрации Sm для произвольных начальных условий примет вид:

$$N_{Sm}(t) = \frac{p_{Pm}\Sigma_f}{\sigma_{Sm}} - \left[\frac{\lambda_{Pm}N_{Pm}(0) - p_{Pm}\Sigma_f\bar{\Phi}_2}{\lambda_{Pm} - \sigma_{Sm}\bar{\Phi}_2} \right] \exp(-\lambda_{Pm}t) + \left[N_{Sm}(0) - \frac{p_{Pm}\Sigma_f}{\sigma_{Sm}} + \frac{\lambda_{Pm}N_{Pm}(0) - p_{Pm}\Sigma_f\bar{\Phi}_2}{\lambda_{Pm} - \sigma_{Sm}\bar{\Phi}_2} \right] \exp(-\sigma_{Sm}\bar{\Phi}_2 t). \quad (1.20)$$

Покажем в качестве примера получение частного решения. Так в случае нулевых начальных условий

$$t = 0 \quad N_{\text{Pm}}(0) = N_{\text{Sm}}(0) = 0, \quad \bar{\Phi} = \bar{\Phi}_2,$$

что соответствует условиям начала работы «свежего» или еще неработающего реактора, из уравнений (1.19), (1.20) получим:

$$N_{\text{Pm}}(t) = \frac{\rho_{\text{Pm}} \Sigma_f \bar{\Phi}_2}{\lambda_{\text{Pm}}} [1 - \exp(-\lambda_{\text{Pm}} t)], \quad (1.21)$$

$$N_{\text{Sm}}(t) = \frac{\rho_{\text{Pm}} \Sigma_f}{\sigma_{\text{Sm}}} \times \left[1 + \frac{\sigma_{\text{Sm}} \bar{\Phi}_2}{\lambda_{\text{Pm}} - \sigma_{\text{Sm}} \bar{\Phi}_2} \exp(-\lambda_{\text{Pm}} t) - \frac{\lambda_{\text{Pm}}}{\lambda_{\text{Pm}} - \sigma_{\text{Sm}} \bar{\Phi}_2} \exp(-\sigma_{\text{Sm}} \bar{\Phi}_2 t) \right]. \quad (1.22)$$

Эти результаты согласуются с известными решениями [1] для режима пуска свежего реактора и позволяют довольно просто провести анализ процесса.

Прежде всего, следует убедиться, что решения удовлетворяют начальным условиям, т.е. при $t = 0$. Затем проверить функцию на экстремум. Очень важные данные следуют на асимптотике функции при $t \rightarrow \infty$:

$$N_{\text{Pm},0} = \frac{\rho_{\text{Pm}} \Sigma_f \bar{\Phi}_2}{\lambda_{\text{Pm}}}, \quad (1.23)$$

$$N_{\text{Sm},0} = \frac{\rho_{\text{Pm}} \Sigma_f}{\sigma_{\text{Sm}}}. \quad (1.24)$$

Эти так называемые *равновесные концентрации* можно найти и непосредственно из уравнений (1.16), (1.17), полагая $dN_{\text{Pm}}/dt = dN_{\text{Sm}}/dt = 0$.

Получив аналитические решения задачи и проведя их анализ, следует результаты представить в виде графиков, удобных для оперативной работы.

§1.7. Построение графиков решения

Сделаем несколько замечаний к построению графического решения [1].

Можно видеть, что аналитическое решение неоднородного обыкновенного линейного дифференциального уравнения первого порядка выражается экспоненциальной зависимостью (1.15). Если прологарифмировать закон простого радиоактивного распада (1.3), то получим уравнение прямой. В полупрологарифмическом масштабе этот закон представлен на рис.1.2.

График имеет большое практическое значение, так как позволяет:

определить количество радиоактивного нуклида в любой момент времени при известном периоде полураспада $T_{1/2}$ и начальной концентрации нуклида $N(0) \equiv N_0$;

приблизительно отстроить логарифмическую ось.

Если предположить, что в результате радиоактивного распада образуется стабильный нуклид, то графики решения будут иметь вид, представленный на рис.1.3.

Экспоненциальную зависимость удобно выражать в относительных единицах, как, например, это представлено на рис.1.2 и 1.3.

Весьма удобным приемом построения экспоненциальных зависимостей является следующий алгоритм построения графика функции:

$$\frac{N(t)}{N_0} = \exp(-\lambda t) = \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t\right) = 2^{-t/T_{1/2}}. \quad (1.25)$$

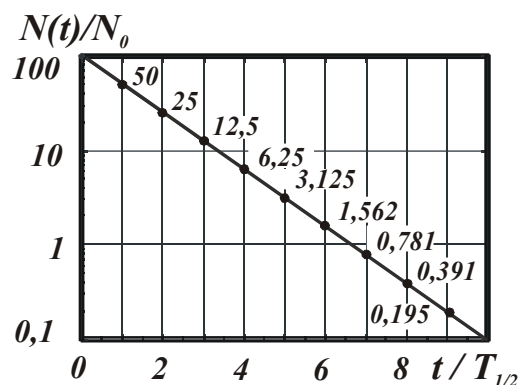


Рис.1.2. Закон радиоактивного распада

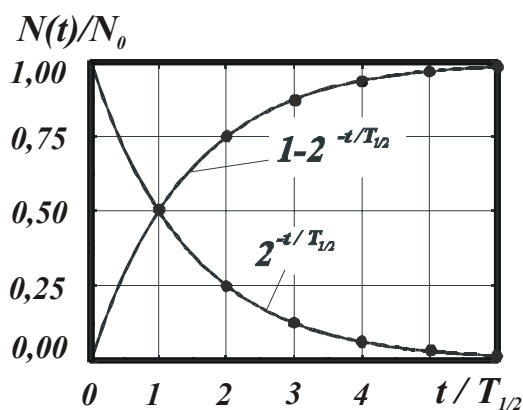


Рис.1.3. Экспоненты распада и накопления радиоактивного нуклида

Можно видеть (см. рис.1.4), что за 1-й период времени, равный одному периоду полураспада нуклида распадется половина исходных ядер, за 2-й период – следующая половина оставшихся и т.д. Расчетные значения обозначены на графике рис.1.4 точками.

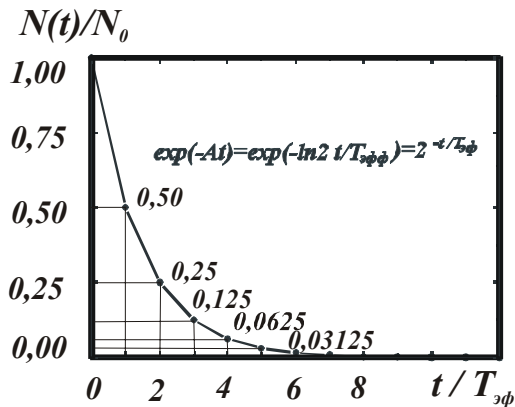


Рис.1.4. Графический алгоритм построения экспоненты

Очевидно, что полный распад всех исходных ядер произойдет при времени $t \rightarrow \infty$. На практике временной интервал часто ограничивают $(4 - 5)T_{1/2}$, что дает, как это следует из графика рис.1.4 погрешность не более 6,25 и 3,125%, соответственно. В дальнейшем при графическом построении экспонент будет предполагать их «насыщение» при $t = 5T_{1/2}$.

Кроме того, заметим, что любую экспоненту можно трансформировать к виду (1.25), вводя эффективный период

$$T_{эф} = \frac{\ln 2}{A},$$

в результате получим:

$$\frac{N(t)}{N_0} = \exp(-A t) = \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_{эф}} t\right) = 2^{-t/T_{эф}}.$$

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Пояснить составляющие уравнения изменения концентрации материнского радионуклида?
2. Из чего складывается скорость изменения концентрации i -того дочернего радионуклида?
3. Какие условия называются нулевыми?
4. Как будет выглядеть математическая постановка задачи, описанная уравнениями (1), (3), (4), (5), при наличии внешнего источника прибыли для n -1 радионуклида?
5. Какие уравнения называются неоднородными линейными уравнениями первого порядка?

6. Какие промежуточные звенья цепочки распада можно не учитывать при составлении математической модели процесса и почему?
7. Какие допущения относительно изменения плотности потока при переходе с одного уровня мощности на другой приняты в данной работе и для чего?
8. Пояснить использование метода выделения интегрирующего множителя на своей задаче?
9. Записать начальные условия для своей задачи и пояснить их значение.
10. Что называется постоянной распада и как она связана с периодом полураспада, средним временем жизни, единицы измерения.
11. Покажите на графике для своей задачи, через какое время концентрация нуклида стабилизируется, какому периоду полураспада соответствует это время?
12. За какой процесс отвечает каждое из слагаемых уравнения:

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = p_i \Sigma_f \bar{\Phi}(t) - \lambda_i N_i(t) - \sigma_i N_i(t) \bar{\Phi}(t) ?$$

Глава 2.

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Выполнение работы ставит следующие задачи:

- изучить:
 - типы спектров, встречающихся в ядерной физике и теории ядерных реакторов, и методику определения их основных характеристик;
 - особенности спектров Максвелла для обычного и нейтронного газов, а также спектров замедляющихся, мгновенных и запаздывающих нейтронов;
 - принципы основных методов экспериментального определения спектров энергетических реакторов;
- выяснить главные причины формирования спектров энергетических реакторов на быстрых и тепловых нейтронах;
- освоить методику расчета основных характеристик спектра, необходимых для проведения нейтронно-физических расчетов;
- получить навыки построения и обработки графиков и подбора аппроксимационных функций.

§2.1. Общие сведения о спектрах

В системе частиц протекает огромное число случайных процессов (движение каждой частицы, изменение ее энергии, состава и т.п.). В результате наложения этих случайных процессов проявляются законы, называемые статистическими. Они и определяют поведение всей системы частиц.

Статистические законы характеризуются средними значениями физических величин. По средним значениям физических величин и судят о состоянии системы из большого числа частиц, о процессах, происходящих в ней.

Средние значения физических величин или непосредственно измеряют в эксперименте, или находят по спектру физической величины.

Под спектром физической величины (спектр масс, энергий, частот и т.д.) понимают распределение частиц системы по значениям этой физической величины.

Молекулы вещества находятся в состоянии непрерывного движения, называемого тепловым. В процессе теплового движения молекулы газа часто сталкиваются друг с другом. При нормальных условиях молекула газа пробегает от столкновения до столкновения в среднем 10^{-8} м. Во время столкновения между молекулами происходит обмен энергией, при котором более быстрые молекулы передают часть своей энергии более медленным. В результате огромного числа таких столкновений в замкнутом объеме газа устанавливается равновесное распределение молекул по скоростям (спектр скоростей).

Различают два типа спектров. Если распределение частиц системы по значениям физической величины непрерывно, то спектр называют *сплошным (непрерывным)*. Если же распределение частиц по значениям физической величины прерывно (частицы сгруппированы около отдельных дискретных значений), то спектр называют *дискретным (линейчатым)*. Примером дискретного спектра служит спектр масс элемента. В нем наблюдаются атомы с отдельными значениями массы. Распределение молекул газа по скоростям (спектр скоростей) относится к сплошному спектру.

Спектры физических величин изучают теоретическими методами или измеряют приборами, называемыми *спектрометрами*. Известные спектры изображают в виде графиков, приводят в таблицах или описывают аналитическими функциями.

2.1.1. Сплошной непрерывный спектр

Пусть частицы системы характеризуются случайной величиной L , изменяющейся непрерывно. Так как величина L случайна, то не имеет смысла говорить о числе частиц с точным значением L . Это число неоднозначно и может быть даже равным нулю. Однако число частиц со значениями в интервале от L до $L+dL$ вполне определено и равно $dN(L)$. Иначе говоря, $dN(L)$ – это число частиц в интервале dL вблизи значения L . Число $dN(L)$ пропорционально числу частиц в системе N_0 и интервалу dL :

$$dN(L) = f(L)N_0 dL. \quad (2.1)$$

Коэффициент пропорциональности

$$f(L) = \frac{1}{N_0} \frac{dN(L)}{dL} \quad (2.2)$$

называют *плотностью вероятности*. Она зависит от L и равна доле частиц системы, отнесенной к единичному интервалу вблизи L . Функция $f(L)$ равна также вероятности того, что частица характеризуется значением физической величины, заключенным в единичном интервале вблизи L .

Под *сплошным спектром* физической величины понимают непрерывную функцию $f(L)$. Этот спектр может быть *нормирован* либо на единицу и тогда в этом случае интеграл от этой функции $f(L)$ по всем возможным значениям L равен единице:

$$\int_0^{\infty} f(L) dL = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} dN(L) = 1, \quad (2.3)$$

либо на какое-нибудь заданное число ν и тогда результат нормировки можно записать в виде:

$$\int_0^{\infty} f(L) dL = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} dN(L) = \nu. \quad (2.4)$$

Свойства систем частиц описываются *средними значениями* физических величин \bar{L} , которые получаются с помощью спектра физической величины:

$$\bar{L} = \frac{\int_0^{\infty} L f(L) dL}{\int_0^{\infty} f(L) dL}. \quad (2.5)$$

В практике также пользуются *медианными значениями* физических величин \tilde{L} , которые определяются из условия :

$$\int_0^{\tilde{L}} f(L) dL = \int_{\tilde{L}}^{\infty} f(L) dL. \quad (2.6)$$

Если функция $f(L)$ нормирована на единицу, то ее *среднее значение* равно:

$$\bar{L} = \int_0^{\infty} L f(L) dL. \quad (2.7)$$

Аналогично можно вычислить *среднеквадратичное значение* этой величины

$$\overline{L^2} = \int_0^{\infty} L^2 f(L) dL$$

и т. д.

Максимальное или наиболее вероятное значение физической величины L_p определяется из уравнения максимума функции

$$f(L)' = \frac{df(L)}{dL} = 0. \quad (2.8)$$

2.1.2. Дискретный спектр масс элементов

Пусть теперь в системе из N_0 частиц случайная величина L принимает дискретные значения L_i ($i = 1, 2, \dots, k, \dots$), а N_i – число частиц системы со значением L_i . *Вероятность того, что частица имеет значение L_i равна доле частиц со значением L_i :*

$$F(L_i) = \frac{N_i}{N_0}. \quad (2.9)$$

Дискретный спектр $F(L_i)$ обычно нормируют на единицу так, что:

$$\sum_{i=1}^{\infty} F(L_i) = 1. \quad (2.10)$$

Среднее значение дискретной величины

$$\bar{L} = \sum_{i=1}^{\infty} L_i F(L_i). \quad (2.11)$$

Так, атомную массу элемента, равную средней атомной массе изотопов элемента, находят по известному *спектру масс* изотопов элемента.

Масса атомного ядра ${}^A_Z X$ является одной из главных характеристик и обозначается как $M_{\text{я}}(Z, A)$ или $M_{\text{я}}({}^A_Z X)$. Измерить непосредственно массу ядра очень трудно, так как перед проведением такого эксперимента необходимо удалить все электроны из атома. Удобнее сначала измерить массу однозарядного иона атома, а затем по результатам измерений массы иона рассчитать массы атома и ядра [1].

Масса нуклида $M(Z, A)$ приближенно равна сумме масс ядра $M_{\text{я}}(Z, A)$ и электронов Zm_e . Приближение заключается в том, что не учитывается масса, эквивалентная энергии связи электронов в нуклиде. При синтезе нуклида из ядра и электронов выделяется энергия, равная суммарной энергии связи W_c электронов в нуклиде. Поэтому масса нуклида меньше суммарной массы свободных ядра и Z электронов на величину $\Delta M = W_c/c^2$. Так как величина ΔM очень мала по сравнению с массой m_e , то в дальнейшем будем полагать:

$$M(Z, A) = M_{\text{я}}(Z, A) + Zm_e . \quad (2.12)$$

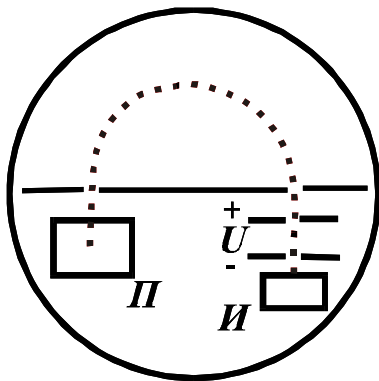


Рис. 2.1. Схема масс-спектрометра
П – приемник ионов; **U** – ускоряющее напряжение; **И** – источник ионов

Массу нуклида измеряют с высокой степенью точности. Существует несколько методов измерения. В одном из них используют прибор, называемый *масс-спектрометром*. Он состоит из источника ионов, вакуумной камеры и приемника зарядов (рис. 2.1). Нуклиды, ионизированные в источнике ионов, сначала ускоряются в электрическом поле. Кинетическая энергия ионов, входящих в вакуумную камеру через диафрагму, равна энергии, полученной ионом от электрического поля:

$$M_u(Z, A)v^2/2 = eU , \quad (2.13)$$

где M_u – масса иона; U – ускоряющее напряжение; $e = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ – элементарный электрический заряд. Скорость ионов v обратно пропор-

циональна $\sqrt{M_u}$, поэтому при одном и том же ускоряющем напряжении U ионы более тяжелых нуклидов движутся с меньшей скоростью, чем ионы более легких нуклидов. Вакуумную камеру помещают в однородном магнитном поле в таком положении, что вектор магнитной индукции \mathbf{B} перпендикулярен к скорости ионов \mathbf{v} . Вследствие этого ионы в вакуумной камере движутся по окружности радиусом R . На движущиеся ионы действует центростремительная сила, равная силе Лоренца:

$$M_u v^2 / R = evB. \quad (2.14)$$

Исключив из последних двух уравнений скорость v , получим:

$$M_u = eB^2 R^2 / 2U. \quad (2.15)$$

Приемник зарядов в вакуумной камере расположен на окружности радиусом R_n . Поэтому ионы массой M_u попадают в приемник только в том случае, когда ускоряющее напряжение

$$U = a / 2M_u(Z, A), \quad (2.16)$$

где $a = eB^2 R_n^2$ – постоянная величина.

На рис. 2.2 в качестве примера приведен спектр масс молибдена, который состоит из семи пиков ионного тока. Каждый пик соответствует одному из семи изотопов молибдена. Высота пика пропорциональна процентному содержанию изотопа в элементе.

Измерительный прибор характеризуется разрешением. Оно равно разности ΔL двух самых близких значений L , которые разрешаются (разделяются) прибором. Чем меньше разность ΔL ,

тем выше разрешение прибора. Очень часто пользуются относительным разрешением $\Delta L/L$. Разрешение современных масс-спектрометров

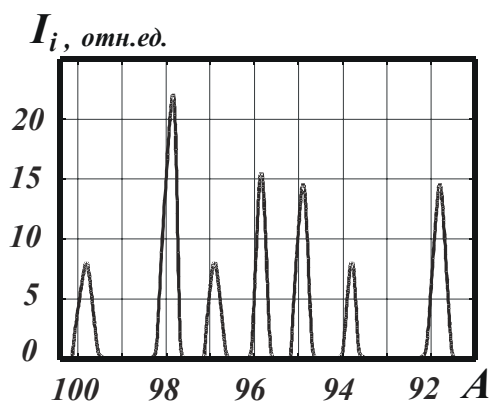


Рис. 2.2. Спектр масс молибдена [1]

$\Delta M/M = 10^{-6} - 10^{-5}$. Такими масс-спектрометрами измеряют массы ионов с погрешностью $10^{-4} - 10^{-3}\%$. Свойства основных изотопов представлены в ПРИЛОЖЕНИИ к главе 2 табл. П2.1.

Интересный пример дискретного спектра представляет собой энергетический спектр α -частиц при распаде ${}^{235}_{92}\text{U}$ [18].

§2.2. Распределение Максвелла для свободного газа

Распределение по скоростям молекул (частиц) $f(\mathbf{v})$ макроскопической физической системы, находящейся в статистическом равновесии, при условии, что движение молекул подчиняется законам классической механики (пример – идеальный газ) было установлено Дж. Максвеллом в 1859 году [2]. По имени ученого функцию $f(\mathbf{v})$ называют *спектром* или *распределением Максвелла*. Аналитическая запись спектра Максвелла, показывающая число молекул, абсолютное значение скоростей которых лежит в интервале от \mathbf{v} до $\mathbf{v} + d\mathbf{v}$ имеет вид:

$$dn(\mathbf{v}) = f(\mathbf{v})d\mathbf{v} = 4\pi \cdot n \cdot \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) d\mathbf{v}, \quad (2.17)$$

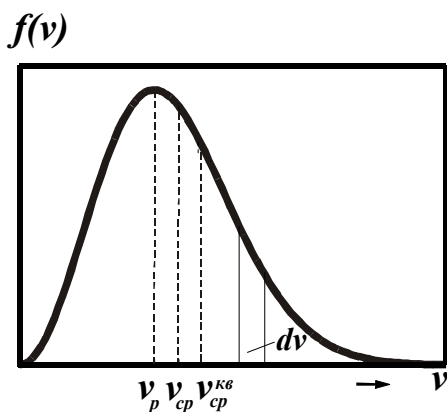


Рис. 2.3. Распределение Максвелла

где \mathbf{v} – скорость молекулы, м/с;
 m – масса молекулы, кг;
 $k = 1,380622 \cdot 10^{-23}$ – постоянная Больцмана, Дж/К; T – температура газа, К; n – число молекул газа в единице объема, мол/м³.

На рис. 2.3 приведен спектр Максвелла $f(\mathbf{v})$. Скорость молекул газа изменяется от нуля до больших значений. Однако большинство молекул движутся со скоростями, близкими к наиболее вероятной скорости \mathbf{v}_p , при которой спектр Максвелла имеет максимум.

Со скоростью $\mathbf{v} < \mathbf{v}_p$ движется около 42% всех молекул. Поэтому средняя скорость молекул $\bar{v} \equiv v_{cp}$ в 1,128 раза больше наиболее вероят-

ной v_p , а средняя квадратичная скорость $v_{cp}^{кв} \equiv \sqrt{v^2}$ превышает ее в $\sqrt{3/2}$ раза. Доля молекул в интервале dv вблизи скорости v изображена площадью столбика под кривой $f(v)$ на интервале dv .

Спектр энергий $f(E)$ молекул газа

$$f(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{E}}{E_T^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{E_T}\right). \quad (2.18)$$

Максимум энергетического спектра Максвелла расположен при энергии

$$E_p = \frac{E_T}{2} = \frac{kT}{2}. \quad (2.19)$$

Средняя кинетическая энергия молекул \bar{E} и кинетическая энергия молекул E_T , соответствующая наиболее вероятной скорости молекул v_p , пропорциональны температуре газа T :

$$\bar{E} = \frac{3}{2}kT, \quad E_T = kT. \quad (2.20)$$

При нагревании газа происходит перераспределение молекул газа по скоростям. Как следствие этого процесса максимум спектра Максвелла сдвигается в направлении больших скоростей или к более высоким температурам газа. Распределение Максвелла не зависит от взаимодействия между молекулами и справедливо не только для газов, но и для жидкостей, броуновского движения частиц, взвешенных в газе или в жидкости, т.е. во всех случаях, где для них возможно классическое описание.

Максвелловское распределение является частным случаем решения кинетического уравнения Больцмана для статистического равновесия, поэтому иногда говорят о *распределении Максвелла-Больцмана*.

Максвелловское распределение было подтверждено экспериментально немецким физиком О. Штерном (1920 г.) в опытах с молекулярными пучками [2].

§2.3. Особенности спектров нейтронного газа

2.3.1. Отличия нейтронного газа от обычного

Для описания энергетического распределения нейтронов в ядерном реакторе распределение Максвелла находит очень широкое применение. Нейтроны различных энергий диффундируют в среде активной зоны подобно газу.

Однако *нейтронный газ* отличается от обычного газа следующими особенностями:

- во-первых, *плотность нейтронов по сравнению с плотностью газа при нормальных условиях очень мала*. Например, концентрация тепловых нейтронов в активной зоне теплового реактора составляет примерно $n \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$, в то время как концентрация молекул любого газа, например, азота, при нормальных условиях составит $3 \cdot 10^{19} \text{ молекул} \cdot \text{см}^{-3}$. Поэтому вероятностью столкновений нейтронов друг с другом пренебрегают по сравнению с вероятностью столкновения с ядрами среды;
- во-вторых, распределение Максвелла соблюдается только приближенно вследствие интенсивного поглощения и утечек нейтронов из рассматриваемой среды активной зоны. Это вызывает повышение температуры нейтронного газа, которая, как правило, превышает температуру среды на 50 – 200 К.

2.3.2. Спектр мгновенных нейтронов деления в энергетической шкале

Спектр мгновенных нейтронов деления хорошо описывается максвелловским распределением [3]

$$S(E) = 2 \sqrt{\frac{E}{\pi \tilde{T}^3}} \exp\left(-\frac{E}{\tilde{T}}\right), \quad (2.21)$$

содержащим только один параметр – *эффективную температуру* $\tilde{T} = kT$, которая также как и энергия E измеряется в МэВ. Спектр нормирован на единицу, что очень удобно для определения доли нейтронов спектра с заданным интервалом энергии.

В ядерной физике принято энергию измерять в *электронвольтах* – эВ :

$$1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ} = 1,602 \cdot 10^{-6} \text{ эрг} = 1,602 \cdot 10^{-13} \text{ Дж} = \\ = 4,45 \cdot 10^{-20} \text{ кВт} \cdot \text{ч} = 1,855 \cdot 10^{-24} \text{ МВт} \cdot \text{сутки} = 3,83 \cdot 10^{-17} \text{ ккал}.$$

В этом случае постоянная Больцмана примет следующее значение $k = 8,617 \cdot 10^{-5} \text{ эВ/К}$. Тогда эффективная температура $\tilde{T} = kT = 1 \text{ эВ}$ будет выполняться при температуре нейтронного газа $T = 1,1606 \cdot 10^4 \text{ К}$. Если температура нейтронного газа равна $T = 20,4 \text{ }^\circ\text{C} = 293,4 \text{ К}$, то эффективная температура нейтронов будет соответствовать *стандартной энергии* $\tilde{T} = kT = E_{cm} = 0,0253 \text{ эВ}$ и *стандартной скорости нейтронов* $v_{cm} = 2200 \text{ м/с}$.

Средняя энергия спектра нейтронов деления определяется по формуле (2.5) и равна:

$$\bar{E} = \frac{3}{2} \tilde{T}. \quad (2.22)$$

Координаты максимума спектра $S(E)$ получим из условия максимума функции (2.8)

$$E_{\max} = \frac{\tilde{T}}{2}, \quad S(E_{\max}) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{e \tilde{T}} = 0,36. \quad (2.23)$$

Число нейтронов, энергия которых меньше E , равно:

$$\int_0^E S(E) dE = \text{erf} \sqrt{\frac{E}{\tilde{T}}} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{E}{\tilde{T}}} \exp\left(-\frac{E}{\tilde{T}}\right). \quad (2.24)$$

При энергиях $E \ll \tilde{T}$ из уравнений (2.21) и (2.24) следует:

$$S(E) \approx 0,73\sqrt{E}, \quad \int_0^E S(E) dE \approx 0,5E^{2/3}, \quad (2.25)$$

т.е. спектр медленно спадает при малых энергиях. Например, при энергии $E = 0,1 \text{ МэВ}$ $S(E) = 0,2$, что незначительно отличается от максимума. Однако интеграл от функции $S(E)$ до этой границы равен 0,015, т.е. только 1,5% всех нейтронов имеют меньшую энергию;

при $E \gg \tilde{T}$

$$\int_0^E S(E) dE \cong 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{E}{\tilde{T}}} \left(1 + \frac{\tilde{T}}{2E} \right) \exp\left(-\frac{E}{\tilde{T}}\right). \quad (2.26)$$

Энергетический диапазон мгновенных нейтронов простирается до 10–18 МэВ, но число нейтронов столь больших энергий невелико.

2.3.3. Спектр мгновенных нейтронов деления в шкале летаргии

Вместо энергии полезно ввести новую безразмерную переменную – летаргию u , которая определяется дифференциалом [4]:

$$du = -d(\ln E) = -\frac{dE}{E}. \quad (2.27)$$

Если произвольно выбрать достаточно высокое значение E_R , то летаргию можно записать в интегральной форме

$$u = \ln \frac{E_R}{E}. \quad (2.28)$$

Энергию E_R принимают в американской практике, равной 10 МэВ, поскольку лишь незначительное число нейтронов деления обладают такой энергией. В отечественной практике считается более удобным в качестве этого значения принимать среднюю энергию спектра $E_R = E_0 = 2$ МэВ. Обратное соотношение:

$$E = E_R \exp(-u). \quad (2.29)$$

Теперь можно записать распределение потока нейтронов как функцию летаргии u . Поток $S(u)$, приходящийся на единицу интервала летаргии при u , выбирается так, что поток в некоторой бесконечно малой области du есть $S(u)du$. Число нейтронов не зависит от используемых переменных, поэтому

$$S(u)du = -S(E)dE,$$

где отрицательный знак учитывает уменьшения E при возрастании u . Используя соотношение (2.27), связывающее u и E , получаем:

$$S(u) = E \cdot S(E). \quad (2.30)$$

Таким образом, спектр мгновенных нейтронов (2.21) в шкале летаргии при $E_R = E_0 = 2 \text{ МэВ}$ будет иметь вид:

$$S(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi} \tilde{T}^3} [2 \cdot \exp(-u)]^{3/2} \exp\left[-\frac{2 \exp(-u)}{\tilde{T}}\right]. \quad (2.31)$$

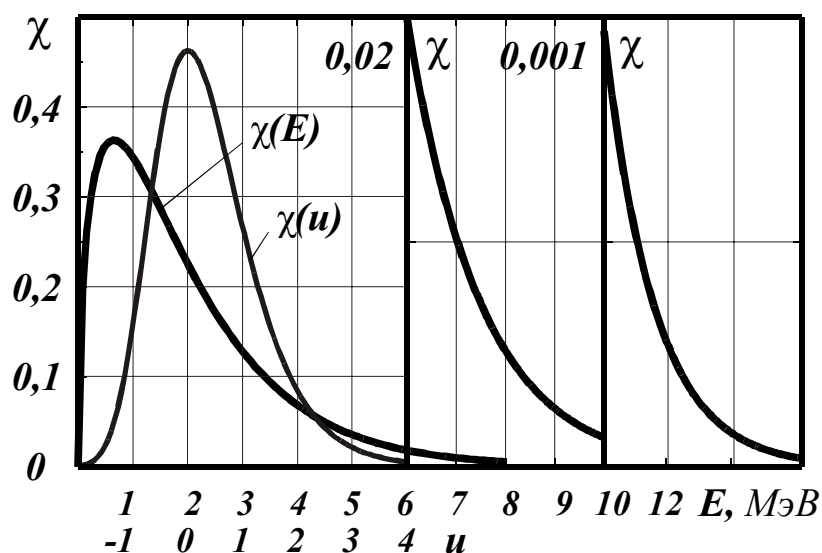


Рис. 2.4. Спектр нейтронов деления в энергетической шкале и в шкале летаргии (при $E=6 \text{ МэВ}$ и $E=10 \text{ МэВ}$ масштаб по оси ординат увеличен, а по оси абсцисс уменьшен)

На рис. 2.4 представлен спектр мгновенных нейтронов деления в энергетической шкале и в шкале летаргии. Следует отметить [5], что доля нейтронов с энергией $E > 1 \text{ МэВ}$ приблизительно равна 70%, а это означает, что около 30% возникающих мгновенных нейтронов не могут вызвать деление порогово-делящихся четно-четных ядер. В этом состоит одна из причин невозможности осуществления цепной реакции на четно-четных ядрах.

2.3.4. Спектр Уатта и его уточнение

Для описания спектра мгновенных нейтронов используются различные аппроксимации, из которых наиболее употребительной является формула Уатта:

$$S(E) = C \exp(-E) sh(\sqrt{2E}), \quad (2.32)$$

где $C = \sqrt{2/(\pi e)} = 0,4839$ и определяется по условиям нормировки. Анализ экспериментальных данных [3] позволил ввести поправочный множитель к формуле Уатта (2.32)

$$S(E) = C \exp(-E) sh(\sqrt{2E}) f(E), \quad (2.33)$$

где

$$f(E) = \begin{cases} 0,913 + 0,75E & 0,01 < E < 0,25; \\ 0,944 + 0,06E^{-0,608} & 0,25 < E < 10; \\ 2,94 \exp(-11,3/E) & 10 < E < 18. \end{cases}$$

Множитель отличается от единицы на 5–10%, за исключением области больших энергий, где отклонение более значительны и составляют 40÷50%.

2.3.5. Спектр замедляющихся нейтронов – спектр Ферми

В общем случае спектр замедляющихся нейтронов можно найти из *стационарного уравнения замедления в многокомпонентной среде*, которое для моноэнергетического источника нейтронов в единице объема и в интервале летаргии du можно записать в виде [7,9]:

$$F(u) = \sum_l \int_0^u F_{sl}(u') \frac{\exp[-(u-u')]}{1-\alpha_l} du' + \delta(u), \quad (2.34)$$

где $F(u) = \Sigma(u)\Phi(u)$ – полное число взаимодействий нейтронов в данном фазовом объеме; $F_{sl}(u) = \Sigma_{sl}(u)\Phi(u)$ – число упругих взаимодействий ней-

тронов на ядрах l -итого компонента среды; $\exp[-(\mathbf{u} - \mathbf{u}')] / (1 - \alpha_l)$ – функция распределения нейтронов по энергии упруго рассеянных нейтронов на l -итом компоненте; $\alpha_l = (A_l - 1)^2 / (A_l + 1)^2$ – ступенька замедления в энергетической шкале; $\delta(\mathbf{u})$ – дельта-функция Дирака.

Решение уравнения (2.34) для однокомпонентной непоглощающей среды с $A = 1$ имеет вид:

$$F_s(\mathbf{u}) = \Sigma_s(\mathbf{u})\Phi(\mathbf{u}) = 1 \quad \text{при } \mathbf{u} \geq 0,$$

откуда следует выражение для спектра замедляющихся нейтронов

$$\Phi(\mathbf{u}) = \frac{1}{\Sigma_s(\mathbf{u})}, \quad \Phi(E) = \frac{1}{E\Sigma_s(E)} \sim \frac{1}{E}. \quad (2.35)$$

Эта задача была впервые решена в 1935 году Э. Ферми, поэтому данный спектр называют *спектром замедления Ферми на водороде*.

В случае тяжелого однокомпонентного замедлителя ($A > 1$) спектр устанавливается не сразу, а асимптотически при $\mathbf{u} \geq 3q$

$$F_{u \geq q}^{as} \cong \frac{1}{\zeta_l}, \quad \Phi(\mathbf{u}) = \frac{1}{\zeta_l \Sigma_{ls}(\mathbf{u})}, \quad \Phi(E) = \frac{1}{E\zeta_l \Sigma_{ls}(E)}, \quad (2.36)$$

где $q = 1/\alpha_l$ – есть ступенька замедления в шкале летаргии; а величина *среднелогарифмической потери энергии за одно соударение* определяется выражением:

$$\zeta_l = 1 - \frac{\alpha_l q_l}{1 - \alpha_l} \approx \frac{2}{A_l + 2/3}. \quad (2.37)$$

Спектр (2.36) называют *асимптотическим* или *спектром Ферми для тяжелого однокомпонентного не поглощающего замедлителя*.

Решение уравнения замедления (2.34) в самом общем случае можно представить в виде:

$$F \cong \frac{\varphi(\mathbf{u})}{\zeta}, \quad \Phi(\mathbf{u}) = \frac{\varphi(\mathbf{u})}{\zeta \Sigma(\mathbf{u})}. \quad (2.38)$$

Здесь $\bar{\zeta}$ – имеет смысл среднелогарифмической потери энергии в смеси, $\Sigma(\mathbf{u})$ – полное макроскопическое сечение взаимодействия нейтрона на ядрах среды, а $\varphi(\mathbf{u})$ – вероятность избежать захвата на интервале замедления $[0, \mathbf{u}]$.

На рис. 2.5 показаны спектры замедляющихся нейтронов в легкой H_2O , тяжелой воде D_2O и на углероде C , образующихся в результате

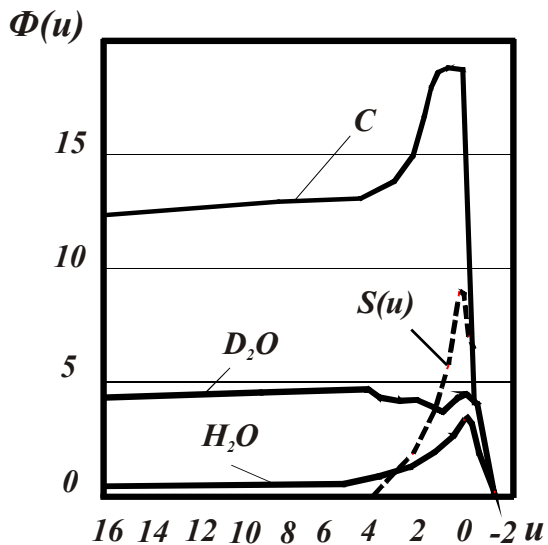


Рис. 2.5. Спектр нейтронов при делении ^{235}U в средах с разными замедлителями (штриховая линия - спектр нейтронов деления)

деления ^{235}U [3]. Спектры получены в результате численного решения многогрупповых уравнений (25 групп на весь интервал летаргии). В каждом из этих случаев количество ^{235}U подобрано так, чтобы параметр жесткости нейтронного спектра γ , определялся значением характерным для реакторов на тепловых нейтронах

$$\gamma = \frac{\Sigma_a(E_T)}{\zeta \Sigma_s} \ll 1 \quad (2.39)$$

и приблизительно равным $\gamma \approx 0,05$. Из рисунка видно, что в обычной воде спектр нейтронов при $u < 4$ повторяет спектр нейтронов деления, а при $u \approx 4 - 5$ переходит в спектр Ферми. Абсолютное значение потока в асимптотической области обратно пропорционально замедляющейся способности $\zeta \Sigma_s$, как это и следует из уравнения (2.38). Нормировка спектров проведена на одинаковую мощность источника. Незначительные отклонения от прямых линий при летаргии $u > 5$ связаны с поглощением нейтронов. Отличия в спектрах при больших энергиях связаны не только с разным массовым числом замедлителей, но и различным характером Σ_s от энергии.

2.3.6. Энергетическое распределение тепловых нейтронов – спектр Максвелла

После некоторого числа столкновений нейтроны достигают тепловой области, энергия в которой сравнима с энергией атомов замедлителя. В процессе последующей диффузии нейтроны могут, как получать, так и отдавать энергию. Их энергия определяется тепловым движением атомов замедлителя при абсолютной температуре T . Распределение тепловых нейтронов по скоростям v в случае слабого поглощения довольно точно описывается формулой Максвелла для газов (2.17). Это распределение показано на рис. 2.6.

Средняя и наиболее вероятная скорости тепловых нейтронов определяются по общим правилам и равны:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}, \quad v_p = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (2.40)$$

Очевидно, в данном спектре всегда будет сохраняться соотношение между этими скоростями

$$\frac{\bar{v}}{v_p} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} = 1,128.$$

Значение энергии, соответствующее наиболее вероятной скорости (2.40) часто обозначают как

$$E_T = \frac{m \cdot v_p^2}{2} = kT. \quad (2.41)$$

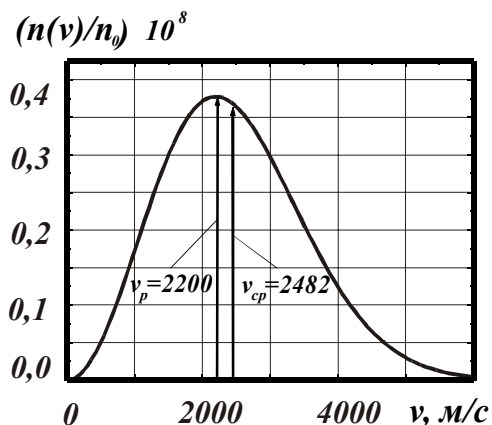


Рис. 2.6. Максвелловское распределение тепловых нейтронов по скоростям в среде при температуре $T=20^\circ\text{C}$

По аналогии с эффективной температурой \tilde{T} будем называть E_T – эффективной энергией. Для нейтронов, находящихся в равновесии со средой при комнатной температуре 293K численные значения этих скоростей представлены на рис. 2.6.

Распределение потока нейтронов по энергиям аналогично (2.21) и дается соотношением [8]:

$$\Phi(E) = \Phi \frac{E}{E_T^2} \exp\left(-\frac{E}{E_T}\right). \quad (2.42)$$

Спектр нормирован на полную плотность нейтронов, т.е.

$$\int_0^{\infty} \Phi(E) dE = \Phi.$$

Обратим внимание на два весьма важных момента. На рис. 2.7 показано, что в случае пренебрежимо малого поглощения нейтронов с повышением температуры среды с $T = 293,6K$ до $T = 573,6K$ неравномерность в распределении $\Phi(E)$ существенно уменьшается.

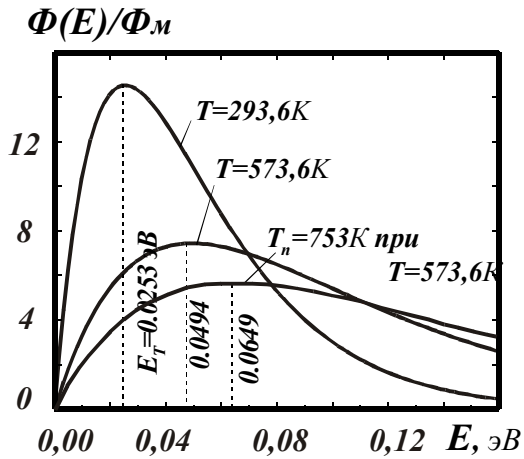


Рис. 2.7. Изменение распределения относительной плотности потока нейтронов в зависимости от температуры среды и T_n

более высокой температурой – температурой нейтронного газа T_n . В первом приближении температуру нейтронного газа в гомогенной среде можно принять в виде [9]

$$T_n = T \left[1 + 1,8 \frac{\Sigma_a(kT)}{\zeta \Sigma_s} \right], \quad (2.43)$$

где $\Sigma_a(kT)$ – сечение поглощения, взятое при эффективной энергии $E_T = kT$; $\zeta \Sigma_s$ – замедляющая способность среды при энергии 1 эВ.

Приведем замечание, сделанное в работе [3] относительно $E_T = kT$. При больших энергиях по сравнению с E_T спектр Максвелла

Кроме того, учет поглощения в реакторах приводит к тому, что спектр нейтронов будет отличаться от максвелловского. При этом [3], поскольку нейтроны приходят в тепловую область, замедляясь, а медленные нейтроны более интенсивно поглощаются, то быстрых нейтронов будет больше, чем по распределению Максвелла, а холодных меньше. Тем не менее, если поглощение не очень сильное, то спектр можно приближенно описать максвелловским, но с

должен переходить в спектр Ферми. Поэтому E_T не является ни средней энергией по всему спектру нейтронов (так средняя энергия по спектру Ферми близка к энергии нейтронов деления и не имеет никакого отношения к тепловой группе), ни средней энергией по тепловой группе, поскольку верхняя граница тепловой группы обычно проводится так, что захватывается часть спектра Ферми и переходная область между максвелловским и фермиевским распределениями. Величина E_T является просто удобным параметром для описания спектра, который переходит в температуру при достаточно малом поглощении. Это дает основания называть E_T для краткости *температурой нейтронов*.

2.3.7. Спектры запаздывающих нейтронов

Число запаздывающих нейтронов мало по сравнению с числом мгновенных нейтронов деления. Однако роль их в управлении цепной реакцией деления огромна.

Обратим внимание на тот факт [3], что *относительное количество запаздывающих нейтронов – выход запаздывающих нейтронов* – β %, возникающих при делении ^{233}U ($\beta = 0,266$ %) и ^{239}Pu ($\beta = 0,217$ %), существенно меньше, чем при делении ^{235}U ($\beta = 0,682$ %), а при делении ^{232}Th ($\beta = 2,28$ %) и ^{238}U ($\beta = 1,61$ %), наоборот больше. Это обстоятельство необходимо учитывать при рассмотрении реактора, топливо которого изменяется и по своему составу со временем.

Средняя энергия запаздывающих нейтронов $-0,490 \pm 0,10$ МэВ, что заметно меньше, чем средняя энергия мгновенных нейтронов. Спектр имеет сложный характер с большим числом максимумов, как, например, для ^{235}U на рис. 2.8. В Приложении к главе 2 табл. 2П.3 и 2П.4 представлены результаты измерений спектров запаздывающих нейтронов разных авторов [6]. Для удобства сопоставления и использования в 26-групповом методе расчета, нейтроны сгруппированы по энергетическим группам 4-10. Каждый спектр нормирован к 1000 по области измерения энергии.

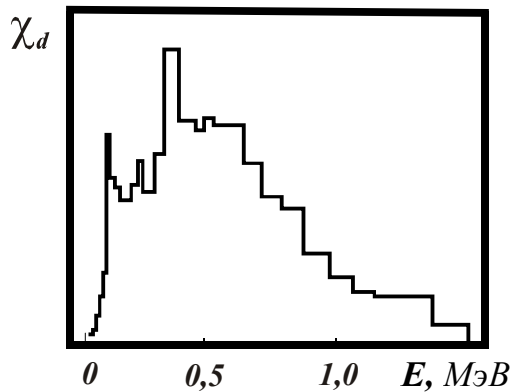


Рис. 2.8. Спектр запаздывающих нейтронов при делении ^{235}U тепловыми нейтронами

Если в реакторе присутствует тяжелая вода или бериллий, то возникает дополнительный источник запаздывающих нейтронов в результате действия γ -квантов продуктов деления. Порог (γ, n) -реакции для D равен 2,226 МэВ, а для ^9Be – 1,666 МэВ.

2.3.8. Измерение энергетических спектров нейтронов

В практике реакторной спектрометрии нашли применение методы, различающиеся по точности, эффективности, энергетическому диапазону и т.д. и, наконец, затратам на создание соответствующих устройств и средств обработки экспериментальных данных [12].

Экспериментальные методы измерения спектров нейтронов условно можно разбить на два типа: дифференциальные, в которых получают спектр в виде непрерывной функции, и методы, основанные на измерении некоторых средних спектральных характеристик. Очевидно, что эксперименты первого типа более информативные, но, как правило, более дорогостоящие, громоздкие, сильнее искажающие поток нейтронов.

Наиболее «прямой» и точный метод – *метод времени пролета*. Суть метода заключается в измерении времени пролета нейтроном некоторого фиксированного расстояния – *пролетной базы*, откуда легко рассчитать скорость и энергию нейтрона.

Точность измерения времени пролета зависит от точности фиксации моментов начала и конца движения нейтрона вдоль пролетной базы. Для лучшей фиксации времени начала движения нейтронов установка должна работать в импульсном режиме, который создается либо «впрыскиванием» в подкритический реактор коротких импульсов нейтронов от внешнего источника периодического действия, либо перекрытием непрерывного пучка нейтронов и критического реактора непрозрачным затвором. Последний способ применим только для нейтронов малых энергий (тепловых и надтепловых), так как, во-первых, не существует материалов, эффективно поглощающих быстрые нейтроны, и, во-вторых, механический затвор не способен обеспечить малое значение импульса. Частоту следования

нейтронных вспышек выбирают таким образом, чтобы самые медленные нейтроны успевали долетать до детектора раньше, чем в него попадут быстрые нейтроны от следующей вспышки. Одновременно с началом нейтронной вспышки запускается временной анализатор, на вход которого затем начинают поступать сигналы от детектора нейтронов.

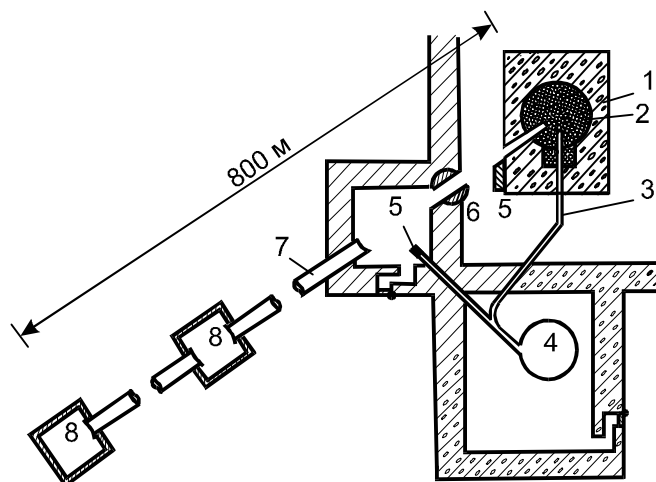


Рис. 2.9. Схема комплекса БФС – микротрон:

1 – реактор БФС в бетонной защите; 2 – внутренняя мишень; 3 – электроновод; 4 – микротрон; 5 – внешняя мишень для проведения экспериментов без реактора; 6 – шиберы, перекрывающие поток нейтронов при раздельной работе реактора и микротрона; 7 – вакуумная труба пролетной базы; 8 – камеры для размещения детекторов нейтронов

На рис. 2.9 показана система комплекса БФС (большой физический стенд) – микротрон Физико-энергетического института в г. Обнинске. Пучок электронов из импульсного ускорителя – микротрона 4 направляется на урановую или свинцовую мишень 2, расположенную вблизи границы активной зоны реактора 1, собранной из труб диаметром 5 см и высотой 200 см. В трубы загружаются реакторные материалы. Выводной нейтронный канал имеет размер $10 \times 10 \text{ см}^2$. Нейтроновод представляет собой стальную вакуумированную трубу пролетной базы 7, диаметр которой меняется от 50 до 100 см. Детекторы – гелиевые счетчики в замедлителе – располагают в камерах 8 на расстоянии 53, 230 и 760 м от центра реактора. Энергия электронов в пучке 29 МэВ, что соответствует среднему выходу до 10^{11} нейтрон/с при токе в импульсе 10 мА и частоте 50 Гц. Длительность импульса 2 мкс. Спектр нейтронов из мишени мало отличается от спектра нейтронов деления.

Во многих реакторных лабораториях созданы подобные установки. Однако это не только самый дорогой метод, к тому же он не позво-

ляет проводить измерения внутри реактора без нарушения его конструкции и обладает малой эффективностью.

Ведущее место в реакторной спектроскопии занимают методы, основанные на регистрации протонов отдачи. Суть *метода протонов отдачи* состоит в следующем. При упругом рассеянии быстрых нейтронов на водороде возникают протоны отдачи, энергия которых E_p однозначно связана с начальной энергией нейтрона E и углом между траекториями движения нейтрона до рассеяния и траекторией протона: $E_p = E \cdot \cos^2 \varphi$. Следовательно, измеряя энергию протона и угол φ можно определить E . В практике реакторной спектроскопии наибольшее применение нашел интегральный метод, в котором фиксируется только энергия рассеянного протона. В этом случае энергетический спектр протонов отдачи описывается прямоугольным равновероятным распределением в интервале энергий протона от нуля до энергии нейтрона. Высота этого распределения пропорциональна значению сечения реакции $\sigma_{n,p}$. При таких условиях связь между изучаемым спектром нейтронов $\varphi(E)$ и спектром протонов отдачи $N(E_p)$ выражается интегральным соотношением:

$$N(E_p) = \int_{E_p}^{\infty} \varphi(E) \varepsilon(E) \frac{dE}{E}, \quad (2.44)$$

где эффективность детектора $\varepsilon(E)$ принята прямо пропорциональной $\sigma_{n,p}$. На практике необходимо решать интегральное уравнение с гораздо более сложным ядром, специфичным для каждого конкретного типа детектора.

Данные методы получили широкое применение после разработки способов дискриминации γ -квантов по форме импульса, что позволило расширить динамический диапазон спектрометров данного типа до 0,001–10 МэВ. Из достоинств этих методов нужно отметить высокую эффективность и возможность проведения внутриреакторных измерений на критических сборках; из недостатков – сложность обработки получаемой в эксперименте информации.

Активационные методы не имеют конкурентов при измерениях спектров в активных зонах ядерных реакторов, поскольку позволяют получить информацию о спектре нейтронов в чрезвычайно широком диапазоне потоков нейтронов $\sim 10^3 - 10^{15}$ нейтрон/(см²с) и их энергий (от те-

пловых энергий до десятков $MэВ$). Кроме того, они нашли широкие приложения в задачах определения последствий облучения нейтронами различных материалов. Методическое руководство к изучению радиометрии нейтронных полей активационным методом дается в работе [11]. Все измерения с помощью активационных детекторов основаны на определении активности, наведенной нейтронами в веществе детектора, выполненного в виде фольги. Наиболее часто наведенную активность измеряют с помощью полупроводниковых или сцинтилляционных гамма-спектрометров, поскольку почти все ядерные реакции, используемые в активационном методе, приводят к образованию гамма-квантов.

Если предположить, что толщина детектора мала, т.е. захватывается лишь малая часть проходящих через него нейтронов и потому активируется малая доля ядер детектора, то наведенная активность A связана со спектром $\varphi(E)$ и сечением активации $\Sigma_a(E)$ выражением:

$$A = f(t) \int_0^{\infty} \varphi(E) \Sigma_a(E) dE, \quad (2.45)$$

где $f(t)$ – функция, учитывающая временные условия проведения измерений (время экспозиции, время выдержки, время счета). Обычно постоянная распада активных ядер λ хорошо известна и вычисление временной функции не представляет затруднений.

Для этого метода характерно высокое пространственное разрешение. Основной недостаток метода – сложная и неоднозначная процедура восстановления спектра нейтронов, которая позволяет сделать оценку спектра лишь в широких энергетических группах.

Следует подчеркнуть, что погрешность измерения спектров разными методами определяется в настоящее время не только состоянием экспериментальной техники, но и уровнем развития математических методов обработки и интерпретации экспериментальных данных.

§2.4. Классификация реакторов по спектру нейтронов, вызывающих деление

Спектр первичных нейтронов, вызывающих деление, один из наиболее существенных физических признаков классификации ядерных реакторов.

Будем полагать, что спектры первичных нейтронов, вызывающих деление, можно описать уравнениями (2.21) или (2.31) с разной эффективной температурой \tilde{T} . Для удобства отнормируем спектры к максимальному значению. Примем в качестве исходного спектр мгновенных нейтронов деления (кривая 1 на рис. 2.10), Последний незначительно зависит от энергии первичного нейтрона и имеет, как известно, среднюю энергию нейтронов деления, равную $\bar{E} \approx E_0 \approx 2 \text{ МэВ}$, которая для основных делящихся нуклидов [3] отличается не более 4%.

Представим реактор, состоящий из одного только топлива. В таком реакторе нейтрон или сразу же поглотится при столкновении с ядром топлива или испытает одно-два соударения до поглощения. Очевидно, замедление нейтрона до момента его поглощения будет невелико и поэтому спектр первичных нейтронов, вызывающих деление, будет незначительно отличаться в сторону замедления от спектра нейтронов деления (кривая 2). Средняя энергия нейтронов составит, $\bar{E} \approx 1 \text{ МэВ}$ и такой спектр называют *жестким*.

В энергетических реакторах на быстрых нейтронах для обеспечения отвода большого количества тепла активная зона помимо топлива с разбавителями должна включать теплоноситель, конструкционные материалы. Кроме того, может присутствовать *ядерное сырье* – ^{238}U , ^{232}Th , т.е. порогово-делящиеся материалы, служащие материнским нуклидом для воспроизводства нового ядерного горючего.

В таких реакторах спектр первичных нейтронов, вызывающих деление смягчен присутствием этих разбавителей (кривая 3) и если средняя энергия спектра находится в пределах $10 \leq \bar{E} \leq 100 \text{ кэВ}$, то такие реакторы называют *реакторами на быстрых нейтронах*.

Увеличение доли разбавителей и особенно добавка замедлителя с малым атомным весом, большим сечением упругого рассеяния и малым сечением поглощения еще сильнее сдвигает спектр в сторону низких энергий. Если при этом средняя энергия нейтронов будет лежать в интервале $1 \text{ эВ} \leq \bar{E} \leq 10 \text{ кэВ}$, то такие реакторы будут называться *реакторами на промежуточных нейтронах*. Примером такого спектра служит кривая 4 на рис. 2.10.

Дальнейшее увеличение доли замедлителя сдвигает спектр нейтронов, вызывающих деление, до предела – до температуры нейтронного газа, находящегося в термодинамическом равновесии со средой.

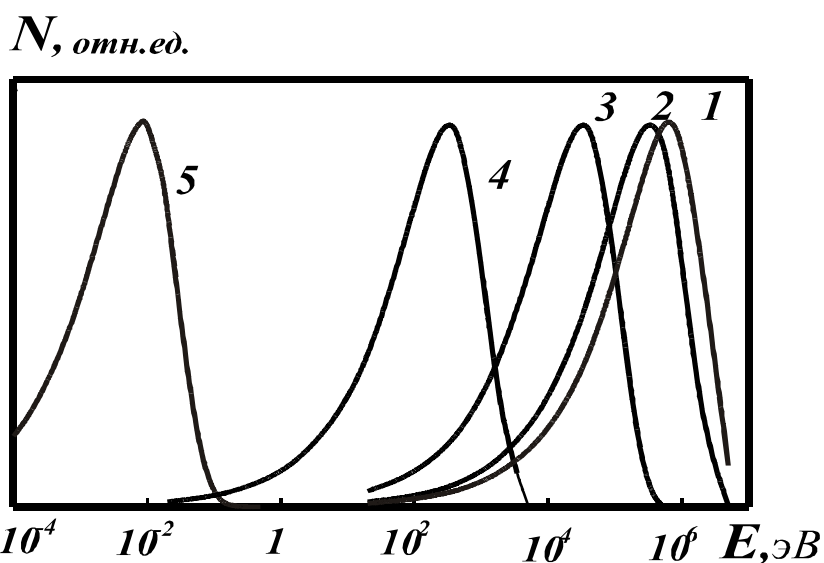


Рис. 2.10. Спектры первичных нейтронов, вызывающих деление:

1 – вторичных нейтронов деления ($\bar{E} = 2 \text{ МэВ}$); 2 – жесткий спектр реактора на быстрых нейтронах ($\bar{E} = 1 \text{ МэВ}$); 3 – мягкий спектр реактора на быстрых нейтронах ($\bar{E} = 100 \text{ кэВ}$); 4 – спектр реактора на промежуточных нейтронах ($\bar{E} = 1 \text{ кэВ}$); 5 – спектр реактора на тепловых нейтронах ($\bar{E} = 0,0253 \text{ эВ}$)

Термин «термодинамическое равновесие» в данном случае не совсем точен, так как нейтроны, в отличие от молекул, могут захватываться ядрами среды [7]. Однако этот захват происходит в мягкой области спектра, где зависимость сечений поглощения подчиняется закону $1/v$, и компенсируется потоком замедляющихся нейтронов – потоком замедления. В результате взаимодействия с ядрами среды, имеющими тепловые энергии, формируется «квазимаксвелловское распределение» нейтронов (происходит так называемая *термализация* нейтронов) с температурой ненамного превышающей температуру среды. Поэтому средняя энергия нейтронов, вызывающих деление, имеет порядок $kT_{нз}$ и определяет тот предел, ниже которого средняя энергия нейтрона не может смещаться с увеличением разбавления ядерного горючего замедлителем (кривая 5).

Реакторы, в которых средняя энергия первичных нейтронов, вызывающих деление удовлетворяет условию $\bar{E} \sim kT_{нз}$, называются *реакторами на тепловых нейтронах*.

§2.5. Спектры нейтронов энергетических реакторов

2.5.1. Особенности спектров реакторов на быстрых нейтронах

Максимум в энергетических спектрах большинства быстрых реакторов лежит в области 200 кэВ . Однако спектры значительно отличаются, особенно в низкоэнергетической части, из-за конкретной композиции реактора [9].

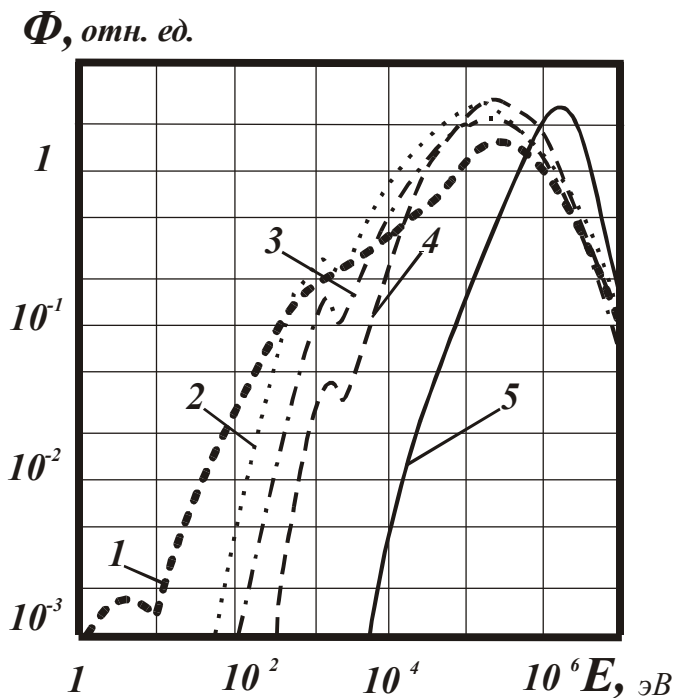


Рис. 2.11. Типичные спектры нейтронов в быстрых реакторах мощностью 1000 МВт (эл.): 1 – оксидное топливо, теплоноситель – пар; 2 – оксидное топливо, теплоноситель – натрий; 3 – карбидное топливо, теплоноситель – натрий; 4 – металлическое топливо, теплоноситель – натрий; 5 – спектр нейтронов деления

На рис. 2.11 сравниваются спектры нейтронов для нескольких проектов быстрых реакторов. Видно, что *присутствие ядер кислорода или углерода приводит к заметному смягчению спектра* по сравнению со спектром реактора с металлическим топливом. Этот эффект в оксидном топливе оказывается более заметным по сравнению с карбидным из-за большей плотности ядер кислорода: на один атом металла приходится два атома кислорода в оксидном топливе против одного атома углерода в карбидном. Наибольший эффект – замедление на ядрах водорода при переходе от натриевого охлаждения к паровому. Провал в спектрах в области около 3 кэВ обусловлен натриевым резонансом с большим сечением рассеяния нейтронов.

Спектры нейтронов в быстрых реакторах с гелиевым охлаждением оказываются более жесткими, чем в случае натриевого охлаждения [12].

На рис. 2.12 показано 12-групповое представление спектров нейтронов для трех областей гомогенного реактора. Видно, что в пределах активной зоны спектры подобны, но при переходе к зоне воспроизводства наблюдается заметное смягчение спектра. В случае гетерогенного реактора с внутренней зоной воспроизводства пространственные изменения спектров гораздо сильнее.

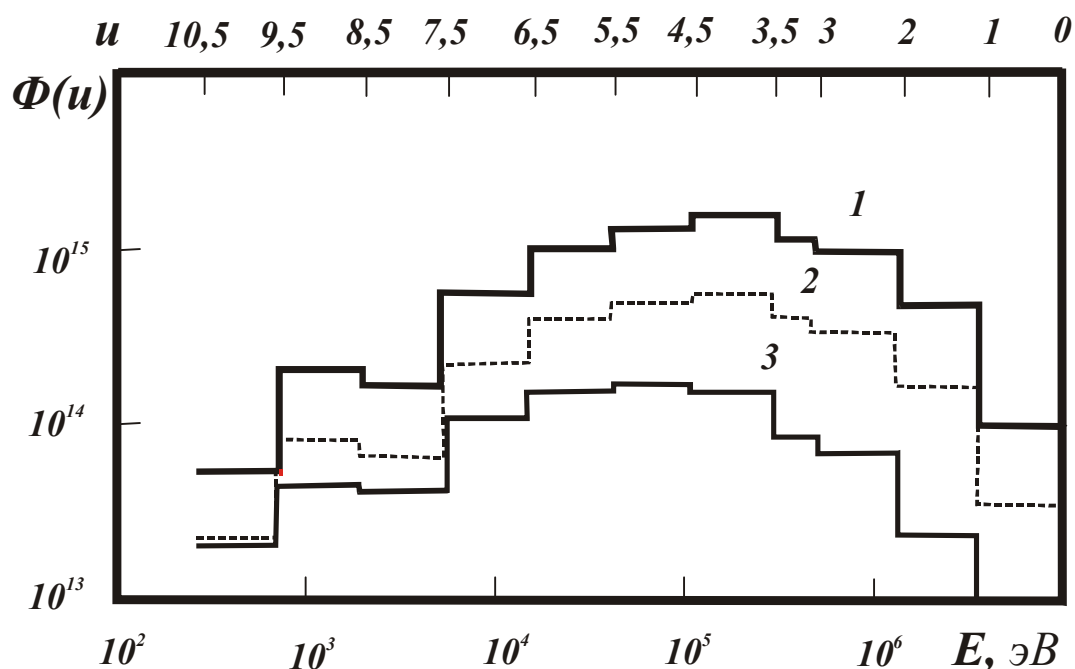


Рис. 2.12. Спектр нейтронов в реакторе на быстрых нейтронах с гомогенной активной зоной электрической мощностью 1200 МВт: 1 – в центре активной зоны; 2 – на границе активной зоны и боковой зоны воспроизводства; 3 – в середине боковой зоны воспроизводства, в центральной плоскости

Фермиевский спектр замедления $1/E$ в координатах графика на рис. 2.11 должен иметь вид горизонтальных прямых. Как видно из рисунка [12], спектр реактора с оксидным топливом в области от 10 кэВ до 1 МэВ приближается к спектру Ферми, несмотря на заметное поглощение нейтронов в этой области. Ниже 10 кэВ потоки нейтронов быстро спадают. Таким образом, характер спектров в быстрых и тепловых реакторах сильно отличается. В активной зоне быстрого реактора ни один нейтрон не попадает в область тепловых энергий. Отметим также, что при переходе от оксидного топлива к карбидному и металлическому область спектра, которую можно аппроксимировать фермиевским спектром, становится уже. Выше 1 МэВ спектры по своей форме приближаются к спектру нейтронов деления.

2.5.2. Действующие спектры реакторов на быстрых нейтронах

В реакторах с большим содержанием в активной зоне замедлителя для замедляемых нейтронов справедливо соотношение $\zeta \Sigma_s > \Sigma_c$, т.е. замедляющая способность превосходит макросечение радиационного захвата. Поэтому спектр замедляющихся нейтронов определяется упругим рассеянием и выражается приближенно законом $1/E$.

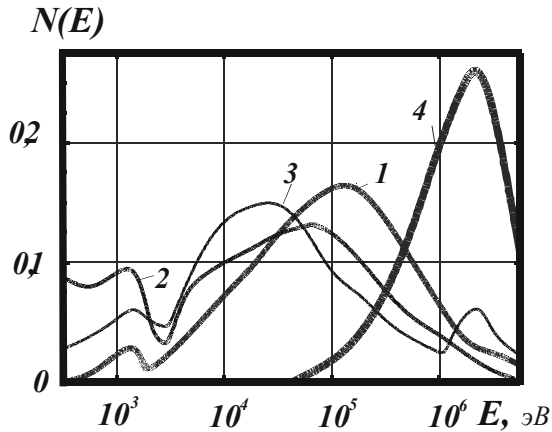


Рис. 2.13. Спектры нейтронов в центре активной зоны реактора типа БН - 350: 1—спектр нейтронов $N(E)$; 2—действующий спектр поглощения ^{235}U ; 3—тоже для ^{238}U ; 4—спектр нейтронов деления

В активной зоне реактора на быстрых нейтронах указанное неравенство несправедливо, за исключением, может быть, высокоэнергетической части спектра, где велико неупругое рассеяние [13]. В формировании спектра существенную роль играет поглощение нейтронов, и закон $1/E$ не выполняется. Распределение актов взаимодействия нейтронов с ядрами тяжелых элементов определяется не только спектром нейтронов вызывающих деление $N(E)$, но также и зависимостью сечений от энергии и это произведение $\Phi(E)\Sigma_{am}(E)$ называют

действующим спектром поглощения m-го элемента.

На рис. 2.13 показаны действующие спектры поглощения ^{235}U и ^{238}U в реакторе типа БН-350. Видно, что он мягче, чем спектр нейтронов $N(E)$.

К количественным характеристикам действующего спектра можно отнести *среднюю энергию соответствующего процесса взаимодействия:*

$$\bar{E}_\Sigma = \frac{\int E \Phi(E) \Sigma(E) dE}{\int \Phi(E) \Sigma(E) dE}, \quad (2.46)$$

медианную энергию соответствующего процесса взаимодействия, которая определяется из условия

$$\int_0^{\bar{E}_\Sigma} \Phi(E) \Sigma(E) dE = \int_{\bar{E}_\Sigma}^0 \Phi(E) \Sigma(E) dE. \quad (2.47)$$

Некоторые характеристики действующего спектра нейтронов в активной зоне реактора БН-350 приведены в Приложении к главе 2 табл. П2. 2

Кроме этих характеристик применяют *среднее сечение деления* $^{238}\text{U} - \bar{\sigma}_{f,8}$ и *отношение средних сечений радиационного захвата и деления* $^{235}\text{U} - \bar{\sigma}_{c,5}/\bar{\sigma}_{f,5}$. Чем больше первая из них и меньше вторая характеристика, тем более жестким будет спектр. Усреднение здесь проводится по энергии, поэтому данные характеристики спектра являются *локальными характеристиками спектра* и зависят от места измерения. На рис. 2.14 видно, что на периферии активной зоны спектр заметно жестче, в боковой зоне производства – мягче, чем в центре активной зоны.

Спектр нейтронов, устанавливающийся в быстром реакторе, зависит от его состава и геометрии. В отличие от реакторов на тепловых нейтронах этот спектр нельзя полностью выразить с помощью одной-двух величин (например, «температуры нейтронного газа»). Он является весьма сложным и поэтому обычно используется многогрупповое его описание по энергии. Только в частном случае сравнительно большого реактора с незначительно изменяющимся составом зоны можно воспользоваться приближением с малым числом групп [13].

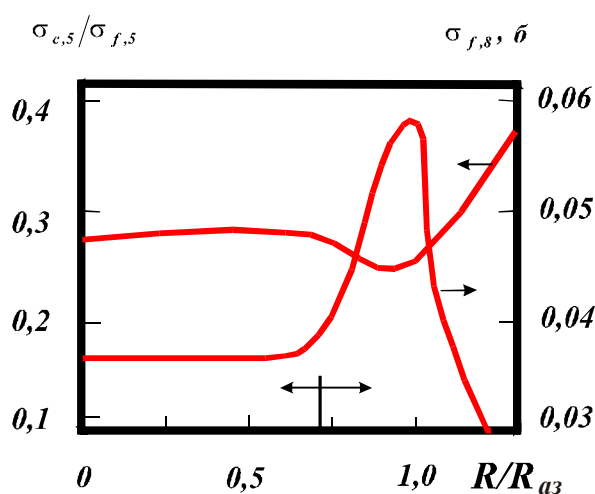


Рис. 2.14. Изменение усредненных сечений по радиусу реактора типа БН-350 (двойная стрелка отмечает границу зон с разным обогащением топлива)

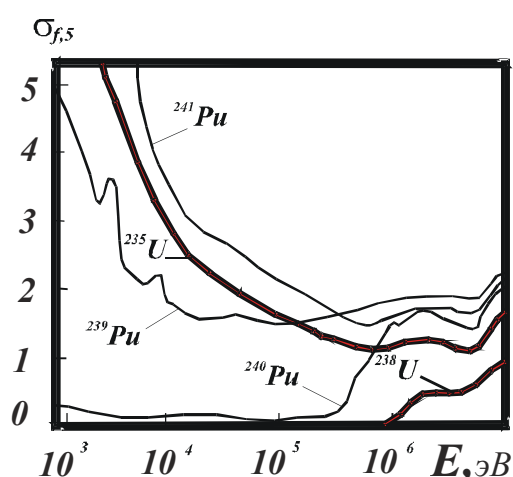


Рис. 2.15. Сечения деления тяжелых ядер в области быстрых энергий

Изменение состава активной зоны заметно изменяет спектр. В общем случае стараются сделать спектр в быстром реакторе как можно более жестким.

С одной стороны, ужесточение спектра – возрастание \bar{E} – приводит к улучшению баланса быстрых нейтронов по следующим причинам:

- не вызывает заметного уменьшения сечения деления $\bar{\sigma}_f$ у основного делящегося нуклида, может даже несколько возрасти у ^{239}Pu и способствует увеличению доли делений четно-четных нуклидов ^{240}Pu и ^{238}U (см. рис. 2.15);
- благодаря характеру изменения отношения сечений делящегося нуклида $\bar{\sigma}_{c,s}/\bar{\sigma}_{f,s}$ и увеличению среднего числа мгновенных нейтронов ν возрастает количество нейтронов на один акт поглощения в делящемся нуклиде;
- снижается среднее сечение поглощения неделящихся ядер.

С другой стороны, ужесточение спектра имеет и отрицательный фактор, который заключается в уменьшении по абсолютной величине доплеровского коэффициента реактивности из-за снижения числа нейтронов, достигающих при замедлении области резонансов ^{238}U . Это обстоятельство особо важное, так как данный коэффициент определяет устойчивость, регулируемость, надежность и безопасность ядерного реактора.

2.5.3. Спектры больших легководных реакторов

Физической особенностью таких реакторов является тесная решетка твэлов, что в первую очередь является следствием нейтронно-физических свойств воды. «Теснота» решетки (водо-урановое отношение $V_1/V_0 \approx 2$) в свою очередь приводит к появлению ряда особенностей спектра. На рис. 2.16 представлено распределение потока нейтронов $\Phi(u)$ для двух значений водо-уранового отношения $V_1/V_0 = 4$ и $V_1/V_0 = 1$, где выделены границы энергетических групп четырехгрупповой системы констант.

В области энергий быстрых нейтронов ($u < 7$) теснота решетки мало сказывается на характере кривых. В обоих случаях кривые распределения определяются, в основном, спектром нейтронов деления. Наблюдавшиеся в этой области максимумы объясняются резонансным характером кислорода.

В области энергий замедляющихся нейтронов при $V_1/V_0 = 1$ имеет место постепенное снижение $\Phi(u)$, что связано с поглощением нейтронов в топливе в процессе замедления. Для более разреженной решетки при $V_1/V_0 = 4$ спектр нейтронов остается практически постоянным, приближаясь к спектру Ферми.

Переход к более разреженной решетке в области энергий тепловых нейтронов приводит к смещению максимума на кривой распределения нейтронов в сторону больших энергий, а сам вид спектра существенно отличается от максвелловского. Данное ужесточение спектра наиболее сильно проявляется у реакторов с водой под давлением (ВВЭР).

Жесткость спектра характеризуют *кадмиевым индексом*

$$\delta^{25} = \frac{\int_{E_{Cd}}^{\infty} \Sigma_f^5(E) \Phi(E) dE}{\int_0^{E_{Cd}} \Sigma_f^5(E) \Phi(E) dE}, \quad (2.48)$$

где E_{Cd} — энергия «кадмиевой границы», т.е. энергии, выше которой фильтр из кадмия становится прозрачным для нейтронов [3]. Эта граница незначительно зависит от толщины фильтра, и чаще всего ее принимают равной $E_{Cd} = 0,5$ эВ. Заметим, что кадмиевая граница близка к условной границе пересечения спектров Максвелла и Ферми $E_{cm} \equiv E_{FP}$, но не равна ей. Поскольку сечение деления в среднем существенно уменьшается с ростом энергии, а поток нейтронов меняется приблизительно $\Phi(E)/E$, то в реакторах на тепловых нейтронах наибольшее значение имеет надтепловая область. Доля делений надтепловыми нейтронами зависит от топлива и тем больше, чем выше его обогащение и меньше шаг решетки. Для решетки по составу близкой к реальной (топливо UO_2 с обогащением 2,7%, $V_1/V_0 = 1,8$), индекс δ^{25} составляет примерно около 0,15. Это означает, что в тесных решетках относительно большая часть делений ядер вызывается надтепловыми нейтронами, что, несомненно, необходимо учитывать при проведении физических расчетов водо-водяных реакторов. Особенно большую роль процессы радиационного захвата и деления в области надтепловых нейтронов играют при больших выгораниях топлива, когда накапливается значительное количество ядер ^{239}Pu , имеющего значительные резонансы в этой области энергий (см. рис. 2.15).

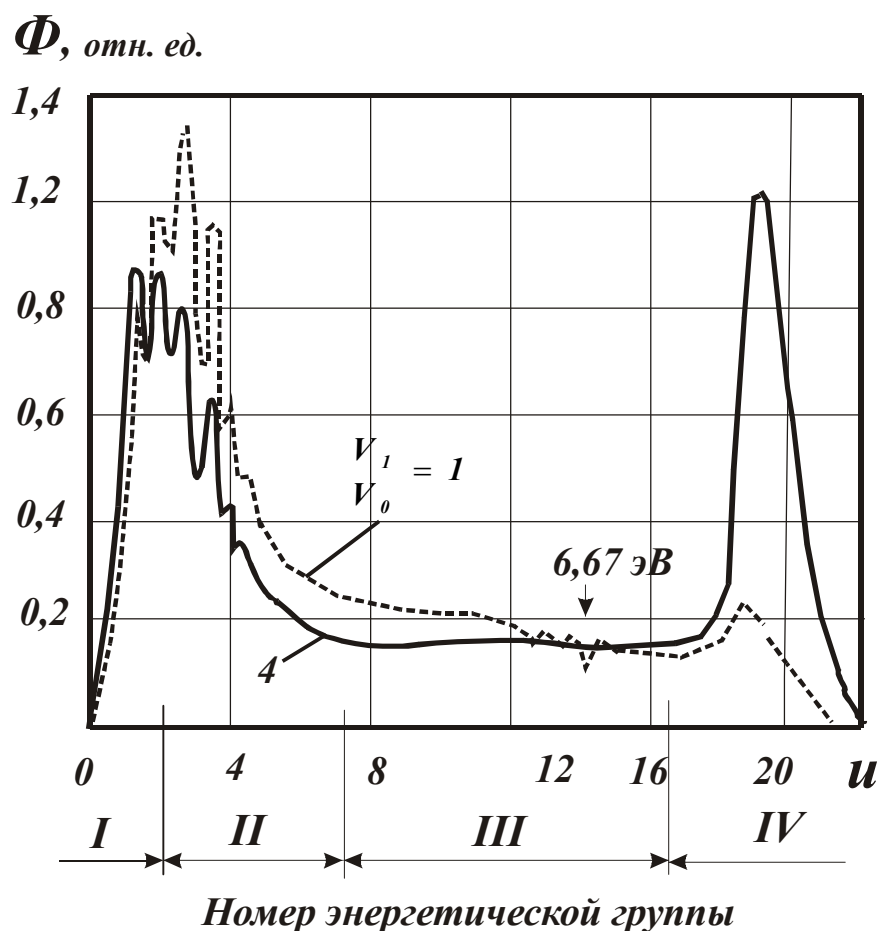


Рис. 2.16. Зависимость потока нейтронов от лётаргии в урано-водной решетке

В расчетах решеток реакторов ВВЭР широко используются мало-групповые методы расчета, в частности, четырехгрупповое приближение в применении к расчету эффективных параметров ячейки для различных состояний реактора. Нейтроны всех энергий в этой схеме делятся на группы следующим образом:

Номер группы	Диапазон энергий	Интервал лётаргий
1	$10 \text{ МэВ} \div 0,821 \text{ МэВ}$	$\Delta u = 2,5$
2	$821 \text{ кэВ} \div 5,53 \text{ кэВ}$	$\Delta u = 5,0$
3	$5530 \text{ эВ} \div 0,625 \text{ эВ}$	$\Delta u = 9,0884$
4	$0,625 \text{ эВ} \div 0$	∞

Ширина каждой энергетической группы выбрана такой, чтобы можно было не учитывать «проскоков» нейтронов через группу [9].

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

В соответствии с заданным вариантом (см. приложение к главе 2 табл. П2.5) требуется выполнить следующее:

1. Построить график спектра масс элемента по данным табл. П2.1, найти атомную массу элемента. Подготовить необходимые справочные данные [9,10,15,18] по зависимостям эффективных микроскопических сечений поглощения, деления и рассеяния от энергии и оформить их в виде графиков.

2. По экспериментальным данным работы [6], представленным в табл. П2.3, П2.4, построить либо графики равновесных спектров запаздывающих нейтронов $P1$, $P2$, либо график равновесного спектра по относительной интенсивности 6 групп запаздывающих нейтронов ($6P$). В обоих случаях сравнить с равновесным спектром $P3$ и подобрать аппроксимационные формулы.

3. В соответствие с заданной функцией спектра (табл. П2.6) аналитически:

- определить среднюю энергию \bar{E} и среднюю скорость \bar{v} нейтронов;
- найти наиболее вероятную энергию E_p и скорость v_p ;
- вычислить медианную энергию \tilde{E} и скорость \tilde{v} ;
- рассчитать долю нейтронов в спектре χ с заданным интервалом энергии.

Результаты представить в энергетической шкале и в шкале летаргии. В случае невозможности получить аналитическое решение, следует воспользоваться приближенными методами или численным решением.

4. Прокомментировать полученные результаты, сделать заключение по работе, оформить отчет в соответствии с требованиями.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие законы называются статистическими, чем они характеризуются?
2. Дайте определение спектра физической величины, чем он измеряется?
3. Как устанавливается равновесное распределение молекул по скоростям?
4. Какой спектр называется непрерывным, пример?
5. Определение и синоним дискретного спектра, пример?
6. Что называется плотностью вероятности, приведите формулу и поясните?
7. Объясните выражение «спектр нормирован», поясните формулами?
8. Как определяются медианные и средние значения физической величины?

9. Формула среднеквадратичного значения физической величины?
10. Уравнение максимума функции, какое значение физической величины определяется из этого уравнения?
11. Как находят массы атома и ядра, почему?
12. Почему масса нуклида меньше суммарной массы свободных ядра и Z электронов, насколько она меньше?
13. Принцип действия масс-спектрометра?
14. Пояснить составляющие уравнения (2.16).
15. Запишите уравнение спектра Максвелла и поясните составляющие?
16. При какой скорости спектр Максвелла имеет максимум?
17. Как влияет на спектр Максвелла изменение температуры газа?
18. Как связаны кинетическое уравнение Больцмана и Максвелловское распределение?
19. Каковы отличия между нейтронным газом и обычным?
20. Поясните цепь преобразований уравнений (2.21)–(2.25)?
21. Объясните переход от энергии к летаргии?
22. Используя рис. 2.4, поясните одну из причин невозможности осуществления цепной реакции на четно-четных ядрах?
23. Какой спектр описывается формулой Уатта и что уточняет поправочный множитель к этой формуле?
24. Поясните составляющие стационарного уравнения замедления в многокомпонентной среде?
25. Какой спектр называют спектром замедления Ферми на водороде и как он связан со стационарным уравнением замедления в многокомпонентной среде?
26. Запишите уравнение спектра Ферми для тяжелого однокомпонентного непоглощающего замедлителя, почему его называют асимптотическим?
27. Почему в случае пренебрежимо малого поглощения с повышением температуры среды неравномерность в распределении $\Phi(E)$ существенно уменьшается (рис. 2.7) – попытайтесь объяснить.
28. Что вызывает отклонение спектра нейтронов в реакторах от максвелловского спектра?
29. Для чего вводится температура нейтронного газа?
30. Какой дополнительный фактор необходимо учитывать при рассмотрении реактора, топливо которого со временем меняет свой состав?
31. Какие изменения в спектр запаздывающих нейтронов вносит присутствие в реакторе тяжелой воды или бериллия?
32. Расскажите о двух основных типах экспериментальных методов измерения спектров.
33. В чем заключается принцип метода времени пролета?
34. Какие отрицательные черты метода времени пролёта вам известны?
35. В чем заключается суть метода протонов отдачи?
36. Какая разновидность метода протонов отдачи наиболее распространена, суть, основное уравнение?
37. В чем достоинства и недостатки методов регистрации протонов отдачи?
38. Что лежит в основе активационных методов и в чем их весомый плюс?

39. Почему активационные методы неприменимы для узких интервалов энергий?
40. Какие материалы называются ядерным сырьём?
41. При каком интервале энергий спектра реакторы относятся к быстрым, показать графически?
42. Какой спектр энергий у реакторов на промежуточных нейтронах, пояснить графиком?
43. Какая температура нейтронного газа является предельной для спектра нейтронов, вызывающих деление?
44. Какому условию должна удовлетворять средняя энергия первичных нейтронов, вызывающих деление в реакторах на тепловых нейтронах?
45. Как влияет на спектр реактора разбавление металлического топлива кислородом или углеродом?
46. Каков характер спектров при различных видах охлаждения активной зоны реактора?
47. Спектр каких нейтронов выражается законом $1/E$, почему; для каких реакторов это справедливо?
48. Что называют действующим спектром поглощения m -го элемента?
49. Запишите уравнения, из которых определяются средняя и медианная энергии соответствующего процесса взаимодействия.
50. Как влияют на спектр среднее сечение деления и отношение средних сечений радиационного захвата и деления?
51. Что называется локальными характеристиками спектра?
52. Как сказывается ужесточение спектра на балансе быстрых нейтронов, положительные и отрицательные стороны?
53. Какой физической особенностью отличаются легководные реакторы?
54. Как сказывается теснота решетки на спектрах быстрых и замедляющихся нейтронов в легководных реакторах, чем это объясняется?
55. Чем характеризуется жесткость спектра, что называется «кадмиевой границей»?
56. Какие факторы влияют на долю деления надтепловыми нейтронами?

Глава 3.

ТЕОРИЯ ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОГО ОПЫТА

Выполнение работы ставит следующие задачи:
изучить:

- основы теории экспоненциальных опытов в определении параметров переноса тепловых и быстрых нейтронов в однородных средах;
- математические постановки задач замедления, диффузии нейтронов и основные методы их решения;
- особенности методики проведения экспоненциальных опытов на быстрых и резонансных нейтронах;
- особенности методики проведения экспоненциальных опытов в размножающих средах разной структуры;
- ознакомиться с техникой и методикой проведения эксперимента по определению основных миграционных характеристик нейтрона, необходимых для проведения нейтронно-физических расчетов реактора: квадрата длины диффузии, возраста, площади миграции;
- получить навыки использования экспериментальных данных, построения и обработки графиков, подбора аппроксимационных функций.

§3.1. Историческая справка

Экспоненциальные опыты предшествовали работам, в результате которых была впервые осуществлена управляемая ядерная реакция в США в 1942 г. под руководством Э.Ферми и в СССР в 1946 г. под руководством И.В. Курчатова [1].

Поскольку в то время наибольшие шансы на успех связывались с естественным ураном, предстояло решить трудную задачу размещения его таким образом, чтобы смогла произойти цепная реакция. Для решения этой задачи нужно было ответить на множество вопросов. Какой замедлитель обеспечивает лучшие условия для поддержания цепной реакции, т.е. какова его эффективность как замедлителя нейтронов и каковы его поглощающие свойства? Каково оптимальное соотношение

между количеством замедлителя и делящегося вещества? Как влияет относительное пространственное расположение замедлителя и урана на размножение нейтронов? При каких размерах сборки из урана и замедлителя цепная реакция становится самоподдерживающейся и т.д.? Ответы на эти многочисленные вопросы были получены в экспериментах, получивших название *экспоненциальных опытов*.*

Особенность первых экспериментов состояла в том, что они проводились в условиях дефицита необходимых исследуемых веществ, вызванного сравнительно низким уровнем развития технологии получения чистых материалов. Поэтому принципиально важным был вопрос: как при недостатке необходимых материалов сделать эксперименты, в которых можно измерять параметры реактора?

В работе над американским проектом и при создании первого советского реактора сведения о поглощающих свойствах материалов и размножающих свойствах реакторов были получены с помощьюборок из замедлителя и подкритическихборок, имевших вид призмы. *Вытянутое расположение рабочего вещества позволило провести измерения нейтронных распределений в одном направлении и, следовательно, получить точную информацию о поглощающих и размножающих свойствах исследуемых материалов.*

Работу над германским проектом постигла неудача, так как большая часть измерений размножающих свойств реакторов была основана на измерении интенсивности размножения. Подкритическая сборка в этих исследованиях имела вид шара. Поскольку на естественном уране интенсивность размножения невелика, измерения параметров реактора этим методом имели низкую точность. Как показывают расчеты, данный метод удобнее применять к обогащенным системам, критические размеры которых малы.

С помощью экспоненциальных опытов стало возможно определение интенсивности источника нейтронов, исследование защитных свойств воды и железа с водой на спектре быстрых нейтронов, а также определение существенных параметров реактора: длины диффузии L , сечения поглощения σ_a , возраста нейтронов τ , экстраполированной длины в разных средах, длины миграции M , коэффициентов отражения тепловых нейтронов.

Материальные параметры в различных средах, в том числе и в смесях горючего и замедлителя, определялись путем измерения потока нейтронов в *экспоненциальном реакторе*. Такой реактор может состоять из длинного

* Наиболее полно теория экспоненциального опыта изложена в работе [1], которая и подвигла на создание одноименной лабораторной работы

прямоугольного или цилиндрического блока, представляющего собой фрагмент исследуемого реактора. Стоимость такого подкритического экспоненциального «реактора» значительно меньше стоимости критической сборки, поскольку отпадает необходимость в оборудовании, обеспечивающем безопасность работы, и используется меньше горючего и замедлителя.

§3.2. Теория экспоненциального опыта в определении параметров диффузии тепловых нейтронов

3.2.1. Тепловая колонна в форме прямоугольной призмы с плоским источником

Принцип использования экспоненциального ядерного реактора можно проиллюстрировать на следующем примере: *однородный плоский источник тепловых нейтронов*, находится на одном конце реактора, выполненного в виде прямоугольной призмы (рис. 3.1). Такие условия довольно хорошо осуществляются в *тепловой колонне*, являющейся продолжением отражателя, который не пропускает быстрых нейтронов [2].

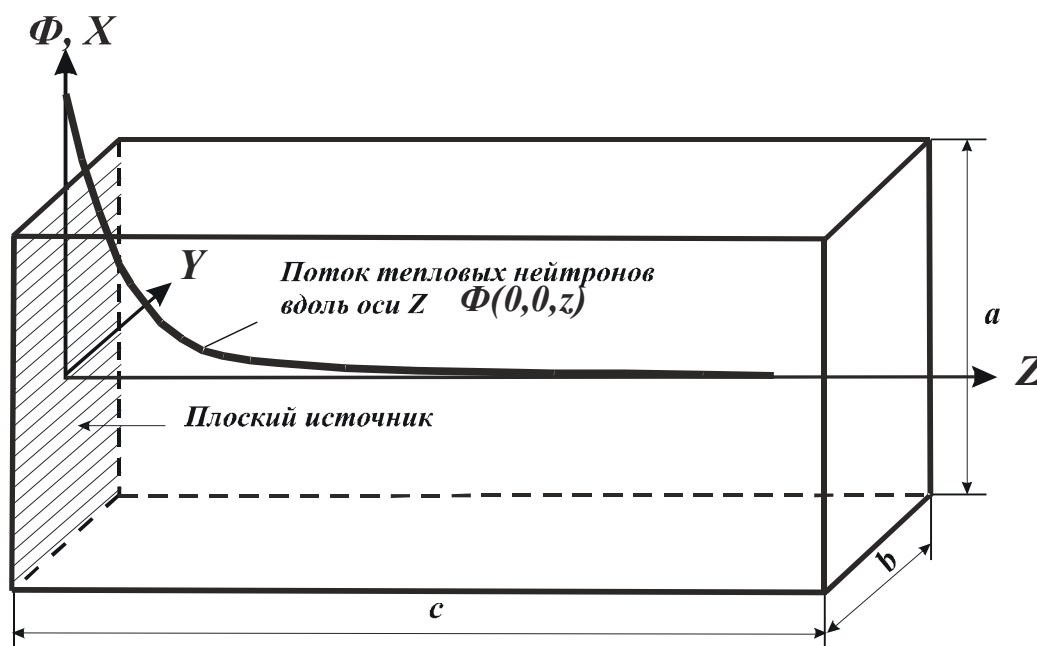


Рис. 3.1. Схема экспоненциального реактора

Дифференциальное уравнение для прямоугольной колонны, содержащей горючее и замедлитель, имеет вид:

$$\frac{\partial \Phi(x, y, z)}{\partial x} + \frac{\partial \Phi(x, y, z)}{\partial y} + \frac{\partial \Phi(x, y, z)}{\partial z} + \chi^2 \Phi(x, y, z) = 0, \quad (3.1)$$

где χ^2 – *материальный параметр*, подлежащий определению, а размеры колонны $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}$ включают длины экстраполяции:

$$\mathbf{a} = \mathbf{a}_0 + 2 \cdot 0,7104 \cdot \lambda_{tr}, \quad \mathbf{b} = \mathbf{b}_0 + 2 \cdot 0,7104 \cdot \lambda_{tr}, \quad \mathbf{c} = \mathbf{c}_0 + 2 \cdot 0,7104 \cdot \lambda_{tr}$$

Граничные условия задачи формулируются следующим образом:

$$\begin{aligned} 1^\circ. \quad z = 0 \quad 0 < \Phi(x, y, 0) < \infty, \\ 2^\circ. \quad z = c \quad \Phi(x, y, c) = 0, \\ 3^\circ. \quad x = +a/2 \quad \Phi(+a/2, y, z) = 0, \\ 4^\circ. \quad x = -a/2 \quad \Phi(-a/2, y, z) = 0, \\ 5^\circ. \quad y = +b/2 \quad \Phi(x, +b/2, z) = 0, \\ 6^\circ. \quad y = -b/2 \quad \Phi(x, -b/2, z) = 0. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Воспользуемся *методом разделения переменных* и представим функцию плотности нейтронов в виде произведения трех сомножителей, каждый из которых зависит только от одной переменной:

$$\Phi(x, y, z) = X(x) \cdot Y(y) \cdot Z(z). \quad (3.3)$$

Подставляя (3.3) в (3.1), получаем

$$\frac{X''}{X} + \frac{Y''}{Y} + \frac{Z''}{Z} = -\chi^2.$$

Таким образом, последнее уравнение разделяется и будет выполняться, если

$$\frac{X''}{X} = -\chi_x^2, \quad \frac{Y''}{Y} = -\chi_y^2, \quad \frac{Z''}{Z} = \gamma^2,$$

где $\gamma^2 = \chi_x^2 + \chi_y^2 - \chi^2$ – есть определено положительно число, так как система подкритична.

Дифференциальное уравнение для переменной x имеет решение, симметричное относительно $x = 0$ (граничные условия 3°, 4°):

$$X = \cos \chi_x x = \cos \frac{m\pi x}{a},$$

где $m = 1, 3, 5, \dots$

Аналогично

$$Y = \cos \chi_y y = \cos \frac{n\pi y}{b},$$

где $n = 1, 3, 5, \dots$. Изменение потока в направлении оси z , удовлетворяющее дифференциальному уравнению и условию обращения потока в нуль при $z = c$, описывается функцией

$$Z = \text{sh} \gamma_{mn} (c - z),$$

где

$$\gamma_{mn}^2 = \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 - \chi^2. \quad (3.4)$$

Общее решение является линейной комбинацией всех возможных решений

$$\Phi(x, y, z) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \text{sh} \gamma_{mn} (c - z). \quad (3.5)$$

Произвольные постоянные, относящиеся к X, Y и Z объединены в один набор постоянных A_{mn} . Совокупность постоянных можно вычислить, применяя более конкретное условие вместо граничного условия 1° в (3.2)

$$1^\circ. z = 0 \quad \Phi(x, y, 0) = \Phi_0.$$

Используя свойства ортогональности косинусов, получим

$$\Phi(x, y, 0) = \Phi_0 = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \text{sh} \gamma_{mn} c.$$

Умножим обе части выражения на выражение $\cos \frac{k\pi x}{a} \cos \frac{l\pi y}{b}$ и проинтегрируем по x от $-\frac{a}{2}$ до $+\frac{a}{2}$, а по y от $-\frac{b}{2}$ до $+\frac{b}{2}$. В результате получим

$$A_{mn} = \left(\frac{4}{\pi}\right)^2 \frac{\Phi_0}{m \cdot n \cdot \text{sh} \gamma_{mn} c}.$$

На больших расстояниях от плоскости источника гармониками высших порядков можно пренебречь. Так из выражения (3.4) следует, что γ_{mn} увеличивается с ростом m и n и при $m > 1$ и $n > 1$, имеем $\gamma_{11} < \gamma_{mn}$, то есть существует такая область $z > z_1$, где первая пространственная гармоника будет вносить преобладающий вклад.

Таким образом, поток нейтронов можно записать в виде

$$\Phi(x, y, z) \cong \left(\frac{4}{\pi}\right)^2 \Phi_0 \cos \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi y}{b} \frac{\text{sh} \gamma_{11} (c - z)}{\text{sh} \gamma_{11} c}, \quad (3.6)$$

где

$$\gamma_{11}^2 = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 - \chi^2. \quad (3.7)$$

Рассмотрим подробнее зависимость (3.6) от координаты z . Раскроем гиперболический синус, вынесем общий множитель и объединим все константы. В результате получим:

$$\Phi(0, 0, z) \cong B \exp(-\gamma_{11} z) \{1 - \exp[-2\gamma_{11} (c - z)]\}, \quad (3.8)$$

где

$$B = \left(\frac{4}{\pi}\right)^2 \Phi_0 \frac{1}{\text{sh} \gamma_{11} c}.$$

В выражении (3.8) член $1 - \exp[-2\gamma_{11} (c - z)]$ учитывает утечку нейтронов через противоположный от источника торец призмы, искажающий характер зависимости $\Phi(0, 0, z)$ вблизи торца. На расстоянии большем $2,5/\gamma_{11}$ от экстраполированной границы значение этого выражения отличается от 1 не более чем на 1% и его можно не учитывать. Принимая во внимание перечисленные условия и ограничения в области

$z_1 \leq z \leq c - (2,5/\gamma_{11})$, выражение для плотности потока нейтронов (3.8) примет вид

$$\Phi(0,0,z) \cong B \exp(-\gamma_{11}z). \quad (3.9)$$

Это выражение позволяет по измеренному потоку нейтронов вдоль оси z призмы определить коэффициент релаксации γ_{11} , а затем по формуле (3.7) рассчитать значение χ^2 .

Следует заметить, что коэффициент релаксации γ_{11} определяется по той части распределения плотности потока, которая соответствует экспоненциальному закону. Именно с таким ходом зависимости плотности нейтронов связаны названия *экспоненциальный реактор, экспоненциальные опыты, теория экспоненциального опыта*.

Примером другой геометрии экспоненциального реактора служит цилиндр с экстраполированным радиусом R и плоским источником в начале координаты z . В этом случае поток при больших величинах z есть

$$\Phi(r,z) \cong \frac{2\Phi_0}{j_0 J_1(j_0)} J_0\left(\frac{j_0 r}{R}\right) \frac{\text{sh}\gamma_{11}(c-z)}{\text{sh}\gamma_{11}c}, \quad (3.10)$$

где

$$\gamma_{11}^2 = \left(\frac{j_0}{R}\right)^2 - \chi^2. \quad (3.11)$$

Результаты измерений потока вдоль оси z , выполненных с помощью небольших фольг или счетчиков, сопоставляются с равенствами (3.6), (3.10), откуда можно вычислить коэффициент релаксации γ_{11} . Используя уравнения (3.7), (3.11) и размеры колонны, можно найти параметр χ^2 .

3.2.2. Ожидаемое распределение плотности нейтронов в экспоненциальном реакторе

Чтобы понять, какая информация может быть получена из экспоненциальных опытов, обсудим некоторые возможные частные случаи на примере определения квадрата длины диффузии (в этом случае $\chi^2 \equiv -1/L^2$) в тепловой колонне в виде прямоугольной призмы с центрально размещенным точечным источником тепловых нейтронов [1]. В этом случае также приходят к уравнениям (3.7) и (3.9).

Предположим, что поглощение в колонне отсутствует, т.е. $\sigma_a = 0$, и, следовательно, $L = \infty$. Очевидно из уравнений (3.7) и (3.9) – несмотря на то, что среда не поглощает нейтронов, плотность нейтронов вдоль оси z экспоненциально затухает. При этом скорость затухания определяется только поперечными размерами призмы. Этот эффект получил название «геометрического поглощения» или утечки.

Наличие эффекта «геометрического поглощения» оказывается исключительно важным для анализа результатов экспоненциальных опытов как с поглощающими, так и с размножающими средами. Если построить для этого случая ожидаемое распределение плотности тепловых нейтронов в полулогарифмических координатах (рис. 3.2), то оно будет иметь вид линейной зависимости (кривая 1).

В случае реального замедлителя имеет место небольшое, но отличное от нуля сечение поглощения, т.е. $\sigma_a \neq 0$ и длина диффузии будет иметь какое-то конечное значение. Следовательно, согласно (7) коэффициент релаксации или скорость затухания плотности нейтронов будет выше, чем в случае «геометрического поглощения» и соответствующая данному случаю, кривая 2 пойдет круче.

Измеряя наклон линии 2 и зная поперечные размеры призмы, с помощью (7) можно вычислить L^2 .

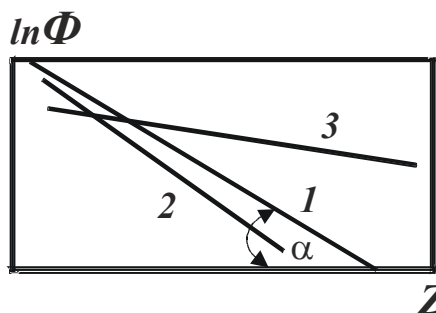


Рис. 3.2. Ожидаемое распределение плотности нейтронов в экспоненциальном реакторе: 1 – замедлитель, $\sigma_c = 0$; 2 – замедлитель, $\sigma_c \neq 0$; 3 – размножающая среда

3.2.3. Особенности экспериментального определения характеристик переноса

В мультиплицирующей среде, т.е. в решетке состоящей из горючего и замедлителя, экспоненциальный ядерный реактор позволяет помимо материального параметра χ^2 найти миграционные характеристики τ и L^2 , а также эффективные поперечные сечения для всей системы Σ_a и Σ_r [2]. Отметим основные принципы их экспериментального определения.

3.2.3.1. Определение эффективного поперечного сечения поглощения

При вычислении Σ_a используют *метод кадмиевого отношения*, суть которого заключается в следующем.

Поскольку элемент индий поглощает как тепловые, так и резонансные нейтроны, то в случае, если он один используется как детектор нейтронов, можно измерить только суммарный поток тепловых и резонансных нейтронов. Однако, если индиевая фольга покрывается слоем кадмия, поглощающим все нейтроны вплоть до пороговой энергии кадмия $E_{Cd} = 0,4 \text{ эВ}$, то активация индиевой фольги измеряет поток одних резонансных нейтронов. *Кадмиевое отношение* есть отношение результатов двух таких измерений общей активности $A_t + A_r$ (без кадмиевого экрана) и активности, обусловленной только резонансным поглощением A_r (с кадмиевым экраном):

$$R_{Cd} = \frac{A_t + A_r}{A_r}. \quad (3.12)$$

Согласно теории, отношение $A_t/A_r = R_{Cd} - 1$ равно:

$$\frac{A_t}{A_r} = \frac{\int_0^{E_{Cd}} N \sigma_a(E) \Phi(E) dE}{\int_{E_{Cd}}^{\infty} N \sigma_a(E) \Phi(E) dE} \cong \frac{\Phi_0 \bar{\sigma}_a}{\frac{q}{\zeta \Sigma_s} \int_{E_{Cd}}^{\infty} \sigma_a \frac{dE}{E}}, \quad (3.13)$$

где выделен индиевый резонансный интеграл. Это уравнение представляет отношение потока тепловых нейтронов к потоку резонансных. Плотность замедления q входит в уравнение баланса тепловых нейтронов

$$D \Delta \Phi_0 - \Sigma_a \Phi_0 + q = 0,$$

а так как в стационарном критическом состоянии пространственное распределение потока тепловых нейтронов подчиняется волновому уравнению

$$\Delta \Phi_0 + \chi^2 \Phi_0 = 0,$$

то отсюда следует выражение для плотности замедления

$$q = \Phi_0 (\Sigma_a + \chi^2 D). \quad (3.14)$$

Таким образом, зная индией резонансный интеграл и измеряя кадмиевое отношение и материальный параметр, можно найти среднее поперечное сечение Σ_a для решетки.

3.2.3.2. Измерение квадрата длины диффузии

Длину диффузии для решетки из горючего и замедлителя получить трудно из-за распределенных источников быстрых нейтронов. Чтобы обойти это затруднение, используют *немумльтиплицирующие топливные элементы* с теми же самыми рассеивающими и поглощающими свойствами, какие имеет горючее, применяя для этого, например сплав PbCd.

Измерение длины диффузии тепловых нейтронов в чистом замедлителе, т.е. в неразмножающей среде, в которой коэффициент размножения для бесконечной среды $k_\infty = 0$ не представляет таких трудностей. В этом случае используется тот же алгоритм, что и при определении материального параметра (см. раздел 3.2.1), подставляя вместо χ^2 выражение обратное квадрату длины диффузии с отрицательным знаком $-1/L^2$.

3.2.3.3. Измерение возраста

Принцип определения возраста в решетке основан на сравнении материальных параметров при наличии равномерно распределенного вредного поглотителя, например бора, и без него. В уравнении критичности в диффузионно-возрастном приближении

$$k_{эф} = \frac{v \cdot \mu \cdot \varphi \cdot \theta \cdot \exp(-\chi^2 \tau)}{1 + \chi^2 L^2} = 1, \quad (3.15)$$

при отравлении будут изменяться только коэффициент использования тепловых нейтронов θ , материальный параметр χ^2 и квадрат длины диффузии L^2 . Взяв логарифм этого выражения в двух случаях: в отсутствие отравляющих добавок (индекс 0) и при наличии поглотителя (индекс 1), получаем:

$$(\chi_0^2 - \chi_1^2) \cdot \tau = \ln \left[\frac{(1 + \chi_1^2 \cdot L_1^2) \cdot \theta_0}{(1 + \chi_0^2 \cdot L_0^2) \cdot \theta_1} \right]. \quad (3.16)$$

Следует отметить очень подробное изложение различных методов определения параметров переноса в неразмножающих средах в работе [3]

§3.3. Теория экспоненциального опыта в определении параметров переноса быстрых нейтронов

Для создания реактора на тепловых нейтронах требуется введение в активную зону большой доли замедлителя. Последний должен обладать малым поглощением нейтронов и высокой замедляющей способностью, т.е. свойствами, обеспечивающими достаточно малые *длины замедления* $\sqrt{\tau_T}$ или *возраст тепловых нейтронов* τ_T . Важность этой характеристики можно видеть из *уравнения критичности Ферми* (3.15)

$$\frac{k_{\infty} \exp(-\mathbf{B}^2 \cdot \tau_T)}{1 + \mathbf{B}^2 \cdot \mathbf{L}^2} = k_{\infty} \cdot P_L \cdot P_{\tau} = 1, \quad (3.17)$$

где \mathbf{B}^2 – лапласиан, P_{τ}, P_L – вероятности избежать утечки быстрыми нейтронами в процессе замедления и тепловыми нейтронами в процессе диффузии. Видно, что вероятность избежать утечек при замедлении полностью определяется возрастом тепловых нейтронов.

Впервые понятие возраста было введено при попытке аналитического решения *кинетического уравнения Больцмана*, имеющего в *операторной форме* следующий вид [4]

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \bar{\Omega} \Delta \varphi = -\Sigma \varphi + \hat{S} \varphi + \hat{F} \varphi + S. \quad (3.18)$$

В этом выражении операторы

$$\hat{S} \varphi = \int_0^{\infty} \int \varphi \Sigma_{si}(\vec{r}, E) W(\vec{r}, E' \vec{\Omega}' \rightarrow E \vec{\Omega}) dE' d\vec{\Omega}',$$

$$\hat{F} \varphi = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\infty} v(\vec{r}, E', E) \Sigma_f(\vec{r}, E) \int \varphi_{si} dE' d\vec{\Omega}'$$

имеют смысл *интеграла упругих и неупругих соударений* или *скорости замедления* и *интеграла деления* или *скорости генерации нейтронов деления*

Здесь $\varphi = \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ – дифференциальный поток нейтронов, означающий число нейтронов с энергией E , пересекающих за 1 сек площадку в 1 см^2 , расположенную перпендикулярно орту $\vec{\Omega} = \vec{V}/v$, отнесенное к единице телесного угла, единице энергии и к единичному объему около точки с координатой \vec{r} ; величина $\nu(\vec{r}, E', E)$ – есть дифференциальное число нейтронов деления, возникающих в интервале dE при одном акте деления для смеси различных изотопов в точке \vec{r} ; функция распределения для упруго и не упруго рассеянных нейтронов совершить переход от состояния движения $E'\Omega'$ в состояние $E\Omega$ – $W(\vec{r}, E'\vec{\Omega}' \rightarrow E\vec{\Omega})$, которая нормируется на единицу и называется *индикатрисой рассеяния*.

Интегро-дифференциальное уравнение (3.18) характеризует особенности переноса нейтронов в самом общем, «детальном» виде, т.е. из него при соответствующих граничных и начальных условиях можно получить любую конкретную информацию о жизни нейтрона. Но реализация, особенно аналитическая, этого уравнения связана с большими математическими трудностями и потому используют различные упрощающие допущения.

Очень часто для исследования поля нейтронов в реакторе кинетическое уравнение для нейтронного газа (3.18) заменяют эквивалентным, так называемым *дифференциальным уравнением возраста*, введенным в физику реакторов Э. Ферми.

Для более ясного понимания сути возрастного приближения рассмотрим в шкале латаргии стационарную задачу замедления в неразмножающей, слабопоглощающей однородной бесконечной среде, в которой отсутствует неупругое рассеяние и имеется внешний источник с интенсивностью $S(\vec{r}, u)$. При этих допущениях уравнение (3.18) в *эффективно-диффузионном приближении* примет вид:

$$D\Delta\Phi - \Sigma\Phi + S_0\hat{\Phi} + S = 0. \quad (3.19)$$

Заметим, что интеграл соударений в (3.19) в этом приближении преобразуется к виду

$$S\hat{\Phi} \rightarrow S_0\hat{\Phi} = \int_0^\infty \Phi \Sigma_s W_0(u - u') du'.$$

И в этом виде интегро-дифференциальное уравнение (3.19) остается сложным для аналитического решения, и поэтому его стараются упростить.

Как известно в асимптотической области в случае замедления без поглощения имеет место спектр Ферми

$$\Sigma_s \Phi \approx \text{const} . \quad (3.20)$$

Вблизи $u = 0$ плотность соударений меняется весьма заметно. Однако интегральная функция плотности замедления нейтронов

$$j(\vec{r}, u) = \int_0^u \Phi \Sigma_s \int_u^\infty W_0(u'' - u') du' du'' \quad (3.21)$$

при слабом поглощении меняется незначительно и с интегралом соударений связано соотношением

$$S_0^{\wedge} \Phi = \Phi \Sigma_s - \frac{\partial j}{\partial u} . \quad (3.22)$$

В асимптотической области, где плотность упругих соударений практически не меняется (см. 3.20), можно записать

$$j(\vec{r}, u) \cong \bar{\zeta} \Phi(\vec{r}, u) \Sigma_s(u), \text{ при } u \gg 0, \quad (3.23)$$

где

$$\bar{\zeta} = \int_{u-q}^u \int_u^\infty W_0(u'' - u') du'' du'$$

есть среднее приращение лентаргии за одно соударение в смеси замедляющих ядер.

Возрастное приближение (3.23) распространяется на всю область замедления $[0, u]$.

Тогда интеграл соударений можно записать как

$$S_0^{\wedge} \Phi \cong \Phi \Sigma_s - \bar{\zeta} \frac{\partial \Phi \Sigma_s}{\partial u}$$

и уравнение (3.19) преобразуется в уравнение замедления в возрастном приближении, выраженное через глобальный поток Φ

$$\mathbf{D}\Delta\Phi - \Sigma_a\Phi - \bar{\zeta}\frac{\partial\Sigma_s\Phi}{\partial\mathbf{u}} + \mathbf{S} = 0. \quad (3.24)$$

Таким образом, вводя поток замедления в приближении (3.23) удалось интегро-дифференциальное уравнение (3.19) свести к дифференциальному уравнению в частных производных, т.е. заметно упростить задачу.

Выразим последнее уравнение замедления через плотность замедления (3.23)

$$\Delta\mathbf{j}(\vec{r}, \mathbf{u}) - \frac{1}{L^2(\mathbf{u})}\mathbf{j} - \frac{\bar{\zeta}\Sigma_s}{\mathbf{D}}\frac{\partial\mathbf{j}}{\partial\mathbf{u}} + \frac{\bar{\zeta}\Sigma_s}{\mathbf{D}}\mathbf{S}(\vec{r}, \mathbf{u}) = 0, \quad (3.25)$$

где $L^2(\mathbf{u}) = \frac{D(\mathbf{u})}{\Sigma_a(\mathbf{u})}$ – квадрат длины диффузии надтепловых или замедляющихся нейтронов.

Вводя возраст нейтронов по Ферми

$$d\tau = \frac{D(\mathbf{u})}{\bar{\zeta}\Sigma_s(\mathbf{u})}d\mathbf{u} \quad \text{или} \quad \tau(\mathbf{u}) = \int_0^{\mathbf{u}} \frac{D(\mathbf{u})}{\bar{\zeta}\Sigma_s(\mathbf{u})}d\mathbf{u}, \quad (3.26)$$

уравнение (3.25) преобразуется в стационарное уравнение замедления в возрастном приближении через переменную возраста

$$\Delta\mathbf{j}(\vec{r}, \tau) - \frac{1}{L^2(\tau)}\mathbf{j} - \frac{\partial\mathbf{j}}{\partial\tau} + \mathbf{S}(\vec{r}, \tau) = 0. \quad (3.27)$$

Для нестационарной задачи замедления в возрастном приближении через переменную возраста уравнение примет вид

$$\Delta\mathbf{j}(\vec{r}, \tau, t) - \frac{1}{L^2(\tau)}\mathbf{j} - \frac{\partial\mathbf{j}}{\partial\tau} + \mathbf{S}(\vec{r}, \tau, t) = \frac{1}{\mathbf{v}(\tau)\mathbf{D}(\tau)}\frac{\partial\mathbf{j}(\vec{r}, \tau, t)}{\partial t}, \quad (3.28)$$

где $\mathbf{v}(\tau)$ – скорость нейтрона с возрастом τ ; $\mathbf{D}(\tau) = \lambda_{tr}(\tau)/3$.

В случае монохроматического источника $\mathbf{S}(\vec{r}, \tau) = 0$ при $\tau > 0$ обычно рассматривают следующие стационарные задачи замедления:

а) без поглощения, когда $L^2(\tau) = \infty$ и уравнение (3.27) сводится к виду

$$\Delta \mathbf{j}(\vec{r}, \tau) - \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial \tau} = 0 \quad (3.29)$$

с начальным условием $\mathbf{j}(\vec{r}, 0) = \mathbf{f}(\vec{r})$;

б) с поглощением, когда $L^2(\tau) < \infty$, тогда (3.27) можно записать как

$$\Delta \mathbf{j}(\vec{r}, \tau) - \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial \tau} - \frac{1}{L^2(\tau)} \mathbf{j} = 0 \quad (3.30)$$

с тем же начальным условием.

Последнее уравнение можно привести к виду (3.29), если представить функцию потока замедления в виде произведения

$$\mathbf{j}(\vec{r}, \tau) = \varphi(\tau) \cdot \mathbf{j}_0(\vec{r}, \tau),$$

где $\mathbf{j}_0(\vec{r}, \tau)$ – решение для непоглощающей среды; $\varphi(\tau)$ – вероятность нейтрону избежать поглощения в процессе замедления до возраста τ .

Уравнение типа (3.29) является частным случаем нестационарного уравнения в однородной бесконечной среде с коэффициентом температуропроводности равным единице и отсутствии стоков тепла. *Фундаментальное решение или функция Грина* этого уравнения для различных источников (плоский, линейный, точечный) известно:

$$\mathbf{G}(\vec{r}, \vec{r}_0, \tau) = \frac{1}{(2\sqrt{\pi \tau})^3} \exp\left[-\frac{(\vec{r} - \vec{r}_0)^2}{4 \tau}\right]. \quad (3.31)$$

Оно описывает поток замедления в точке \vec{r} от точечного источника монохроматических нейтронов с летаргией или возрастом равным нулю, расположенном в точке \vec{r}_0 .

Знаменитое уравнение возраста (3.29) было впервые получено Э. Ферми в 1942 г. Приблизительно через 1,5 года это уравнение независимо вывел Я.Б. Зельдович.

§3.4. Экспоненциальные опыты на резонансных нейтронах

Чтобы сделать реактор, в котором деление урана производится тепловыми нейтронами, нужен хороший замедлитель. Причем нужно подобрать такое вещество, которое не только эффективно замедляет нейтроны, но и слабо поглощает их. Иначе говоря, это должно быть вещество, в котором длина замедления нейтронов была бы достаточно малой. Длина замедления, как нетрудно видеть, самым существенным образом влияет на критические размеры ядерного реактора: чем она меньше, тем меньше критические размеры. Таким образом, возникает задача определения замедляющей способности различных веществ.

Длину замедления нейтронов в веществе или возраст тепловых нейтронов τ можно было бы найти, зная зависимость сечения рассеяния $\sigma_s(E)$ или среднего свободного пробега $\lambda_s(E)$ от энергии нейтрона E . Такая возможность вполне реальна, особенно в настоящее время, так как ход сечения рассеяния нейтронов в зависимости от энергии исследован для многих элементов в широком диапазоне энергий с достаточно высокой точностью. Именно эти условия легли в основу расчетной работы по вычислению возраста и времени замедления (см. Главу 4). Точные значения длины замедления или возраста нейтронов обычно находят из опыта.

Первые измерения возраста τ нейтронов в различных замедлителях, так же как и измерения длины диффузии L^2 , проводились в опытах, в которых исследуемое вещество располагалось вытянутым в одном направлении. Эти опыты, как уже говорилось, получили название *экспоненциальных*. Метод определения возраста основан на измерении пространственного распределения нейтронов с известной энергией.

Итак, пусть мы имеем призму из замедлителя, в центре которой (в точке с координатами $x = y = z = 0$) находится источник быстрых нейтронов. Плотность быстрых нейтронов q вблизи источника описывается с помощью уравнения замедления в среде со слабым поглощением

$$\Delta q = dq/d\tau.$$

Решение этого уравнения для точечного источника в использованной геометрии известно и его можно записать в виде

$$q(z, E) = C(a, \tau) \cdot \exp\left(-\frac{z^2}{4\tau}\right), \quad (3.32)$$

где $C(a, \tau)$ – быстро сходящийся ряд Фурье по аргументам x и y , который легко вычисляется при задании поперечных размеров призмы и положения источника. Видно, что зависимость распределения нейтронов от z не связана с размерами основания призмы и совпадает с соответствующим распределением от точечного источника для бесконечной среды. Ввиду того что τ , a , следовательно, и энергия нейтрона E измеряются, как уже указывалось ранее, эффективным временем замедления, соотношение (3.32) можно получить без всякой математики. Действительно, нейтроны с энергией E , где бы они ни находились на оси z (при фиксированных x и y), характеризуются одинаковым временем пребывания их в призме, а, следовательно, и одинаковой вероятностью вылета из призмы.

Поэтому, в отличие от диффузии тепловых нейтронов (для которой характерны разные времена пребывания нейтронов в призме и, следовательно, имеет место явление геометрического поглощения), диффузия резонансных нейтронов в призмах с различными поперечными размерами приводит только к изменению их числа, но не влияет на распределение по оси z . В силу этого распределение резонансных нейтронов по оси z призмы будет таким же, как и в бесконечной среде.

Плотность быстрых нейтронов, так же как и плотность тепловых нейтронов, является, как видим, экспоненциальной функцией своего аргумента. Построенная в полулогарифмическом масштабе (рис. 3.3) как функция z^2 зависимость (3.32) будет иметь вид прямой, по тангенсу от угла которой ($1/4\tau$) можно найти возраст нейтронов с известной энергией E .

Замедляющие способности вещества характеризуют *возрастом тепловых нейтронов*, который часто называют возрастом для данной среды. Измерить экспериментально возраст тепловых нейтронов напрямую невозможно, так как детектор не может зарегистрировать момент, когда нейтрон стал тепловым. Поэтому обычно в эксперименте измеряют возраст нейтронов, имеющих некоторую фиксированную энергию $E_{рез}$, близкую к тепловой, а затем вычисляют поправку $\Delta\tau$, которая учитывает замедление нейтронов от энергии $E_{рез}$ до тепловой kT , т.е.

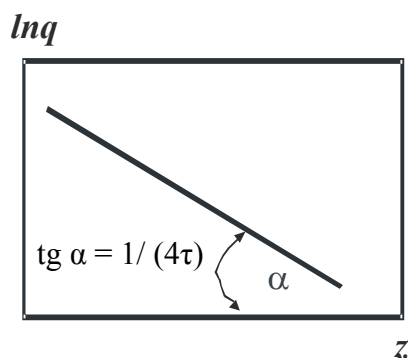


Рис. 3.3. Пространственное распределение плотности резонансных нейтронов в экспоненциальных опытах

$$\tau(kT) = \tau(E_{рез}) + \Delta\tau(E_{рез} \rightarrow kT) \quad (3.33)$$

Пространственное распределение нейтронов, имеющих энергию $E_{рез}$, с помощью которого находят $\tau(E_{рез})$, измеряют детектором, обладающим избирательной способностью захвата по отношению к нейтронам с определенной (резонансной) энергией $E_{рез}$. В опытах Ферми для этой цели использовался родий, имеющий резонансную энергию около 1 эВ, либо йод с резонансной энергией около 20,5 эВ. Для исключения тепловых нейтронов детекторы защищают кадмием. В табл. 3.1 приведены значения τ для тепловых нейтронов. В это соотношение подставлялся возраст $\tau(E_{рез})$, измеренный на опыте при энергии индиевого резонанса (1,4 эВ), и коэффициент A_m , вычисленный по формуле, в которой в качестве нижнего предела интегрирования по энергии принималась величина $E = 0,025$ эВ.

Таблица 3.1

Измеренные значения $\tau_{1,4}$ и расчетные значения τ_T

Замедлитель	$\tau_{1,4}$	τ_T
Обычная вода	26,48(32)	26,9(4)
Тяжелая вода	111(1)	118(2)
Бериллий	86,6(24)	90(3)
Графит	282,50(18)	297(2)

В заключение отметим, что простой экспоненциальный опыт для определения длины замедления $\sqrt{\tau}$ неприменим к водородному замедлителю (например, к обычной воде), так как для него неприменимо уравнение возраста.

§3.5. Полная теория экспоненциального опыта

Пусть точечный источник моноэнергетических нейтронов с энергией E_0 и мощностью Q (нейтрон/с) установлен в центре прямоугольной призмы из замедлителя. Будем считать, что призма вытянута в одном направлении и имеет квадратное сечение. Направим ось z вдоль длинного

ребра призмы, а оси x и y вдоль ее боковых граней ($-b/2 < z < b/2$). Начало системы координат выберем в центре призмы. При отсутствии поглощения быстрых нейтронов установившийся поток замедления в призме $q(\vec{r}, \tau)$ при $\tau > 0$ должен удовлетворять уравнению возраста Ферми:

$$\frac{\partial q(\vec{r}, \tau)}{\partial \tau} = \Delta q(\vec{r}, \tau). \quad (3.34)$$

Начальное условие запишется в виде

$$q(\vec{r}, 0) = Q\delta(x)\delta(y)\delta(z). \quad (3.35)$$

Решение уравнения возраста будет иметь более простой вид, если полагать, что плотность замедления $q(\vec{r}, \tau)$ обращается в нуль не на внешней поверхности призмы, а на экстраполированных на $(2/3)\lambda_s$ границах, т.е.

$$q(\vec{r}, \tau)\Big|_{R+\frac{2}{3}\lambda_s} = 0. \quad (3.36)$$

При этом подразумевается, что положение экстраполированной границы одно и то же для нейтронов любого возраста τ (т.е. любой энергии $E < E_0$).

Решение будем искать с помощью метода разделения переменных, для чего поток замедления представим в виде произведения двух функций, одна из которых зависит только от пространственной координаты \vec{r} , а другая от возраста нейтронов τ , т.е. в виде

$$q(\vec{r}, \tau) = n(\vec{r})\varphi(\tau). \quad (3.37)$$

Данное соотношение называют *законом подобия*.

Представление $q(\vec{r}, \tau)$ в виде произведения двух функций $n(\vec{r})$ и $\varphi(\tau)$ есть очевидное следствие физического содержания понятия «возраст» нейтрона. Действительно, где бы ни находились нейтроны с определенной энергией E_1 (в центре призмы или вблизи ее границы), они будут иметь одинаковый возраст $\tau_1 = \tau(E_1)$ и, следовательно, одинаковое время пребывания в призме и одинаковую вероятность выйти из призмы. В силу этого пространственные распределения нейтронов с энергиями E_1 и $E_2 < E_1$ будут следовать одному и тому же закону, хотя полные их количества могут быть различными.

Подставим (3.37) в (3,34) и преобразуем полученное уравнение к виду:

$$\frac{1}{\varphi} \frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{\Delta n}{n}$$

Правая и левая части этого равенства – суть функции различных переменных. Поэтому решение возможно лишь тогда, когда каждая из них равна некоторой константе. Обозначив её как $-\alpha^2$, приходим к уравнениям

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = -\alpha^2 \varphi \quad (3.38)$$

и

$$\Delta n(\vec{r}) + \alpha^2 n(\vec{r}) = 0. \quad (3.39)$$

Знак константы здесь выбран отрицательным исходя из необходимости обеспечения правильного поведения искомых функций на бесконечности. Величина α^2 , определяется исключительно размерами системы, поэтому она будет одинакова для нейтронов любых энергий.

Решение (3.39) для призмы конечных размеров с квадратным сечением, удовлетворяющее граничному условию (3.36), легко может быть найдено *методом Фурье*:

$$n(\vec{r}) = \sum_{l,m,n} A_{l,m,n} \cos \frac{l\pi}{a} x \cdot \cos \frac{m\pi}{a} y \cdot \cos \frac{n\pi}{b} z, \quad (3.40)$$

где l, m, n – нечетные целые числа, а $A_{l,m,n}$ – произвольные постоянные, являющиеся в общем случае функциями l, m, n . При получении (3.40) использовалось то обстоятельство, что решение должно быть функцией, симметричной относительно центра призмы. Подставляя (3.40) в (3.39), находим

$$\alpha_{l,m,n}^2 = -\frac{\pi^2}{a^2} (l^2 + m^2) + \frac{\pi^2}{b^2} n^2. \quad (3.41)$$

Интегрирование (3.38) с учетом (3.41) дает

$$\varphi_{l,m,n} = \varphi_{l,m,n}(0) \cdot \exp(-\alpha_{l,m,n}^2 \cdot \tau) = \varphi_{l,m,n}(0) \cdot \exp\left(-\left(\frac{\pi^2}{a^2} (l^2 + m^2) + \frac{\pi^2}{b^2} n^2\right) \tau\right),$$

где $\varphi_{l,m,n}$ – некоторые числовые коэффициенты.

Общее решение уравнения Ферми можно записать в следующем виде:

$$q(\vec{r}, \tau) = \sum_{l,m,n} C_{lmn} \cos \frac{lp}{a} x \cdot \cos \frac{mp}{a} y \times \\ \times \cos \frac{np}{b} z \cdot \exp \left[-\pi^2 \left(\frac{l^2 + m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right) \tau \right]. \quad (3.42)$$

Из данного выражения видно, что основной вклад в общее распределение плотности нейтронов любых энергий вдоль оси z будет давать гармоника, имеющая наименьшие индексы l, m, n , т.е. $l, m, n = 1$ (*основная гармоника*).

Произвольные постоянные C_{lmn} в (3.42) вычислим, воспользовавшись начальным условием (3.35). Умножим обе части (3.42) на $\cos \frac{l'p}{a} x \cdot \cos \frac{m'p}{a} y \cdot \cos \frac{n'p}{b} z$ и проинтегрируем затем по x, y и z при $\tau = 0$:

$$\int_{-a/2}^{a/2} dx \int_{-a/2}^{a/2} dy \int_{b/2}^{b/2} dz \cdot q(\vec{r}, 0) \cdot \cos \frac{l'p}{a} x \cdot \cos \frac{m'p}{a} y \cdot \cos \frac{n'p}{b} z = \\ = C_{l'm'n'} \frac{a}{2} \frac{a}{2} \frac{b}{2}. \quad (3.43)$$

В этом выражении учтено, что интегралы вида $\int_{-a/2}^{a/2} \cos \frac{l'p}{a} x \cdot \cos \frac{lp}{a} x dx$ отличны от нуля только при $l' = l$ и равны $a/2$. Интегрируя левую часть (3.43) и принимая во внимание начальное условие (3.35) получим:

$$C_{lmn} \frac{a^2 b}{8} = Q.$$

В итоге, искомое решение примет вид:

$$q(\vec{r}, \tau) = \frac{8Q}{a^2} \sum_{l,m} C_{lmn} \cos \frac{lp}{a} x \cdot \cos \frac{mp}{a} y \times \\ \times \exp \left[-\pi^2 \left(\frac{l^2 + m^2}{a^2} \right) \tau \right] \cdot \frac{1}{b} \sum_n \cos \frac{np}{b} z \cdot \exp \left[-\frac{\pi^2 n^2}{b^2} \tau \right]. \quad (3.44)$$

Рассмотрим призму, имеющую неограниченные размеры вдоль оси z . Нетрудно видеть, что в этом случае во второй сумме, входящей в (3.43), наряду с основной гармоникой ($n = 1$) будут давать значимый

вклад и все остальные гармоники. Положим $k = n/(b/2)$ и устремим $b/2$ к бесконечности. Тогда, заменяя сумму в (44) интегралом по k , получаем:

$$\frac{2}{b} \sum_n \cos \frac{np}{b} z \cdot \exp \left[-\frac{\pi^2 n^2}{b^2} \tau \right] \rightarrow \frac{1}{2} \int_0^\infty \cos \frac{pk}{2} z \cdot \exp \left[-\frac{\pi^2 k^2}{4} \tau \right] dk.$$

Интеграл лучше взять из таблиц [16], где он соответствует интегралу 3.896(4) и равен

$$\frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} \exp \left(-\frac{z^2}{4\tau} \right) \quad (3.45)$$

Выражение (3.45) задает *распределение плотности резонансных нейтронов вдоль оси z призмы от точечного источника.*

Полное выражение для плотности замедления в бесконечной призме имеет вид:

$$q(\vec{r}, \tau) = \frac{2Q}{a^2} \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} \exp \left(-\frac{z^2}{4\tau} \right) \sum_{l,m} \cos \frac{lp}{a} x \cdot \cos \frac{mp}{a} y \times \\ \times \exp \left[-\pi^2 \left(\frac{l^2 + m^2}{a^2} \right) \tau \right]. \quad (3.46)$$

Соотношение (3.46) показывает, что *логарифм числа быстрых нейтронов возраста $\tau(E)$ ($E < E_0$) в зависимости от z^2 (x, y – фиксированы) меняется, как и предсказывалось, линейным образом.*

Если в (3.46) подставить $\phi = \phi_T$, где ϕ_T – возраст тепловых нейтронов, то, казалось бы, (3.46) может задавать и распределение тепловых нейтронов в призме. Однако это неверно. В любом выделенном единичном объеме призмы тепловые нейтроны появляются не только в результате замедления быстрых нейтронов, но и вследствие диффузии тепловых нейтронов из соседних областей. Поэтому общее распределение тепловых нейтронов будет представлять собой интеграл по пространственному распределению точечных источников тепловых нейтронов, возникающих при замедлении быстрых нейтронов.

В общем случае диффузия тепловых нейтронов в призме может быть описана с помощью дифференциального уравнения

$$\Delta n - \frac{n}{L_c^2} = -\frac{q_T}{D}, \quad (3.47)$$

где q_T – определяет число тепловых нейтронов, образующихся за 1 с в 1 см³ в точке с координатами x, y, z и задается формулой (3.46), в которой возраст нейтронов следует положить равным $\phi = \phi_0$.

Решение (3.47) находят стандартными для математической физики способами. Для призмы, бесконечной вдоль оси z , в предположении, что плотность тепловых нейтронов на боковых поверхностях призмы зануляется

$$n|_S = 0 \quad (3.48)$$

оно имеет вид:

$$n(x, y, z) = \sum_{j,k} C_{j,k} \Lambda_{j,k} \exp\left(\frac{\tau_T}{L_c^2}\right) \left\{ \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{z}{2\sqrt{\tau_T}} + \frac{\sqrt{\tau_T}}{\Lambda_{j,k}}\right) \right] \exp\left(\frac{z}{\Lambda_{j,k}}\right) + \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{z}{2\sqrt{\tau_T}} - \frac{\sqrt{\tau_T}}{\Lambda_{j,k}}\right) \right] \exp\left(-\frac{z}{\Lambda_{j,k}}\right) \right\}, \quad (3.49)$$

где $\operatorname{erf}(x)$ – есть функция ошибок:

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-u^2) du;$$

$$\frac{1}{\Lambda_{j,k}} = \pi^2 \left(\frac{j^2 + k^2}{a^2} \right) + \frac{1}{L_c^2};$$

$$C_{j,k} = \frac{Q}{Da^2} \cos \frac{j\pi}{a} x \cdot \cos \frac{k\pi}{a} y,$$

j, k – нечетные целые числа. При больших значениях z решение принимает форму

$$n(x, y, z) = \sum_{j,k} C_{j,k} \frac{\Lambda_{j,k}}{2} \exp\left(\frac{\tau_T}{L_c^2}\right) \exp\left(-\frac{z}{\Lambda_{j,k}}\right). \quad (3.50)$$

Таким образом, в случае точечного источника быстрых нейтронов вновь возникающие тепловые нейтроны подчиняются распределению Гаусса при значении возраста $\phi = \phi_0$, в то время как распределение общего числа всех тепловых нейтронов затухает медленнее, а именно по закону $\exp(-z/\Lambda_{j,k})$.

§3.6. Экспоненциальные опыты с размножающими средами

Перед сборкой реакторных систем любого типа необходимо получить ответы на вопросы: может ли система быть критической в принципе и, если да, то каковы ее критические размеры? Возникает задача измерения коэффициента размножения либо связанного с ним материального параметра χ^2 . Такие измерения могут быть проведены на подкритических сборках, в которых компоненты исследуемой системы располагаются вытянутыми в одном направлении (например, в виде призмы или цилиндра). Преимущества таких экспериментов, называемых *экспоненциальными*, заключаются в том, что они дают сведения о размножающей системе при относительно небольшом количестве материалов.

Напомним вначале, в чем состоит суть экспоненциальных опытов с чистыми замедлителями, в которых изучались поглощающие свойства веществ. В прямоугольной призме квадратного сечения из исследуемого материала на больших расстояниях от источника измеряется пространственное распределение нейтронов вдоль оси z колонны. Это распределение для основной гармоники должно иметь экспоненциально затухающий вид:

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{z}{\Lambda_{00}}\right), \quad (3.51)$$

причем скорость затухания определяется двумя факторами: «геометрическим поглощением» и поглощением нейтронов в результате их захвата ядрами замедлителя:

$$\frac{1}{\Lambda_{00}} = \sqrt{\frac{2\pi^2}{a^2} + \frac{1}{L_c^2}}. \quad (3.52)$$

Распределение (3.51) было результатом решения уравнения диффузии

$$\Delta n - \frac{n}{L_c^2} = 0 \quad (3.53)$$

для вытянутой призмы с квадратным сечением в предположении, что плотность нейтронов обращается в нуль на её боковых гранях.

Аппроксимируя экспериментальные данные зависимостью (3.51), можно определить Λ_{00} и, следовательно, по заданному поперечному размеру призмы вычислить длину диффузии L_c .

Что изменится, если среда (при тех же самых условиях опыта) будет обладать не только поглощающими, но и размножающими (мультиплицирующими) свойствами? Ясно, что скорость затухания уменьшится благодаря появлению новых нейтронов, образующихся в делящемся веществе. Этот вывод следует из уравнения диффузии, которое для размножающей среды имеет вид:

$$\Delta n + \chi^2 n = 0 \quad (3.54)$$

где χ^2 – *материальный параметр размножающей среды*. Решение уравнения (3.54) имеет вид, аналогичный (3.51), однако скорость релаксации отличается от (3.52):

$$\frac{1}{\Lambda_{00}} = \sqrt{\frac{2\pi^2}{a^2} - \chi^2}. \quad (3.55)$$

Из последнего соотношения, в частности, следует, что Λ_{00} может быть больше или меньше $a/\pi\sqrt{2}$ в зависимости от того, какое условие выполняется: $\chi^2 > 0$ или $\chi^2 < 0$. Это означает, что результаты измерения Λ_{00} позволяют судить, можно ли получить цепную реакцию с помощью простого увеличения размеров системы. Если $\chi^2 < 0$, в среде преобладает поглощение и систему ни при каких размерах нельзя сделать критической. Если $\chi^2 > 0$, то коэффициент размножения системы больше единицы.

Для реактора на тепловых нейтронах соотношение (3.55) в одногрупповом модифицированном приближении принимает вид:

$$\frac{1}{\Lambda_{00}} = \sqrt{\frac{2\pi^2}{a^2} - \frac{k_{\infty} - 1}{L^2 + \tau}}. \quad (3.56)$$

При $k_{\infty} = 0$ и в отсутствие замедления это соотношение, как и следовало ожидать, переходит в (3.52). На опыте материальный параметр получается в результате измерений Λ_{00} и a .

Таким образом, экспоненциальные опыты могут быть использованы для определения материального параметра как однородных, так и гетерогенных систем. В случае гетерогенных систем линейные размеры призмы должны быть велики по сравнению с размерами ячейки решетки.

§3.7. Экспериментальное определение возраста

Очень подробное описание особенностей экспериментального определения параметров переноса нейтронов дается в фундаментальной работе [3]. Приведем в качестве примера методику измерений фольгами распределения нейтронов вблизи точечного источника, расположенного в замедляющей среде.

На основании этих измерений определяют средний квадрат длины замедления до тепловой энергии $\overline{r_T^2} = 6\tau_T$. При этом необходимо выполнить следующие два условия. Во-первых, желательно иметь исследуемую среду настолько протяженной, чтобы утечкой нейтронов можно было пренебречь. Во-вторых, следует исключить возможное влияние процесса диффузии тепловых нейтронов на результат определения $\overline{r_T^2} = 6\tau_T$ за счет дополнительной активации фольг тепловыми нейтронами. Для этого необходимо измерять распределение нейтронов при дискретных значениях энергии непосредственно над тепловой областью с помощью резонансных образцов. Обычно при определении среднего квадрата длины замедления используют распределение нейтронов при энергии индиевого резонанса 1,46 эВ. Показано, что в тонкой индиевой фольге ($d < 10 \text{ мг/см}^2$), покрытой кадмием, 95% активности с периодом полураспада 54 мин возникает в результате захвата нейтронов в этом резонансе. Поэтому для активации тонкой индиевой фольги, покрытой кадмием можно написать

$$C^{CD}(r) \sim \Phi(r; 1,46 \text{ эВ}),$$

откуда

$$\frac{\int_0^{\infty} r^2 C^{CD}(r) 4\pi r^2 dr}{\int_0^{\infty} C^{CD}(r) 4\pi r^2 dr} = \overline{r_{1,46}^{*2}} = 6\tau_{1,46}^* \quad (3.57)$$

Заметим, что эксперимент дает не значение возраста, а значение *возраста потока*, так как измеряется поток нейтронов при энергии 1,46 эВ, а не плотность замедления. Возраст же меньше на величину $\Delta\tau^* = \tau_{1,46}^* - \tau_{1,46}$, которая определяется расчетным путем и приблизительно равна экспериментальной погрешности измеренных значений возраста: для $\text{H}_2\text{O} - 0,43 \text{ см}^2$, для $\text{D}_2\text{O} - 3,7 \text{ см}^2$, для графита - $1,7 \text{ см}^2$.

Интегрирование в соотношении (3.57) распространено до $r = \infty$, в то время как практически поток может быть измерен только в конечной области. В большинстве случаев достаточно провести измерение в ограниченной области, так как ход потока на больших расстояниях можно с достаточной точностью определить с помощью экстраполяции. На больших расстояниях от источника, очевидно, имеет место зависимость

$$r^2 C^{CD}(r) \sim e^{-\Sigma r} \quad (3.58)$$

или

$$C^{CD}(r) \sim e^{-\Sigma r} / r^2.$$

Поэтому измерения достаточно распространить на такое расстояние, которое достаточно для определения постоянной затухания Σ . Для больших расстояний можно провести экстраполяцию в соответствии с соотношением (3.58). Объяснение подобного поведения связано с характером процесса замедления при первых столкновениях на больших расстояниях от источника и подробно изложено в п. 16.2 [3].

Таким образом, процедура определения величины $\tau_{1,46}^*$ состоит в следующем:

- 1) сначала определяют функцию $C^{CD}(r)$ для тонких индиевых фольг вблизи источника.
- 2) строят в полулогарифмическом масштабе кривую $r^2 C^{CD}(r)$ и экстраполируя ее линейно получают зависимость $C^{CD}(r)$ для всех значений r .
- 3) далее в линейном масштабе строят кривые $r^4 C^{CD}(r)$ и $r^2 C^{CD}(r)$ и интегрируют их графически в пределах от $r = 0$ до $r = \infty$.
- 4) частное от деления полученных интегралов и дает величину $\overline{r_{1,46}^{*2}}$.

При практическом использовании этой процедуры необходимо учитывать следующие возможные *источники погрешности*.

Эффект от активации нейтронами высоких энергий связан с необходимостью получения достаточной интенсивности. Для чего применяют не очень тонкие индиевые фольги толщиной примерно 100 мг/см^2 . В таких фольгах примерно 15 % активации обусловлено захватом ней-

тронов высокими резонансами, так как резонанс с энергией 1,46 эВ почти полностью самоэкранирован.

Индий кроме основного резонанса имеет два других при $E = 3,9$ эВ и $E = 9,1$ эВ, роль которых сказывается тем больше, чем больше толщина используемой фольги. По оценке, проведенной в работе [18] и сделанной при допущениях изотропности потока нейтронов, падающих на детектор, и справедливости закона Ферми $\Phi \sim 1/E$, показано, что для фольги оптимальной толщины (100 мг/см^2) и кадмия толщиной 0,6 мм вклад второго резонанса составляет около 10%, а третьего – около 4%. Кроме того, некоторый вклад в активность должны внести нейтроны с энергией $E > 10$ эВ. Все это приводит к тому, что τ , полученное из эксперимента, имеет заниженную величину, так как это соответствует замедлению нейтрона до энергии $E > 1,46$ эВ.

Этот эффект исключают либо расчетным путем, либо использованием метода сэндвича при измерении потоков [3].

Метод сэндвича позволяет использовать толстые фольги в виде трех слоев одного и того же вещества. Два крайних слоя такого детектора поглощают нейтроны с энергиями преимущественно вблизи основного резонанса. Активация среднего слоя, обусловленная

$1/v$ -компонентой и побочными резонансами, почти такая же, как и соответствующая активация внешних слоев. В величине активации, полученной как разность активаций внешнего и внутреннего слоев, содержится большая доля, связанная с захватом на основной уровень, чем это имеет место в случае облучения отдельной фольги. На рис. 3.4 показана типичная конструкция сэндвича из фольг. Для исключения активации внутренней фольги "неэкранированными" нейтронами, падающими на края сэндвича, используют защитное экранирующее кольцо толщиной примерно 5 мм. Фольга облучается под кадмиевым покрытием.

Ошибки, вызванные конечностью размеров источника. В результате этого нейтроны могут поглощаться и испытывать неупругое рассеяние в источнике.

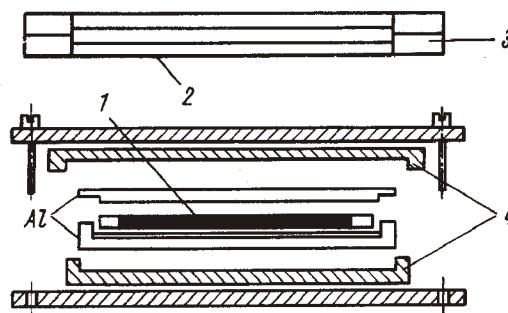


Рис. 3.4. Конструкция типичного детектора в виде сэндвича: 1-сэндвич; 2-фольги сэндвича; 3-защитное кольцо; 4-кадмиевое покрытие

Погрешности могут быть связаны с не идеальностью сферической геометрии источника.

Погрешности, вызванные утечками нейтронов из-за конечности замедляющей среды. Для сред с большими длинами замедления, таких как D₂O или графит, трудно создать большие системы для определения возраста. Неизбежные при этом утечки можно учесть расчетным путем. Чаще всего исследуемое вещество выполняют в форме параллелепипеда со сторонами **a**, **b**, **c**. Высота параллелепипеда должна быть существенно больше по сравнению с длиной замедления. Источник нейтронов помещают в середине параллелепипеда и измеряют распределение резонансного потока вдоль оси в зависимости от расстояния до источника. Затем вычисляют моменты $\overline{z^{2\nu}}$, соответствующие осевому распределению потока:

$$\overline{z^{2\nu}} = \frac{\int_0^{\infty} C^{CD}(z) z^{2\nu} dz}{\int_0^{\infty} C^{CD}(z) dz}.$$

С помощью этих моментов определяют возраст нейтронов по следующему соотношению:

$$\tau^* = \frac{\sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{\nu+1}{(2\nu+2)!} \left(\frac{\pi^2}{a^2} + \frac{\pi^2}{b^2} \right)^{\nu \cdot \overline{z^{2\nu+2}}}}{\sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{1}{(2\nu)!} \left(\frac{\pi^2}{a^2} + \frac{\pi^2}{b^2} \right)^{\nu \cdot \overline{z^{2\nu}}}}.$$

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Для успешного проведения работы рекомендуется ознакомиться с работами [3,9,10]. В соответствии с заданным вариантом (см. приложение к главе 3 табл. ПЗ.1) требуется выполнить следующее:

1. Ознакомиться с конструкцией экспериментальной установки, методикой проведения эксперимента и обработки полученного материала.
2. По иллюстративным экспериментальным данным провести расчет определяемого параметра. В случае определения возраста найти возраст тепловых нейтронов.

3. Определить необходимые поправки и оценить погрешность эксперимента.
4. Прокомментировать полученные результаты, сделать заключение по работе, оформить отчет в соответствии с требованиями.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие параметры удалось определить с помощью экспоненциальных опытов при создании первых реакторов?
2. Основные особенности экспоненциального реактора, почему он так называется?
3. Поясните физический смысл эффекта «геометрического поглощения»?
4. Запишите математическую постановку задачи определения распределения потока нейтронов в цилиндрической тепловой колонне с плоским источником?
5. Поясните принцип определения эффективного поперечного сечения поглощения с помощью экспоненциального реактора?
6. Каковы особенности экспериментального определения квадрата длины диффузии тепловых нейтронов в топливной решетке и в чистом замедлителе?
7. Объясните принцип определения возраста тепловых нейтронов в решетке?
8. В чем отличия диффузии резонансных и тепловых нейтронов в призме?
9. Принцип экспериментального определения возраста тепловых нейтронов?
10. Сделайте оценку поправки к экспериментальному значению возраста при энергии индиевого резонанса для одного из замедлителей (см. табл.3.1)
11. Пояснить характер распределения в призме тепловых нейтронов только что возникших при замедлении быстрых нейтронов точечного источника и общего числа тепловых нейтронов в ней существующих?
12. Каков алгоритм определения длины диффузии с помощью экспоненциального опыта?
13. Методика определения материального параметра на подкритической сборке?
14. Каковы особенности экспоненциального опыта при определении материального параметра в гомогенных и гетерогенных реакторах?
15. Какие поправки необходимо вводить при определении возраста и почему?

Глава 4.**ВЫЧИСЛЕНИЕ ВОЗРАСТА И ВРЕМЕНИ ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В РАЗЛИЧНЫХ СРЕДАХ**

Выполнение работы ставит следующие задачи:

- ознакомиться с теорией метода вычислений возраста и времени замедления нейтронов в задачах расчета пространственно-энергетического распределения замедляющихся нейтронов;
- освоить приближенную методику расчета возраста и времени замедления нейтронов на заданном участке замедления;
- освоить приближенную методику расчета возраста в многокомпонентной смеси;
- получить навыки графического интегрирования функции.

§4.1. Теория метода вычислений

Пространственно-энергетическое распределение замедляющихся нейтронов в возрастном приближении через поток замедления j для стационарного процесса в шкале летаргии u имеет вид:

$$\Delta j(\vec{r}, u) - \frac{1}{L^2(u)} j - \frac{\bar{\xi} \Sigma_s(u)}{D(u)} \frac{\partial j}{\partial u} + \frac{\bar{\xi} \Sigma_s(u)}{D(u)} S(\vec{r}, u) = 0, \quad (4.1)$$

где $\bar{\xi}$ – среднелогарифмическая потеря энергии за одно соударение или *среднелогарифмический декремент для смеси ядер*; $\Sigma_s(u), \Sigma_a(u)$ – эффективные макроскопические поперечные сечения рассеяния и поглощения среды, $см^{-1}$; $D(u)$ – коэффициент диффузии среды; $см$; $L^2(u) = D(u)/\Sigma_a(u)$ – квадрат длины диффузии надтепловых или замедляющихся нейтронов, $см^2$; $S(\vec{r}, u)$ – объемная скорость генерации нейтронов от равномерно распределенных источников, *нейтрон/(см³ с)*.

Энрико Ферми учел функциональную связь между летаргией замедляющихся нейтронов с возрастом, т.е. «временем», прошедшим с момента испускания быстрого нейтрона до момента его детектирования. Он ввел новую переменную

$$d\tau = \frac{\mathbf{D}(\mathbf{u})}{\zeta \Sigma_s(\mathbf{u})} d\mathbf{u} \quad \sim \quad \tau(\mathbf{u}) = \int \frac{\mathbf{D}(\mathbf{u})}{\zeta \Sigma_s(\mathbf{u})} d\mathbf{u}, \quad (4.2)$$

которую впоследствии назвали *возрастом нейтронов по Ферми*.

Тогда уравнение замедления (4.1) через переменную возраста примет вид

$$\Delta \mathbf{j}(\vec{r}, \tau) - \frac{1}{L^2(\tau)} \mathbf{j} - \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial \tau} + \mathbf{S}(\vec{r}, \tau) = 0. \quad (4.3)$$

4.1.1. Физический смысл возраста

Если источник $\mathbf{S}(\vec{r}, \tau)$ моноэнергетический, единичной интенсивности и описывается δ -функцией Дирака, то при

$$\tau < 0 \quad \mathbf{S}(\vec{r}, \tau) = 0.$$

Если переписать стационарное уравнение замедления в среде с поглощением (4.3) в виде

$$\Delta \mathbf{j}(\vec{r}, \tau) - \frac{1}{L^2(\tau)} \mathbf{j} = \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial \tau} \quad (4.4)$$

и сравнить его с нестационарным уравнением диффузии для моноэнергетических нейтронов для неразмножающей среды

$$\Delta \Phi(\vec{r}, t) - \frac{1}{L^2} \Phi = \frac{1}{Dv} \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad (4.5)$$

то видно, что второе уравнение аналогично первому, если в качестве независимой переменной выбрать не время t , а возраст τ и провести замену

$$d\tau \sim \mathbf{D} \cdot \mathbf{v} \cdot dt, \quad (4.6)$$

где $\mathbf{v}(\mathbf{u})$ – скорость замедляющегося нейтрона в единицах летаргии \mathbf{u} .

Таким образом, величина τ играет роль времени в уравнении замедления и пропорциональна хронологическому возрасту – времени замедления нейтронов $t_{зам}$, поэтому ее и назвали возрастом.

Но возраст нейтронов связан не только со временем замедления, но и со смещением нейтрона в процессе замедления

$$\tau = \frac{1}{6} \bar{r}^2 \quad [см^2], \quad (4.7)$$

т.е. определяет миграцию нейтрона в процессе замедления и играет для замедляющихся нейтронов ту же роль, что и квадрат длины диффузии L^2 для тепловых нейтронов.

Расчетную формулу для времени замедления можно получить из соотношения (4.6) с учетом (4.2)

$$dt_{зам} \stackrel{(4.6)}{=} \frac{d\tau \stackrel{(4.2)}{D}}{D \cdot v} = \frac{D}{\bar{\xi} \Sigma_s} \frac{1}{D \cdot v} du,$$

откуда

$$t_{зам} = \int_0^u \frac{1}{\Sigma_s(u) v(u)} \frac{du}{\bar{\xi}}. \quad (4.8)$$

Здесь $1/(\Sigma_s \cdot v) = \lambda_s/v$ – имеет смысл среднего времени между двумя соударениями на пути реакции рассеяния λ_s , а величина $du/\bar{\xi}$ – имеет смысл среднего числа соударений на интервале замедления du .

4.1.2. Вычисление возраста и времени замедления

Перепишем выражение (4.2) для возраста в виде

$$\tau(u) = \int_0^u \frac{D(u')}{\bar{\xi} \Sigma_s(u')} du' = \int_0^u \frac{\lambda_{tr}(u') \lambda_s(u')}{3\bar{\xi}} du' = \int_E^{E_0} \frac{\lambda_{tr}(E') \lambda_s(E')}{3\bar{\xi}} \frac{dE'}{E'}. \quad (4.9)$$

Отметим, что для многих ядер с $A > 1$ характерной особенностью зависимости эффективного транспортного поперечного сечения $\sigma_{tr}(E)$ от энергии является ее постоянное значение до границы энергии $E_1 = 100$ кэВ. Это позволяет наметить подходы в вычислении возраста в соответствии с рис. 4.1 зависимости $\sigma_{tr}(E)$ или $\sigma_s(E)$.

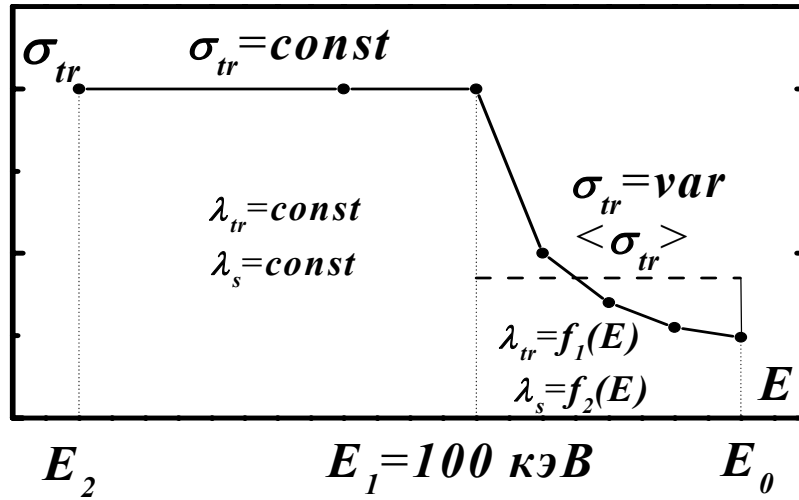


Рис. 4.1. Характерная зависимость транспортного сечения σ_{tr} от энергии нейтрона E

Можно выделить два случая вычисления возраста в зависимости от поведения $\lambda_{tr}(E) \cdot \lambda_s(E)$:

- I. **Частный случай** $\lambda_{tr} \cdot \lambda_s = const$, когда встречаются участки с такой зависимостью. Например, если источники нейтронов имеют энергию $E_0 < E_1 = 100 \text{ кэВ}$, то возраст нейтронов и время замедления легко определить из соотношений (4.9) и (4.8)

$$\tau(E) \stackrel{(8)}{=} \frac{\lambda_{tr} \lambda_s}{3\zeta} \int_E^{E_0} \frac{dE'}{E'} = \frac{\lambda_{tr} \lambda_s}{3\zeta} \ln \frac{E_0}{E}, \quad (4.10)$$

$$t_{зам} = \frac{1}{\zeta \Sigma_s} \int_0^u \frac{du}{v(u)} = \frac{\lambda_s}{\zeta} \int_E^{E_0} \frac{dE'}{v(E') E'} = 2 \frac{\lambda_s}{\zeta} \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{v_0} \right).$$

- II. **Общий случай** учитывает участки с переменной зависимостью $\lambda_{tr} \cdot \lambda_s = var$. Тогда в соответствии с графиком рис. 4.1 интеграл (4.9) разбивают на два

$$\tau(E) = \int_{E_1}^{E_0} \frac{\lambda_{tr} \lambda_s}{3\zeta} \frac{dE'}{E'} + \int_E^{E_1} \frac{\lambda_{tr} \lambda_s}{3\zeta} \frac{dE'}{E'} = \frac{\langle \lambda_{tr} \lambda_s \rangle}{3\zeta} \ln \frac{E_0}{E_1} + \frac{(\lambda_{tr} \lambda_s)_0}{3\zeta} \ln \frac{E_1}{E}, \quad (4.11)$$

$$t_{зам} = \frac{1}{\zeta} \left(\int_{E_1}^{E_0} \frac{\lambda_s dE'}{v(E') E'} + \int_E^{E_1} \frac{\lambda_s dE'}{v(E') E'} \right) = \frac{2}{\zeta} \left[\langle \lambda_s \rangle \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_0} \right) + (\lambda_s)_0 \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{v_1} \right) \right].$$

Здесь $\langle \lambda_{tr} \lambda_s \rangle, \langle \lambda_s \rangle$ – средние значения в интервале замедления $[E_1, E_0]$, $(\lambda_{tr} \lambda_s)_0, (\lambda_s)_0$ – постоянные значения на интервале $[E, E_1]$. Очевидно, если можно аппроксимировать сечение на участке $[E_1, E_0]$ какой-нибудь функцией, то первые интегралы в (4.11) можно вычислить аналитически.

Приведенная выше методика позволяет приближенно оценить возраст замедляющихся нейтронов в различных средах, если имеются достаточно надежные экспериментальные данные зависимостей $\sigma_s = f(E)$ и $\sigma_{tr} = f(E)$ или $\sigma_s = f(u)$ и $\sigma_{tr} = f(u)$ (см. табл. П4.2–П4.8).

§4.2. Получение расчетных формул

В качестве примера рассмотрим следующую задачу:

Вычислить возраст нейтронов, замедляющихся в графите от 2 МэВ до тепловых энергий, если плотность графита $\gamma_c = 1,6 \text{ г/см}^3$, а зависимость поперечного сечения рассеяния от энергии определяется данными:

$E, \text{эВ}$	$2 \cdot 10^6$	10^6	$2 \cdot 10^5$	10^5	$10^4 \div 1$	$0,1 \div 0,01$
$\sigma_s, \text{барн}$	1,72	2,67	4,22	4,48	4,7	4,8

Прежде чем приступить к выводу расчетных формул для вычисления возраста нейтронов **подчеркнем существенную особенность графита – его чрезвычайно малое сечение поглощения**. Так для стандартных нейтронов эффективное микроскопическое сечение поглощения равно $\sigma_a = 0,0034 \text{ барн}$. Это позволяет транспортное сечение для графита приближенно определять зависимостью

$$\sigma_{tr} = \sigma_a + \sigma_s \cdot (1 - \bar{\mu}) \approx \sigma_s \cdot (1 - \bar{\mu}), \quad (4.12)$$

где средний косинус угла рассеяния определяется в зависимости от массового числа A соотношением

$$\bar{\mu} = \frac{2}{3A}. \quad (4.13)$$

С учетом (4.12) формулу (4.9) можно преобразовать к более удобному виду

$$\begin{aligned} \tau &= \int_E^{E_0} \frac{\lambda_w \lambda_s}{3\zeta} \frac{dE'}{E'} = \int_E^{E_0} \frac{1}{3\zeta \Sigma_w \Sigma_s} \frac{dE'}{E'} \approx \\ &\approx \frac{1}{3\zeta} \int_E^{E_0} \frac{1}{\Sigma_s (1-\bar{\mu}) \Sigma_s} \frac{dE'}{E'} = \frac{1}{3\zeta (1-\bar{\mu}) N^2} \int_E^{E_0} \frac{1}{\sigma_s^2(E')} \frac{dE'}{E'}. \end{aligned} \quad (4.14)$$

Если учесть, что среднелогарифмический декремент ζ можно найти из известных расчетных формул

$$\begin{aligned} \zeta &= 1 \quad \text{при } A=1, \\ \zeta &\approx 1 + \frac{A-1}{2A} \cdot \ln\left(\frac{A-1}{A+1}\right) \quad \text{при } A < 10, \\ \zeta &\cong \frac{2}{A + \frac{2}{3}} \quad \text{при } A > 10, \end{aligned} \quad (4.15)$$

то константа перед интегралом легко определяется, обозначим ее;

$$A = \frac{1}{3\zeta(1-\bar{\mu})N^2}.$$

Из выражения (4.14) следует, что в нашем случае для приближенного определения возраста в графите достаточно иметь экспериментальные данные только по микроскопическому сечению рассеяния σ_s . Если же сечение поглощения вещества соизмеримо или превосходит сечение рассеяния, то потребуются данные по транспортному сечению и тогда константа перед интегралом примет другой вид.

Представим эти данные на графике и соединим их сглаживающей кривой (рис. 4.2). В нашем случае очевидны четыре зоны с отличным характером поведения функции. В общем случае их может быть сколько угодно много, и их выбор зависит от навыков вычислителя, требуемой точности. При определении среднего значения функции на отдельных участках используем либо ее аппроксимацию с последующим аналитическим интегрированием, либо проведем графическое интегрирование методом «прозрачной линейки».

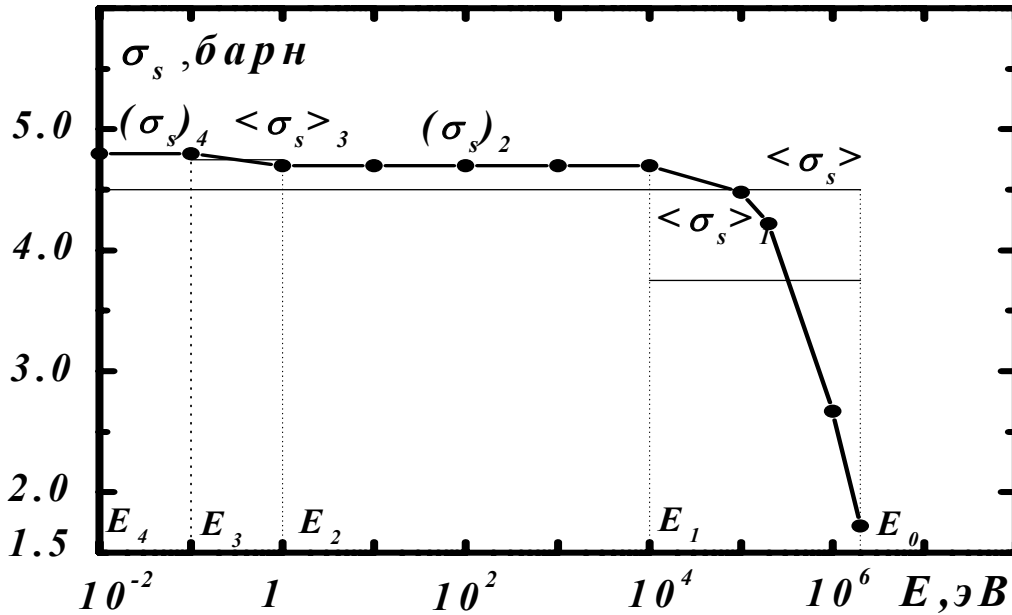


Рис. 4.2. Зависимость сечения рассеяния углерода от энергии нейтрона

Тогда в соответствии с формулой (4.11) можно записать: более «точный результат»

$$\tau(E) = A \left(\frac{1}{\langle \sigma_s \rangle_1^2} \ln \frac{E_0}{E_1} + \frac{1}{(\sigma_s)_2^2} \ln \frac{E_1}{E_2} + \frac{1}{\langle \sigma_s \rangle_3^2} \ln \frac{E_2}{E_3} + \frac{1}{(\sigma_s)_4^2} \ln \frac{E_3}{E_4} \right), \quad (4.16)$$

более «грубый результат»

$$\tau(E) = A \frac{1}{\langle \sigma_s \rangle^2} \ln \frac{E_0}{E_4}, \quad (4.17)$$

где $\langle \sigma_s \rangle_1, \langle \sigma_s \rangle_3$ – средние значения эффективного поперечного сечения рассеяния σ_s на интервалах замедления $[E_0, E_1]$ и $[E_2, E_3]$; $(\sigma_s)_2, (\sigma_s)_4$ – постоянные значения σ_s на интервалах $[E_1, E_2]$ и $[E_3, E_4]$; $\langle \sigma_s \rangle$ – среднее значение на всем интервале замедления $[E_0, E_4]$.

§4.3. Оценка возраста нейтронов в смеси веществ

Знание параметров замедления необходимы для расчетов активных зон и оценки влияния отражателей нейтронов в ядерных установках. В этом параграфе приведены иллюстративные данные по возрасту нейтронов деления в различных веществах и одна из первых приближенных методик оценки возраста в многокомпонентной среде [6].

Вычисление возраста в смеси различных ядер также проводится по формуле (4.2), которую представим в виде:

$$\tau = \int_E^{E_0} \frac{\bar{\lambda}_{str} \bar{\lambda}_s}{3\bar{\zeta}} \frac{dE'}{E'}, \quad (4.18)$$

где

$$\bar{\lambda}_{str} = \frac{\bar{\lambda}_s}{\left(1 - \frac{2}{3}\right) \sum_i \frac{C_i}{A_i}}; \quad \bar{\zeta} = 1 + \sum_i \frac{C_i \alpha_i \ln \alpha_i}{1 - \alpha_i}; \quad \alpha_i = \frac{(A_i - 1)}{(A_i + 1)}. \quad (4.19)$$

или иначе

$$\bar{\lambda}_{str}^{-1} = \sum_i \left(1 - \frac{2}{3A_i}\right) N_i \sigma_{si}; \quad \bar{\zeta} = \bar{\lambda}_s \sum_i N_i \sigma_{si} \zeta_i.$$

Здесь приняты обозначения A_i – атомный вес, α_i – ступенька замедления в энергетической шкале, C_i – взвешенная по сечениям концентрация i -го нуклида, т.е.

$$C_i = \frac{N_i \sigma_{si}}{\sum_i N_i \sigma_{si}} = N_i \sigma_{si} \bar{\lambda}_s, \quad (4.20)$$

где σ_{si} – сечение рассеяния нейтрона ядром сорта i , $\bar{\lambda}_s, \bar{\lambda}_{str}$ – средняя длина свободного пробега нейтрона до рассеяния и длина переноса или транспортная длина при отсутствии поглощения.

В случае когда надо определить τ смеси из нескольких веществ, для каждого из которого длина замедления известна (4.18) преобразуют к виду, где τ смеси выражено через τ каждого компонента. При этом предпо-

лагается, что зависимость сечений рассеяния от энергии либо одинаковая для всех компонентов, либо вовсе несущественна. Эта формула имеет вид

$$\frac{1}{\tau} = \sum_i \frac{c_i^2}{\tau_i} + \sum_{i>i'} \frac{c_i c_{i'}}{\sqrt{\tau_i \tau_{i'}}} \left[\sqrt{\frac{1 - \frac{2}{3A_{i'}} \zeta_i}{1 - \frac{2}{3A_i} \zeta_{i'}}} + \sqrt{\frac{1 - \frac{2}{3A_i} \zeta_{i'}}{1 - \frac{2}{3A_{i'}} \zeta_i}} \right]. \quad (4.21)$$

Первая сумма берется по всем компонентам смеси, вторая – по всем возможным комбинациям i и i' , для которых $i > i'$, а

$$c_i = N_i / N_i^{(0)},$$

где N_i – число ядер сорта i в 1 см^3 смеси, а $N_i^{(0)}$ – число ядер сорта i в том состоянии компонента i , для которого τ_i вычислено или измерено.

В табл. 4.1 приведены значения τ для некоторых веществ от средней энергии спектра нейтронов деления $E_0 = 2 \cdot 10^6 \text{ эВ}$ до энергии E_c (принято, что $E_c = 0,2 \text{ эВ}$). Для легких веществ приведены экспериментальные значения τ , определенные как $\bar{r}^2/6$.

Измерения проводились для нейтронов деления и до энергии резонанса In, который расположен при $1,46 \text{ эВ}$. Замедление от $1,46 \text{ эВ}$ до $0,2 \text{ эВ}$ определено теоретически. Такое определение имеет погрешность $\sim 10\%$; экспериментальные погрешности несколько увеличены за этот счет.

Для средних и тяжелых элементов (начиная с Na) τ вычислено по формуле:

$$\tau = \frac{\lambda_s^2}{3\zeta} \ln \frac{E_0}{E_c}.$$

Значения λ_s/ζ приведены в табл. 4.1 для средних энергий. Некоторые тяжелые элементы имеют заметные сечения поглощения при малых и средних энергиях, а при больших энергиях играют роль неупругие столкновения и анизотропия рассеяния. Поэтому *данные* табл. 4.1 имеют для этих веществ только иллюстративный характер. Они могут, однако, быть использованы для определения возраста в смеси нескольких веществ только при малых концентрациях тяжелых элементов.

Таблица 4.1

Возраст нейтронов деления в различных веществах [6]

Вещество	Плотность, γ $г/см^3$	λ_s/ξ (для средних энергий), $см$	Возраст τ , $см^2$
H ₂ O	1,0	0,74	31±2
D ₂ O	1,1	5,65	125±3*
Be	1,85	6,54	86±3
C	1,67	16,1	313±5
Na	0,93	152	10700
Mg	1,74	83	3180
Al	2,7	164	10800
Fe	7,8	29,4	160
Zr	6,5	175	3600
Bi	9,8	402	8270
U	18,7	304	4160

* В работе [6] отмечается значение τ для D₂O, которое заметно отличается от указанного здесь: $\tau = 107 \pm 5 \text{ см}^2$ (получено из критических опытов).

В табл. 4.2. приведены коэффициенты A_{ij} , определяющие τ в среде, состоящей из смеси веществ, по формуле (4.21), если ее записать в виде

$$\frac{10^4}{\tau} = \sum_j \sum_{i \geq j} A_{ij} c_i c_j, \quad c_i = \frac{V_i \gamma_i}{V_0 \gamma_{\text{табл}}},$$

где c_i —доля объема, занятого веществом i , если его плотность равна значению, приведенному табл. 4.1.

В качестве примера приведем результаты работы [7] по экспериментальному определению и численному расчету по вышеприведенной методике возраста тепловых нейтронов в железобетонных смесях. Этот пример интересен еще и тем, что железобетонные композиции широко применяются в качестве отражателей нейтронов в водородных энергетических реакторах (ВВЭР).

Измерения *второго пространственного момента плотности замедления* нейтронов деления в воде и в железобетонных смесях были выполнены в стальном баке размером $74 \times 74 \times 100 \text{ см}$, заполненном водой и пластинами из СТ-3 размерами $71,5 \times 71,5 \times 0,3 \text{ см}$.

Во избежание коррозии пластины и стенки бака были покрыты бакелитовым лаком. Пластины устанавливались в баке перпендикулярно направлению измерения распределения плотности замедления и ук-

реплялись в требуемом положении при помощи дюралевых и плексигласовых гребенок, расположенных на дне и стенках бака.

Таблица 4.2

Значения коэффициентов A_{ij} для определения τ смеси различных веществ

$j \backslash i$	H ₂ O	D ₂ O	Be	C	Na	Mg	Al	Fe	Zr	Bi	U
H ₂ O	323	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
D ₂ O	400	80	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Be	730	220	116	-	-	-	-	-	-	-	-
C	440	130	120	32	-	-	-	-	-	-	-
Na	100	27	23	11	0,93	-	-	-	-	-	-
Mg	190	50	43	21	3,4	3,1	-	-	-	-	-
Al	110	29	24	12	1,9	3,4	0,93	-	-	-	-
Fe	1400	320	230	120	17	30	16	61	-	-	-
Zr	340	84	63	29	4	7,3	3,8	27	2,8	-	-
Bi	340	75	60	27	3,5	6,4	3,3	21	4,4	1,2	-
U	500	120	89	42	5,3	9,5	4,9	31	5,8	3,4	2,4

Измерения были проведены для трех удельных объемных концентраций железа в смеси

$$\rho = \frac{\text{объем железа}}{\text{объем железа} + \text{объем воды}},$$

равных 0,14; 0,26 и 0,43. Контрольным опытом служило измерение возраста нейтронов в воде. Источником нейтронов деления служил *конвертор*, который преобразовывал тепловые нейтроны реактора в нейтроны спектра деления ²³⁵U и был изготовлен из окиси-закиси урана, обогащенной изотопом ²³⁵U до 75 %. Пространственное распределение замедляющихся нейтронов измерялось индиевыми фольгами (средней толщины 40 мг/см²), закрытыми кадмием.

Относительно слабый поток тепловых, а, следовательно, и быстрых нейтронов из конвертора не позволил выполнить измерения на расстояниях от источника, больших 56 см и необходимых для определения возраста нейтронов. Известно, что при больших расстояниях от источника плотность замедления спадает по закону

$$\sim k \frac{\exp(-r/\lambda)}{r^2},$$

где λ – длина релаксации. Это обстоятельство было использовано для экстраполяции распределения до бесконечности.

Для расчета величины возраста нейтронов τ использовалась известная формула

$$\tau = \frac{1}{6} \frac{\int_0^{\infty} Ar^4 dr}{\int_0^{\infty} Ar^2 dr}.$$

Экспериментально были определены величины $\int_0^R Ar^4 dr$ и $\int_0^R Ar^2 dr$, а

значения $\int_R^{\infty} Ar^4 dr$ и $\int_R^{\infty} Ar^2 dr$ были получены аналитически, путем

экстраполяции по закону $A \sim k \frac{\exp(-r/\lambda)}{r^2}$. Значение k получено подбором такой функции $k \exp(-r/\lambda)$, чтобы «сшить» экстраполированную часть с экспериментальной, а значение λ выбрано по последним точкам экспериментального распределения.

В результате обработки эксперимента получены следующие значения:

$$\tau_{\text{H}_2\text{O}} = 30,2 \pm 1,5 \text{ см}^2 \quad (\rho = 0,00);$$

$$\tau_{\text{H}_2\text{O}+\text{Fe}} = 31,0 \pm 2,7 \text{ см}^2 \quad (\rho = 0,14);$$

$$\tau_{\text{H}_2\text{O}+\text{Fe}} = 39,7 \pm 2,0 \text{ см}^2 \quad (\rho = 0,26);$$

$$\tau_{\text{H}_2\text{O}+\text{Fe}} = 50,4 \pm 2,5 \text{ см}^2 \quad (\rho = 0,43).$$

Возраст нейтронов в смеси из нескольких веществ, для каждого из которого известна длина замедления, вычислялся по формуле (4.21), где вместо $c_i = N_i/N_i^{(0)}$ подставлялись значения объемных концентраций ρ_i .

На рис. 4.3 кривая соответствует расчетным значениям возраста до энергии индиевого резонанса 1,46 эВ для различных концентраций смеси вода-железо, вычисленным по формуле (4.21). При вычислении были использованы следующие значения возраста: для железа $\tau_{\text{Fe}} = 743 \text{ см}^2$ (расчетное значение), для воды $\tau_{\text{H}_2\text{O}} = 30,5 \text{ см}^2$ (экспериментальное значение). Как видно из рисунка полученные экспериментальные значения возраста нейтронов в железоводных смесях достаточно хорошо согласуются с расчетными значениями.

Теоретическое определение τ по формулам (4.18)–(4.21) работы приводит к близким значениям, однако точность такого вычисления ввиду погрешности в сечениях рассеяния и неточности теории хуже, чем точность экспериментального определения τ .

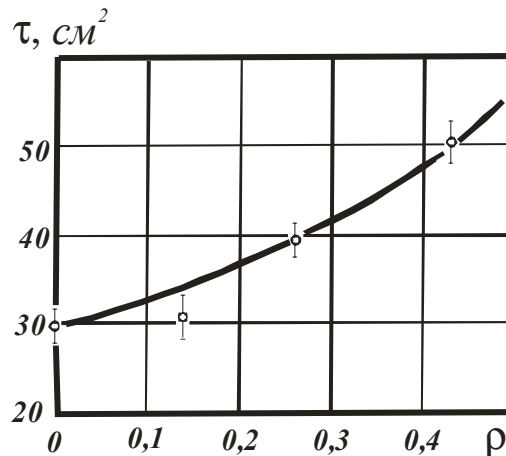


Рис.4.3. Зависимость возраста нейтронов в железородных смесях от концентрации:
 — - расчетная кривая; ϕ - эксперимент

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. В соответствии с заданным вариантом табл. П4.1 найти необходимые справочные данные [4,5] и рассчитать требуемые величины для вычисления возраста: N – ядерную плотность среды, $\bar{\mu}$ – средний косинус угла рассеяния и др. Некоторые данные работы [4] приведены в табл. П4.2–П4.8. В табл. П4.1 приняты следующие сокращения: $E_0 = 2$ МэВ – средняя энергия спектра нейтронов деления; $E_m = 1,46$ эВ – энергия главного индиевого резонанса; $E_{cm} = 0,0253$ эВ – энергия стандартных тепловых нейтронов.
2. Построить графики зависимостей $\sigma_{tr} \cdot \sigma_s = f(E)$, $\sigma_s = f(E)$ или $\sigma_{tr} \cdot \sigma_s = f(u)$, $\sigma_s = f(u)$ отметить их основные особенности в пределах заданных интервалов замедления.
3. Провести расчет возраста τ и времени замедления $t_{зам}$ по «точной» (с разбиением на подынтервалы) и «грубой» моделям.
4. Для заданного состава смеси элементов по методике работы [6] сделать оценку возраста.
5. Сравнить полученные результаты с имеющимися экспериментальными данными и сделать выводы по работе, оформить отчет в соответствии с требованиями.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Поясните смысл членов балансового уравнения замедления нейтронов (4.1)?
2. Физический смысл возраста, длины диффузии и качественное соотношение между ними в различных средах?
3. Поясните физический смысл балансового уравнения (4.4)?
4. Дайте наиболее употребляемое определение возраста?
5. В чем суть характерного поведения транспортного сечения от энергии?
6. Что называется летаргией?
7. В чем заключается основной принцип «общей расчетной» формулы?
8. Дайте определение второго пространственного момента, для чего его определяют?
9. Поясните смысл длины релаксации и методику ее экспериментального определения?

Приложение к главе 1

Таблица П1.1

Некоторые единицы измерения в СИ и их связь с единицами других систем

Величина	Единица измерения в СИ	Соотношения между единицами
Длина	<i>м</i>	$1 \text{ м} = 10^2 \text{ см}; 1 \text{ см} = 10^{-2} \text{ м}$
Скорость	<i>м/с</i>	$1 \text{ м/с} = 10^2 \text{ см/с} = 3,6 \text{ км/ч};$ $1 \text{ см/с} = 10^{-2} \text{ м/с} = 0,036 \text{ км/ч};$
Сила	<i>Н</i>	$1 \text{ Н} = 1 \text{ (кг}\cdot\text{м)/с}^2$ (см. прилож. 2)
Работа, энергия	<i>Дж</i>	$1 \text{ Дж} = 1 \text{ Вт}\cdot\text{с}$ (см. прилож. 3 и 4)
Мощность	<i>Вт</i>	$1 \text{ Вт} = 1 \text{ Дж} / \text{с}$ (см. прилож. 5)
Температура	<i>К</i>	$T \text{ К} = 273,15 + t \text{ }^\circ\text{C}; t \text{ }^\circ\text{C} = T \text{ К} - 273,15$
Плотность	<i>кг/м³</i>	$1 \text{ кг/м}^3 = 10^{-3} \text{ г/см}^3; 1 \text{ г/см}^3 = 10^3 \text{ кг/м}^3$
Давление	<i>Па</i>	$1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$ (см. прилож. 6)
Расход жидкости	<i>кг/с</i>	$1 \text{ кг/с} = 3,6 \text{ т/ч}; 1 \text{ т/ч} = 0,28 \text{ кг/с}$
Тепловой поток	<i>Вт</i>	$1 \text{ Вт} = 0,860 \text{ ккал/ч}; 1 \text{ ккал/ч} = 1,163 \text{ Вт}$
Поверхностная мощность теплового потока	<i>Вт/м²</i>	$1 \text{ Вт/м}^2 = 0,860 \text{ ккал/(м}^2\cdot\text{ч)};$ $1 \text{ ккал/(м}^2\cdot\text{ч)} = 1,163 \text{ Вт/м}^2$
Удельная теплоемкость	<i>Дж/(кг·К)</i>	$1 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)} = 0,239\cdot 10^{-3} \text{ ккал/(кг}\cdot\text{ }^\circ\text{C)};$ $1 \text{ ккал/(кг}\cdot\text{ }^\circ\text{C)} = 4,186\cdot 10^3 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$
Коэффициенты теплоотдачи и теплопередачи	<i>Вт/(м²·К)</i>	$1 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)} = 0,860 \text{ ккал/(м}^2\cdot\text{ч}\cdot\text{ }^\circ\text{C)};$ $1 \text{ ккал/(м}^2\cdot\text{ч}\cdot\text{ }^\circ\text{C)} = 1,163 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}$
Коэффициент теплопроводности	<i>Вт/(м·К)</i>	$1 \frac{\text{Вт}}{\text{м}\cdot\text{К}} = 0,860 \frac{\text{ккал}}{\text{м}\cdot\text{ч}\cdot\text{ }^\circ\text{C}}$ (см. прилож. 7)
Удельная энтальпия	<i>Дж/кг</i>	$1 \text{ Дж/кг} = 0,239 \text{ кал/кг};$ $1 \text{ ккал/кг} = 4,19 \text{ кДж/кг}$
Плотность нейтронов	<i>нейтр/м³</i>	$1 \text{ нейтр/м}^3 = 10^{-6} \text{ нейтр/см}^3;$ $1 \text{ нейтр/см}^3 = 10^6 \text{ нейтр/м}^3$
Плотность потока нейтронов	<i>нейтр/(м²·с)</i>	$1 \text{ нейтр/(м}^2\cdot\text{с)} = 10^{-4} \text{ нейтр/(см}^2\cdot\text{с)};$ $1 \text{ нейтр/(см}^2\cdot\text{с)} = 10^4 \text{ нейтр/(м}^2\cdot\text{с)}$
Интенсивность излучения	<i>Вт/м²</i>	$1 \text{ Вт/м}^2 = 6,25\cdot 10^8 \text{ МэВ/(см}^2\cdot\text{с)};$ $1 \text{ МэВ/(см}^2\cdot\text{с)} = 1,60\cdot 10^{-9} \text{ Вт/м}^2$

Примечание: В основу СИ положены семь основных (метр – *м*, килограмм – *кг*, секунда – *с*, ампер – *А*, кельвин – *К*, кандела – *кд*, моль), две дополнительные (радиан – *рад*,стерадиан – *стер*) и 27 производных единиц.

СИ разбивается на ряд подсистем: МКС (*м, кг, с*) – для механических величин, МКСА (*м, кг, с, А*) – для электрических и магнитных величин, МКСГ (*м, кг, с, К*) – для тепловых величин и МСК (*м, с, кд*) – для световых величин.

Таблица П1.2

Единицы силы

Единица измерения	<i>H</i>	<i>дин</i>	<i>кгс</i>	<i>гс</i>
<i>H</i>	1	10^5	0,102	102
<i>дин</i>	10^{-5}	1	$1,02 \cdot 10^{-6}$	$1,02 \cdot 10^{-3}$
<i>кгс</i>	9,81	$9,81 \cdot 10^5$	1	10^3
<i>гс</i>	$9,81 \cdot 10^{-3}$	$9,81 \cdot 10^{-2}$	10^{-3}	1

Таблица П1.3

Единицы энергии, количества теплоты, работы

Единица измерения	<i>Дж</i>	<i>эВ</i>	<i>кВт·ч</i>	<i>кгс·м</i>	<i>ккал</i>	<i>Б. Т. Е.</i>
<i>Дж</i>	1	$6,242 \cdot 10^{18}$	$2,78 \cdot 10^{-7}$	0,102	$23,9 \cdot 10^{-5}$	$9,48 \cdot 10^{-4}$
<i>эВ</i>	$1,6 \cdot 10^{-19}$	1	$4,44 \cdot 10^{-26}$	$1,6 \cdot 10^{-20}$	$3,8 \cdot 10^{-23}$	$1,5 \cdot 10^{-22}$
<i>кВт·ч</i>	$3,6 \cdot 10^6$	$2,25 \cdot 10^{25}$	1	$3,67 \cdot 10^5$	860	$3,41 \cdot 10^3$
<i>кгс·м</i>	9,81	$6,12 \cdot 10^{19}$	$2,72 \cdot 10^{-6}$	1	$2,34 \cdot 10^{-3}$	$9,28 \cdot 10^{-3}$
<i>ккал</i>	$4,19 \cdot 10^3$	$2,61^{22}$	$1,163 \cdot 10^{-3}$	427	1	3,969
<i>Б. Т. Е.</i>	1055	$6,58 \cdot 10^{21}$	$2,93 \cdot 10^{-4}$	107,6	0,252	1

Примечание: 1 МВт·ч = 3,6 МДж (точно) = $3,6 \cdot 10^{13}$ эрг = 367098 кгс·м = $224,71 \cdot 10^{23}$ эВ = 859,845 ккал;

1 ккал = 4186,8 Дж (точно) = 426,935 кгс·м = $2,6147 \cdot 10^{22}$ эВ = $1,163 \cdot 10^{-3}$ кВт·ч;

1 кгс·м = 9,80665 Дж (точно) = $2,72407 \cdot 10^{-6}$ кВт = 2,34228 кал;

1 эВ = $1,60219 \cdot 10^{-19}$ Дж = $4,4502 \cdot 10^{-26}$ кВт·ч;

1 Q = $1,055 \cdot 10^{21}$ Дж = $2,52 \cdot 10^{17}$ ккал = $2,93 \cdot 10^{14}$ кВт·ч = $36 \cdot 10^9$ т.у.т.;

1 кг у.т. = 7000 ккал = 29,3 МДж = $27,8 \cdot 10^{-12}$ Q.

Таблица П1.4

Единицы мощности

Единица измерения	<i>эрг/с</i>	<i>Вт (Дж/с)</i>	<i>МэВ/с</i>	<i>кгс·м/с</i>	<i>л.с.</i>	<i>ккал/ч</i>
<i>эрг/с</i>	1	10^{-7}	$6,25 \cdot 10^5$	$1,02 \cdot 10^{-8}$	$1,36 \cdot 10^{-10}$	$8,61 \cdot 10^{-8}$
<i>Вт (Дж/с)</i>	10^7	1	$6,25 \cdot 10^{12}$	0,102	$1,36 \cdot 10^{-3}$	0,861
<i>МэВ/с</i>	$1,60 \cdot 10^{-6}$	$1,60 \cdot 10^{-13}$	1	$1,63 \cdot 10^{-14}$	$2,176 \cdot 10^{-16}$	$13,77 \cdot 10^{-14}$
<i>кгс·м/с</i>	$9,81 \cdot 10^7$	9,81	$61,4 \cdot 10^{12}$	1	$1,33 \cdot 10^{-2}$	8,45
<i>л.с.</i>	$7,36 \cdot 10^9$	736	$4,6 \cdot 10^{15}$	75	1	633
<i>ккал/ч</i>	$1,16 \cdot 10^7$	1,16	$7,26 \cdot 10^{12}$	0,118	$1,58 \cdot 10^{-3}$	1

Примечание: 1 Вт = 0,101972 кгс·м/с = $1,3596 \cdot 10^{-3}$ л.с. = 0,238846 кал/с;

1 кгс·м/с = 9,80665 Вт (точно); 1 л.с. = 735,499 Вт = 75 кгс·м/с = 270000 кгс·м/ч;

1 кал/с = 4,1868 Вт (точно) = 0,0426935 кгс·м/с.

Таблица П1.5

Единицы массы и энергии

Единица измерения	<i>эрг</i>	<i>Дж</i>	<i>эВ</i>	<i>а.е.м.</i>	<i>г</i>
<i>эрг</i>	1	10^{-7}	$6,24 \cdot 10^{11}$	$6,71 \cdot 10^2$	$1,11 \cdot 10^{-21}$
<i>Дж</i>	10^7	1	$6,24 \cdot 10^{18}$	$6,71 \cdot 10^9$	$1,11 \cdot 10^{-14}$
<i>эВ</i>	$1,6 \cdot 10^{-12}$	$1,602 \cdot 10^{-19}$	1	$1,074 \cdot 10^{-9}$	$1,78 \cdot 10^{-33}$
<i>а.е.м.</i>	$1,49 \cdot 10^{-3}$	$1,49 \cdot 10^{-10}$	$931,12 \cdot 10^6$	1	$1,66 \cdot 10^{-24}$
<i>г</i>	$8,987 \cdot 10^{20}$	$8,987 \cdot 10^{13}$	$5,609 \cdot 10^{32}$	$6,02 \cdot 10^{23}$	1

Таблица П1.6

Единицы давления

Единица измерения	<i>Па (Н/м²)</i>	<i>бар</i>	<i>ат (техн.), кгс/см²</i>	<i>атм (физ.)</i>
<i>Па</i>	1	10^{-5}	$1,02 \cdot 10^{-5}$	$0,987 \cdot 10^{-5}$
<i>бар</i>	10^5	1	1,02	0,987
<i>ат (техн.), кгс/см²</i>	$9,81 \cdot 10^4$	0,981	1	0,968
<i>атм (физ.)</i>	$1,013 \cdot 10^5$	1,013	1,033	1
<i>мм вод. ст., кгс/см²</i>	9,81	$9,81 \cdot 10^{-5}$	10^{-4}	$9,68 \cdot 10^{-5}$
<i>мм рт. ст.</i>	133,3	$1,33 \cdot 10^{-3}$	$1,36 \cdot 10^{-3}$	$1,31 \cdot 10^{-3}$
<i>фунт/фут²</i>	47,87	$47,87 \cdot 10^{-5}$	$4,88 \cdot 10^{-4}$	$4,72 \cdot 10^{-4}$
<i>фунт/дюйм²</i>	$68,9 \cdot 10^2$	0,069	0,070	0,068

Единица измерения	<i>мм вод. ст., кгс/см²</i>	<i>мм рт. ст.</i>	<i>фунт/фут²</i>	<i>фунт/дюйм²</i>
<i>Па</i>	0,102	$7,5 \cdot 10^{-3}$	$21 \cdot 10^{-3}$	$14,5 \cdot 10^{-5}$
<i>бар</i>	$1,02 \cdot 10^4$	750	$21 \cdot 10^2$	14,5
<i>ат (техн.), кгс/см²</i>	10^4	736	2048	14,22
<i>атм (физ.)</i>	$1,033 \cdot 10^4$	760	2177	14,7
<i>мм вод. ст., кгс/см²</i>	1	$7,36 \cdot 10^{-2}$	0,205	$1,4 \cdot 10^{-3}$
<i>мм рт. ст.</i>	13,6	1	2,785	$19,3 \cdot 10^{-3}$
<i>фунт/фут²</i>	4,88	0,359	1	$6,94 \cdot 10^{-3}$
<i>фунт/дюйм²</i>	703	51,71	144	1

Таблица П1.7

Единицы теплопроводности

Единица измерения	<i>Вт/(м·°С)</i>	<i>ккал/(м·ч·°С)</i>	<i>кал/(см·с·°С)</i>	<i>Б.Т.Е./(фут·ч·°F)</i>
<i>Вт/(м·°С)</i>	1	0,860	$2,39 \cdot 10^{-3}$	0,578
<i>ккал/(м·ч·°С)</i>	1,163	1	$2,78 \cdot 10^{-3}$	0,672
<i>кал/(см·с·°С)</i>	418,6	360	1	241,9
<i>Б.Т.Е./(фут·ч·°F)</i>	1,73	1,48	$4,13 \cdot 10^{-3}$	1

Таблица П1.8

Сечения взаимодействия нейтронов с нуклидами и резонансные интегралы, 10^{-24} см^2 (при скорости $v_0=2200 \text{ м/с}$, соответствующей энергии $E_0=0,0253 \text{ эВ}$)

Элемент или нуклид	Микроскопические сечения			Резонансный интеграл поглощения при бесконечном разбавлении I_{∞}
	Радиационного захвата σ_c	рассеяния σ_s	полное $\sigma_t = \sigma_c + \sigma_s$	
Водород $^1_1\text{H}^*$	0,332	20,4	20,73	-
Дейтерий $^2_1\text{D}^*$	$0,53 \cdot 10^{-3}$	3,39	3,4	-
Гелий ^4_2He	$\leq 0,05$	0,76	0,80	-
Литий ^3_3Li	70,7	1,4	72,1	-
Бериллий ^9_4Be	$9,2 \cdot 10^{-3}$	6,14	6,149	$4 \cdot 10^{-3} **$
Бор ^5_5B	759 ***	3,6	762,6	341
$^{10}_5\text{B}$	3837	2,23	3839,2	1722
Углерод ^6_6C	$3,4 \cdot 10^{-3}$	4,75	4,75	$1,5 \cdot 10^{-3}$
Азот ^7_7N	1,85	10,6	12,5	0,9
Кислород ^8_8O	$0,27 \cdot 10^{-3}$	3,76	3,76	$0,31 \cdot 10^{-3}$
Натрий $^{23}_{11}\text{Na}$	0,53	3,2	3,7	0,31
Магний $^{12}_{12}\text{Mg}$	0,063	3,42	3,48	0,038
Алюминий $^{27}_{13}\text{Al}$	0,23	1,49	1,72	0,17
Титан $^{22}_{22}\text{Ti}$	6,1	4,0	10,1	-
Ванадий $^{23}_{23}\text{V}$	5,04	4,93	9,97	2,7
Хром $^{24}_{24}\text{Cr}$	3,1	3,8	6,9	1,7
Марганец $^{55}_{25}\text{Mn}$	13,3	2,1	15,4	14,0
Железо $^{26}_{26}\text{Fe}$	2,55	10,9	13,5	1,4
Кобальт $^{59}_{27}\text{Co}$	37,2	6,7	43,9	75,7
Никель $^{28}_{28}\text{Ni}$	4,43	17,3	21,73	2,2
Бром $^{35}_{35}\text{Br}$	6,8	6,1	12,9	90,0
Стронций $^{38}_{38}\text{Sr}$	1,21	10,0	11,2	11,0
Цирконий $^{40}_{40}\text{Zr}$	0,185	6,4	6,59	1,1
Ниобий $^{93}_{41}\text{Nb}$	1,15	5,0	6,15	8,5
Молибден $^{42}_{42}\text{Mo}$	2,65	5,8	8,45	22
Серебро $^{47}_{47}\text{Ag}$	63,6	6,0	69,6	747
Кадмий $^{48}_{48}\text{Cd}$	2450	5,6	2457	-
Индий $^{49}_{49}\text{In}$	193,5	2,2	195,7	3200
Олово $^{50}_{50}\text{Sn}$	0,63	4,0	4,6	8,5
Теллур $^{52}_{52}\text{Te}$	4,7	5,0	9,7	54

Продолжение таблицы П1.8

Элемент или нуклид	Микроскопические сечения			Резонансный интеграл поглощения при бесконечном разбавлении I_{∞}
	радиационного захвата σ_c	рассеяния σ_s	полное $\sigma_t = \sigma_c + \sigma_s$	
Иод $^{127}_{53}\text{I}$	6,2	-	-	147
Ксенон $^{135}_{54}\text{Xe}$	24,5	4,3	28,8	-
$^{135}_{54}\text{Xe}$	$2,65 \cdot 10^{-3}$	-	-	7434
Цезий $^{133}_{55}\text{Cs}$	29	20	49	415
Барий $^{137}_{56}\text{Ba}$	1,2	8,0	9,2	7,5
Самарий $^{149}_{62}\text{Sm}$	5800	5	5805	1400
$^{149}_{62}\text{Sm}$	$41 \cdot 10^{-3}$	-	-	3183
Европий $^{151}_{63}\text{Eu}$	4600	8	4608	2430
Гадолиний $^{155}_{64}\text{Gd}$	$49 \cdot 10^{-3}$	-	-	390
Гафний $^{177}_{72}\text{Hf}$	102	8	110	2000
Золото $^{197}_{79}\text{Au}$	98,8	9,3	108,1	1560
Ртуть $^{200}_{80}\text{Hg}$	375	20	395	73
Свинец $^{208}_{82}\text{Pb}$	0,17	11,4	11,6	0,16
Висмут $^{209}_{83}\text{Bi}$	0,033	9	9	0,19
Полоний $^{210}_{84}\text{Po}$	<0,03	-	-	< $2 \cdot 10^{-3}$
Торий $^{232}_{90}\text{Th}$	7,4	12,67	20,07	85
Протактиний $^{231}_{91}\text{Pa}$	210	-	211	1500
Уран $^{238}_{92}\text{U}$	2,71	8,9	11,6	275
Нептуний $^{237}_{93}\text{Np}$	169	-	-	660
Плутоний $^{240}_{94}\text{Pu}$	289,5	1,54	291,1	8013
$^{242}_{94}\text{Pu}$	18,5	8,0	26,5	1130

*Сечение σ_s отнесено к энергии 1 эВ

** При вычислении резонансных интегралов принималось, что нижняя граница $E_{гр}=0,5$ эВ

***реакции (n, α).

Таблица П1.9

Основные параметры делящихся нуклидов (при скорости $v_0=2200$ м/с)

Нуклид	Микроскопические сечения, 10^{-24} см ²					$\alpha = \sigma_c / \sigma_f$
	радиационного захвата σ_c	деления σ_f	поглощения $\sigma_a = \sigma_f + \sigma_c$	рассеяния σ_s	полное $\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s$	
$^{233}_{92}\text{U}$	45,3	529,9	575,2	8,2	583,4	0,0855
$^{235}_{92}\text{U}$	97,4	583,5	680,9	13,8	694,7	0,167
$^{239}_{94}\text{Pu}$	267,2	744,0	1011,2	7,7	1018,9	0,359
$^{241}_{94}\text{Pu}$	363	1015	1378	11	1389	0,357

Продолжение таблицы П1.9

Нуклид	Число нейтронов деления ν_f	$\nu_{эф} = \nu_f \frac{\sigma_f}{\sigma_a}$	Резонансные интегралы *, 10^{-24} см^2		
			радиационного захвата $I_{с\infty}$	деления $I_{f\infty}$	поглощения $I_{a\infty} = I_{с\infty} + I_{f\infty}$
$^{233}_{92}\text{U}$	2,479	2,283	140	764	904
$^{235}_{92}\text{U}$	2,416	2,071	144	275	419
$^{239}_{94}\text{Pu}$	2,862	2,106	200	301	501
$^{241}_{94}\text{Pu}$	2,924	2,155	162	570	732

* При вычислении резонансных интегралов принималось, что нижняя граница $E_{гп}=0,5 \text{ эВ}$.

Таблица П1.10

Четырехгрупповая система констант для расчетов реактора на тепловых нейтронах (1-я группа $E=10 \div 0,821 \text{ МэВ}$; 2-я группа $E=821 \div 5,53 \text{ кэВ}$; 3-я группа $E=5530 \div 0,625 \text{ эВ}$; 4-я группа $E=0,625 \div 0 \text{ эВ}$) [5]

Нуклид	Номер группы	Сечения, 10^{-24} см^2					Число нейтронов деления ν_f
		транспортного рассеяния σ_{str}	Поглощения σ_a	увода σ_R	потенциального рассеяния $\sigma_p = \sigma_s$	деления σ_f	
^1_1H	1	1,5584	0,0000	1,4492	0,0000	0,0000	0,0000
	2	2,5803	0,0002	2,2138	0,0000	0,0000	0,0000
	3	6,3428	0,0142	2,2540	20,73	0,0000	0,0000
^2_1D	1	1,6197	0,0000	1,1143	0,0000	0,0000	0,0000
	2	1,9355	0,0000	0,5327	0,0000	0,0000	0,0000
	3	2,0421	0,0000	0,2716	3,35	0,0000	0,0000
^9_4Be	1	1,5300	0,0000	0,9800	0,0000	0,0000	0,0000
	2	4,0000	0,0000	0,2100	0,0000	0,0000	0,0000
	3	5,5600	0,0000	0,0880	0,0000	0,0000	0,0000
$^{10}_5\text{B}$	1	1,0849	0,4492	0,1701	0,0000	0,0000	0,0000
	2	3,5698	2,2920	0,1190	0,0000	0,0000	0,0000
	3	38,7200	172,100	0,0675	0,0000	0,0000	0,0000
^6_6C	1	1,7818	0,0001	0,2248	0,0000	0,0000	0,0000
	2	3,6310	0,0000	0,1141	0,0000	0,0000	0,0000
	3	4,8180	0,0000	0,0809	4,8	0,0000	0,0000
$^{27}_{13}\text{Al}$	1	2,0383	0,0092	0,3871	0,0000	0,0000	0,0000
	2	3,8609	0,0028	0,0483	0,0000	0,0000	0,0000
	3	1,6370	0,0167	0,0111	1,4	0,0000	0,0000
$^{22}_{22}\text{Ti}$	1	2,7300	0,0020	0,3800	0,0000	0,0000	0,0000
	2	10,0000	0,0000	0,0100	0,0000	0,0000	0,0000
	3	4,2000	0,1600	0,0190	0,0000	0,0000	0,0000
$^{24}_{24}\text{Cr}$	1	2,9200	0,0000	0,2540	0,0000	0,0000	0,0000
	2	5,6600	0,0000	0,0834	0,0000	0,0000	0,0000
	3	5,5400	0,2803	0,0178	4,4	0,0000	0,0000

Нуклид	Номер группы	Сечения, 10^{-24} см ²					Число нейтронов деления ν_f
		транспортного рассеяния σ_{str}	Поглощения σ_a	увода σ_R	потенциального рассеяния $\sigma_p = \sigma_s$	деления σ_f	
²⁶ Fe	1	2,4500	0,0000	0,2341	0,0000	0,0000	0,0000
	2	3,8200	0,0000	0,0548	0,0000	0,0000	0,0000
	3	9,8716	0,2345	0,0413	11,4	0,0000	0,0000
²⁸ Ni	1	2,7000	0,0000	0,2460	0,0000	0,0000	0,0000
	2	6,1600	0,0000	0,0942	0,0000	0,0000	0,0000
	3	17,4000	0,3580	0,0627	17,5	0,0000	0,0000
⁴⁰ Zr	1	3,7407	0,0633	0,7070	0,0000	0,0000	0,0000
	2	7,7493	0,0214	0,0340	0,0000	0,0000	0,0000
	3	6,8447	0,0661	0,0149	6,2	0,0000	0,0000
⁴¹ Nb	1	1,8906	0,0000	0,0823	0,0000	0,0000	0,0000
	2	7,4082	0,0000	0,0318	0,0000	0,0000	0,0000
	3	10,0030	0,0077	0,0183	0,0000	0,0000	0,0000
⁷² Hf	1	8,0000	0,0000	0,0004	0,0000	0,0000	0,0000
	2	8,0000	0,0000	0,0002	0,0000	0,0000	0,0000
	3	8,0000	320,00	0,0098	0,0000	0,0000	0,0000
²³⁵ ₉₂ U	1	4,8856	1,2484	1,6905	0,0000	1,1688	2,711
	2	7,9500	2,0913	0,0134	0,0000	1,6688	2,433
	3	6,6438	*	0,0063	8,7	*	2,426
²³⁸ ₉₂ U	1	4,7453	0,4282	1,9116	0,0000	0,3883	2,7300
	2	8,0292	0,2694	0,0145	0,0000	0,0000	0,0000
	3	7,8876	*	0,0073	8,7000	0,0000	0,0000
²³⁹ ₉₄ Pu	1	4,9721	3,4886	1,8073	0,0000	1,9341	3,1970
	2	9,3300	3,3323	0,0155	0,0000	1,8903	2,8920
	3	13,6550	*	0,0125	0,0000	*	2,8920
²⁴⁰ ₉₄ Pu	1	4,3856	0,1230	1,7024	0,0000	0,0000	0,0000
	2	8,9926	0,6320	0,1933	0,0000	0,0000	0,0000
	3	10,0000	*	0,0092	0,0000	0,0000	0,0000
²⁴¹ ₉₄ Pu	1	4,9721	3,4886	1,8073	0,0000	1,9602	3,3060
	2	9,3300	3,3323	0,0155	0,0000	1,9090	3,0000
	3	17,2520	*	0,0158	0,0000	*	3,0000
²⁴² ₉₄ Pu	1	4,3856	0,1230	1,7024	0,0000	0,0000	0,0000
	2	8,9926	0,6328	0,1933	0,0000	0,0000	0,0000
	3	10,0000	*	0,0092	0,0000	0,0000	0,0000

Примечания: 1. * означает, что сечение вычисляется для каждой конкретной задачи по специальным формулам.

2. Константы группы 4 берутся при энергии 0,0253 эВ (таблицы П1.8 и П1.9).

Таблица П1.11

Связь между единицами измерения некоторых величин

Время:	$1 \text{ год} = 365,26 \text{ сут} = 8766 \text{ ч} = 5,26 \cdot 10^5 \text{ мин} = 3,156 \cdot 10^7 \text{ с};$ $1 \text{ с} = 1,667 \cdot 10^{-2} \text{ мин} = 2,778 \cdot 10^{-4} \text{ ч} = 1,158 \cdot 10^{-5} \text{ сут} = 3,169 \cdot 10^{-8} \text{ года}.$
Длина:	$1 \text{ м} = 100 \text{ см} = 3,21 \text{ фут} = 39,37 \text{ дюйм} = 1,09 \text{ ярд} = 3,169 \cdot 10^{-4} \text{ мор.миля};$ $1 \text{ дюйм} = 2,54 \text{ см} = 0,0254 \text{ м} = 0,0833 \text{ фут} = 2,77 \cdot 10^{-2} \text{ ярд} = 1,37 \cdot 10^{-5} \text{ мор.миля}.$
Объём:	$1 \text{ м}^3 = 10^6 \text{ см}^3 = 10^3 \text{ л} = 35,314 \text{ фут}^3 = 6,102 \cdot 10^4 \text{ дюйм}^3 = 1,308 \text{ ярд}^3;$ $1 \text{ баррель (нефтяной)} = 158,988 \text{ л}; 1 \text{ галлон} = 3,785 \text{ л}.$
Плотность:	$1 \text{ кг/м}^3 = 10^{-3} \text{ г/см}^3 = 1 \text{ г/л} = 0,0624 \text{ фунт/фут}^3$

Таблица П1.12

Кратные и дольные единицы СИ

Наименование	Обозначение	Значение	Наименование	Обозначение	Значение
дека	<i>да</i>	10^1	деци	<i>д</i>	10^{-1}
гекто	<i>г</i>	10^2	санتي	<i>с</i>	10^{-2}
кило	<i>к</i>	10^3	милли	<i>м</i>	10^{-3}
мега	<i>М</i>	10^6	микро	<i>мк</i>	10^{-6}
гига	<i>Г</i>	10^9	нано	<i>н</i>	10^{-9}
тера	<i>Т</i>	10^{12}	пико	<i>п</i>	10^{-12}
пета	<i>П</i>	10^{15}	фемто	<i>ф</i>	10^{-15}
экса	<i>Э</i>	10^{18}	атто	<i>а</i>	10^{-18}

Таблица П1.13

Параметры элементов с $Z = 1 - 87$ и свойства нейтронов [4]

Z	Элемент	Атомный вес	γ г/см ³	N, $\cdot 10^{-24}$ см ⁻³	$1 - \bar{\mu}$	ζ	σ_a , барн	σ_s , барн	$\Sigma_{a,}$ см ⁻¹	$\Sigma_s,$ см ⁻¹	L, см	D, см
1	H	1,008	8,99a	5,37a	0,3386	1,000	0,332	38	1,78a	204a	5200	482
2	He	4,003	17,8a	2,68a	0,8334	0,425	0,007	0,8	0,0188a	2,14a	1,0b	0,187b
3	Li	6,940	0,534	0,0464	0,9047	0,268	71	1,4	3,29	0,649	1,31	5,68
4	Be	9,013	1,84	0,123	0,9259	0,209	0,01	7	123a	0,861	20,8u	0,532
5	B ⁺	10,82	2,45	0,136	0,9394	0,171	795+	4	108	0,546	0,077	0,650
6	C	12,01	1,60	0,0803	0,9440	0,158	373a	4,8	29,9a	0,385	54,4u	0,886
7	N	14,01	125a	5,38a	0,9524	0,136	1,88	10	10,1a	53,8a	2540	651
8	O	16,00	143a	5,38a	0,9583	0,120	20a	4,2	108a	22,6a	3,78a	1540
9	F	19,00	170a	5,39a	0,9649	0,102	0,01	3,9	0,0539a	21,0a	0,551a	1640
10	Ne	20,18	90a	2,69a	0,9667	0,0968	2,8	2,4	7,52a	6,45a	8430	5350
11	Na	22,99	0,971	0,0254	0,9710	0,0845	0,525	4,0	0,0134	0,102	15,9	3,37
12	Mg	24,32	1,74	0,0431	0,9722	0,0811	0,069	3,6	297a	0,155	27,3	2,21
13	Al	26,98	2,70	0,0603	0,9754	0,0723	0,241	1,4	0,0145	0,0844	16,7	4,05
14	Si	28,09	2,35	0,0504	0,9762	0,0698	0,16	1,7	807a	0,0857	22,2	3,98
15	P	30,98	1,83	0,0356	0,9785	0,0632	0,20	5	712A	0,178	16,4	1,91
16	S	32,07	2,1	0,0395	0,9792	0,0612	0,52	1,1	0,0205	0,0434	19,5	7,84
17	Cl	35,46	321a	5,45a	0,9810	0,0561	33,8	16	184a	87,3a	459	389
18	Ar	39,94	178a	2,68a	0,9833	0,0492	0,66	1,5	1,77a	4,03a	0,217b	8400
19	K	39,10	0,87	0,0134	0,9829	0,0504	2,07	1,5	0,0278	0,0201	24,7	16,9
20	Ca	40,08	1,54	0,0232	0,9833	0,0492	0,44	~3	0,0102	0,0696	21,8	4,87

Продолжение таблицы П.1.13

Z	Элемент	АТОМНЫЙ вЕС	γ г/см ³	N , $\cdot 10^{-24}$ /см ³	$1 - \bar{\mu}$	ζ	σ_a , барн	σ_s , барн	Σ_a , см ⁻¹	Σ_s , см ⁻¹	L, см	D, см
21	Sc	44,96	2,5	0,0335	0,9852	0,0438	24	24	0,804	0,804	0,724	0,421
22	Ti	47,90	4,5	0,0566	0,9861	0,0411	5,8	4	0,328	0,226	2,13	1,49
23	V	50,95	5,96	0,0705	0,9869	0,0387	5,0	5	0,352	0,352	1,65	0,959
24	Cr	52,01	6,92	0,0801	0,9872	0,0385	3,1	3,0	0,248	0,240	2,37	1,40
25	Mn	54,94	7,42	0,0814	0,9878	0,0359	13,2	2,3		1,07	1,30	1,80
26	Fe	55,85	7,86	0,0848	0,9881	0,0353	2,62	11	0,222	0,933	1,28	0,362
27	Co	58,94	8,71	0,0890	0,9887	0,0335	38	7	3,38	0,623	0,40	0,541
28	Ni	58,71	8,75	0,0898	0,9887	0,0335	4,6	17,5	0,413	1,57	0,228	0,215
29	Cu	63,54	8,94	0,0848	0,9896	0,0309	3,85	7,2	0,326	0,610	1,30	0,552
30	Zn	65,38	7,14	0,0658	0,9897	0,0304	1,1	3,6	0,0724	0,237	4,43	1,42
31	Ga	69,72	5,90	0,0510	0,9905	0,0283	2,8	4	0,143	0,204	3,40	1,65
32	Ge	72,60	5,46	0,0453	0,9909	0,0271	2,45	3	0,111	0,136	4,72	2,48
33	As	74,91	3,70	0,0298	0,9911	0,0264	4,3	6	0,128	0,179	3,84	1,88
34	Se	78,96	4,5	0,0343	0,9916	0,0251	12,3	11	0,422	0,378	1,45	0,890
35	Br	77,916	3,12	0,0235	0,9917	0,0247	6,7	6	0,158	0,141	3,88	2,38
36	Kr	83,80	371a	2,67a	0,9921	0,0236	31	7,2	82,7a	19,7a	1460	1750
37	Rb	85,48	1,53	0,0108	0,9922	0,0233	0,73	-	787a	-	-	-
38	Sr	87,63	2,54	0,0175	0,9925	0,0226	1,21	10	0,0211	0,175	9,54	1,92
39	Y	88,92	5,51	0,0373	0,9925	0,0223	1,31	-	0,0489	-	-	-
40	Zr	91,22	6,44	0,0425	0,9927	0,0218	0,185	8	787a	0,340	11,2	0,987
41	Nb	92,91	8,4	0,0545	0,9928	0,0214	1,16	5	0,0632	0,272	4,42	1,23

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ

Продолжение таблицы П1.13

Z	Элемент	Атомный Вес	γ э/см ³	$N, \cdot 10^{-24}$ см ⁻³	$1 - \bar{\mu}$	ζ	σ_a , барн	σ_s , барн	Σ_{a2} см ⁻¹	Σ_s , см ⁻¹	L, см	D, см
42	Mo	95,95	10,2	0,0641	0,9931	0,0207	2,70	7	0,173	0,448	2,08	0,749
43	Tc	99	11,5	-	0,9932	0,0203	22	-	-	-	-	-
44	Ru	101,1	12,1	0,0721	0,9934	0,0197	2,56	6	0,185	0,433	2,05	0,776
45	Rh	102,91	12,4	0,0726	0,9935	0,0193	149	5	10,8	0,363	0,292	0,924
46	Pd	106,4	12,2	0,0689	0,9937	0,0187	8,0	3,6	0,551	0,248	1,57	1,35
47	Ag	107,88	10,5	0,0586	0,9938	0,0184	63	6	3,69	0,352	0,508	0,953
48	Cd	112,41	8,65	0,0464	0,9940	0,0178	2540	7	114	0,325	0,0949	1,03
49	In	114,82	7,28	0,0382	0,9942	0,0173	191	2,2	730	0,0840	0,739	3,99
50	Sn	118,70	7,29	0,0370	0,9944	0,0167	0,625	4	0,0231	0,148	9,90	2,27
51	Sb	121,76	6,22	0,0308	0,9945	0,0163	5,7	4,3	0,175	0,132	3,80	2,53
52	Te	127,61	6,02	0,0284	0,9948	0,0155	4,7	5	0,134	0,142	4,20	2,36
53	J	126,91	4,94	0,0235	0,09948	0,0157	7,0	3,6	0,164	0,0844	4,92	3,97
54	Xe ⁺	131,30	585a	2,68a	0,9949	0,0152	+	4,3	+	15,4a	-	2180
55	Cs	132,91	1,87	0,00851	0,9950	0,0150	28,0	-	0,238	-	-	-
56	Ba	137,36	3,5	0,0154	0,9951	0,0145	1,2	8	0,0184	0,123	12,2	2,73
57	La	138,92	6,15	0,0267	0,9952	0,0143	8,9	-	0,237	-	-	-
58	Ce	140,13	6,9	0,0297	0,9952	0,0142	0,73	-	0,0217	-	-	-
59	Pr	140,92	6,48	0,0277	0,9953	0,0141	11,3	-	0,313	-	-	-
60	Nd	144,27	6,96	0,0291	0,9954	0,0138	46	-	1,34	-	-	-
61	Pm	147	-	-	0,9954	0,0137	150	-	-	-	-	-
62	Sm ⁺	150,35	7,75	0,0311	0,9956	0,0133	5600+	-	174	-	-	-
63	Eu	152,0	5,22	0,0207	0,9956	0,0131	4300	8	89,0	0,166	0,151	2,02
64	Gd	157,26	7,95	0,0305	0,9958	0,0127	0,462b	-	1410	-	-	-

Продолжение таблицы П1.13

Z	Элемент	Атомный Вес	γ г/см ³	N , $\cdot 10^{-24}$ см ⁻³	$1 - \mu$	ζ	σ_a , барн	σ_s , барн	Σ_{a2} см ⁻¹	Σ_{s2} см ⁻¹	L, см	D, см
65	Tb	158,93	8,33	0,0316	0,9958	0,0125	46	-	1,45	-	-	-
66	Dy	162,51	8,56	0,0317	0,9959	0,0122	950	100	30,1	3,17	0,058	0,105
67	Ho	164,94	8,76	0,0320	0,9960	0,0121	65	-	2,08	-	-	-
68	Er	167,27	4,77	0,0172	0,9960	0,0119	173	-	2,97	-	-	-
69	Tm	168,94	9,35	0,0333	0,9961	0,0118	127	7	4,23	0,233	0,582	1,43
70	Yb	173,04	7,01	0,0244	0,9961	0,0115	37	12	0,903	0,293	1,12	1,14
71	Lu	174,99	9,74	0,0335	0,9962	0,0114	112	-	3,76	-	-	-
72	Hf	178,5	13,3	0,0449	0,9963	0,0112	105	8	4,71	0,359	0,444	0,931
73	Ta	180,95	16,6	0,0553	0,9963	0,0110	21	5	1,16	0,276	1,02	1,21
74	W	183,86	18,9	0,0619	0,9964	0,0108	19,2	5	1,19	0,310	0,953	1,08
75	Re	186,22	29,35	0,0950	0,9964	0,0107	86	14	8,16	1,33	0,175	0,252
76	Os	190,2	22,5	0,0734	0,9965	0,0105	15,3	-	1,12	-	-	-
77	Ir	192,2	22,4	0,0782	0,9965	0,0104	440	-	30,9	-	-	-
78	Pt	195,09	21,4	0,0661	0,9966	0,0102	8,8	10	0,582	0,661	0,932	0,506
79	Au	197,0	19,3	0,0590	0,9966	0,0101	98,8	9,3	5,83	0,549	0,323	0,609
80	Hg	200,61	13,6	0,0408	0,9967	0,0099	380	20	15,5	0,817	0,163	0,410
81	Tl	204,39	11,9	0,0351	0,9967	0,0098	3,4	14	0,119	0,491	2,39	0,681
82	Pb	207,21	11,3	0,0329	0,9968	0,0096	0,170	11	559a	0,361	12,9	0,925
83	Bi	209,00	9,7	0,0280	0,9968	0,0095	0,034	9	95,1a	0,252	37,2	1,33
84	Po	210	9,24	0,0265	0,9968	0,0095	-	-	-	-	-	-
85	At	210	-	-	0,9968	0,0094	-	-	-	-	-	-
86	Rn	222	973a	2,64a	0,9970	0,0090	0,2c	-	0,528a	-	-	-
87	Fr	223	-	-	0,9980	0,0089	-	-	-	-	-	-

Таблица П1.14

Параметры элементов с $Z = 87 - 101$ и свойства нейтронов [4]

Z	Элемент	Атомный вес	γ , г/см ³	N , $\cdot 10^{24}$ /см ³	ζ	σ_a , барн	σ_s , барн	σ_f , барн	Σ_a , см ⁻¹	Σ_s , см ⁻¹	L , см	D , см
88	Ra	226,05	5	0,0133	0,0088	-	-	-	-	-	-	-
	223	-	-	-	-	130с	-	100	-	-	-	-
	226	-	-	-	-	20с	-	10а	0,226	-	-	-
	228	-	-	-	-	36с	-	2	-	-	-	-
89	Ac ²²⁷	-	10,05	-	0,0088	510	-	2	-	-	-	-
	Th	-	11,5	-	-	-	-	-	-	-	-	-
90	227	-	-	-	-	-	-	1500	-	-	-	-
	228	-	-	-	-	123с	-	0,3	-	-	-	-
	230	-	-	-	-	27	-	0,001	-	-	-	-
	232	232	-	0,0299	0,0086	7,56	12,5	20а	0,226	0,374	2,7u	1,65
	Pa	-	15,4	-	-	-	-	-	-	-	-	-
91	230	-	-	-	-	-	-	1500	-	-	-	-
	231	-	-	0,0402	0,0086	200	-	0,010	-	-	-	-
	(UX ₂) ²³⁷	-	-	-	-	-	-	500	-	-	-	-
	(UZ) ²³⁴	-	-	-	-	-	-	5000	-	-	-	-
	U	238,07	18,7	0,0473	0,0084	7,68	8,3	4,18	0,363	0,393	1,55u	3,08
92	223	233	-	0,0484	-	581	-	527	28,1	-	-	-
	234	235	-	-	-	105	-	0,65	-	-	-	-
	235	238	-	0,0479	--	683	10	582	32,7	0,479	-	-
	238	-	-	0,0473	-	2,71	-	50а	0,128	-	-	-
	Np ²³⁶	-	20,45	-	-	-	-	2800	-	-	-	-
	237	-	-	-	0,0084	170	-	0,019	-	-	-	-
93	238	-	-	-	-	-	-	1600	-	-	-	-
	239	-	-	-	-	35с	-	<1	-	-	-	-

Продолжение таблицы П1.14

Z	Элемент	Атом- ный вес	γ , г/см ³	N , $\cdot 10^{-24}$ см ⁻³	ζ	σ_a , барн	σ_s , барн	σ_f , барн	Σa , см ⁻¹	Σs , см ⁻¹	L, см	D, см
94	Pu	-	19,74	0,0492	0,0083	-	-	-	-	-	-	-
	237	-	-	-	-	-	-	2500	-	-	-	-
	239	-	-	-	-	1026	9,6	746	50,5	0,472	-	-
	240	-	-	-	-	286	-	0,03	14,1	-	-	-
	241	-	-	-	-	1400	-	1025	68,8	-	-	-
	242	-	-	-	-	30	-	0,2	1,47	-	-	-
	244	-	-	-	-	1,8с	-	-	0,088	-	-	-
95	Am	-	11,7	-	0,0082	630	-	-	-	-	-	-
	241	-	-	-	-	8000	-	-	-	-	-	-
	242	-	-	-	-	74с	-	-	-	-	-	-
	243	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
96	Cm	-	-	-	0,0081	-	-	-	-	-	-	-
	243	-	-	-	-	500	-	700	-	-	-	-
	245	-	-	-	-	-	-	1900	-	-	-	-
	248	-	-	-	-	6с	-	-	-	-	-	-
97	Bk ²⁴⁹	249	-	-	0,0081	500с	-	-	-	-	-	-
98	Cf	-	-	-	0,0079	-	-	-	-	-	-	-
	249	-	-	-	-	900	-	600	-	-	-	-
	250	-	-	-	-	1500с	-	-	-	-	-	-
	251	-	-	-	-	3000с	-	-	-	-	-	-
	252	-	-	-	-	30с	-	-	-	-	-	-
99	E	-	-	-	0,0079	-	-	-	-	-	-	-
	253	-	-	-	-	300с	-	-	-	-	-	-
	254	-	-	-	-	2700с	-	-	-	-	-	-
100	Fm ²⁵³	253	-	-	0,0078	-	-	-	-	-	-	-
101	Md ²⁵⁶	256	-	-	0,0077	-	-	-	-	-	-	-

Таблица П1.15

Таблица свойств некоторых замедлителей¹⁾ [4]

Свойства	H ₂ O	D ₂ O	Be	BeO	C
$\gamma, \text{e}/\text{см}^3$	1	1,1	1,84	2,8	1,60
A или M, а.е.м.	18	20	9	25	12
Атомов или молекул, см ⁻³	8,35·10 ²²	3,32·10 ²²	12,3·10 ²²	6,75·10 ²²	8,05·10 ²²
σ_a при 0,025 эВ, барн	0,66 ⁴⁾	0,92·10 ⁻³ 4)	(9±3)·10 ⁻³ [4]	9,2·10 ⁻³ 4)	(3,73±0,07)·10 ⁻³ [4]
σ_s при 0,025 эВ, барн	110 ⁴⁾	15 ⁴	7±1 [4]	11,1 ⁴	4,8±0,2 [4]
σ_s для надтепловых нейтронов, барн	46	10,5	6	9,8	4,8
l_γ при 0,025 эВ, см	45	3,28·10 ⁴	904	1610	2760
l_{tr} , см	0,42±0,013 [45] 0,48±0,01 0,425±0,02 10 ⁻⁵	2,4±0,1 2,65±0,15 2,45±0,07 [47] 4,6·10 ⁻⁵	2,1 1,43±0,05 2,0[γ=1,8] 6,7·10 ⁻⁵	1,65 0,9(вычислено)	2,71 2,53±0,03 [40] 2,58±0,02 [44] 1,5·10 ⁻⁴
Время замедления, сек	2,1·10 ⁻⁴	0,15	4,3·10 ⁻³	7,8·10 ⁻⁵	1,2·10 ⁻²
Время диффузии, сек	0,82	0,97	0,89	0,93	0,93
Альбеда бесконечности	2,725±0,03 ³⁾ [49] 2,765±0,023 [48] 2,85±0,03 30,4±0,4 27,86±0,1 31,4	100 171±20 116±4 100±5 ²⁾ 107±5 [37] 125	23,6 22,1±1 [7],[45] 20,8±0,5 80±2 [38] 85 95±11 ¹⁾ [7]	30 - 29±2 32,7±0,5 [50] (γ = 2,92) 105±10 ¹⁾	50 51±3 - 311±3 - 364
Длина диффузии L, см	30,2±1 [36] 33	- 120	97,2 [6] 98	- -	355±9 [39] 350
Возраст по Ферми τ, см: до 1,44 эв					
до тепловых энергий					

¹⁾Для источника, имитирующего спектр нейтронов деления.

²⁾В работе [42] приводится значение 119±1,5.

³⁾В работе [45] при t = 23° C L = 2,7±0,1, при t = 80° C L = 3,1±0,2

⁴⁾Ссылка на литературу дана по [4].

Приложение к главе 2

Таблица П.2.1

Свойства основных изотопов ¹

Элемент, атомная масса, число изотопов, диапазон масс	Нуклид	Атомная масса	Распространенность в природе, % Тип распада	Период полураспада T _{1/2}
¹ ₀ n		1,00866522	β ⁻	11,8 мин
¹ H, 1,00794; (3), 1→3	¹ H ² H ³ H	1,007825 2,0140 3,01605	99,985 0,015 β ⁻	Стабилен Стабилен 12,26 года
² He, 4,002602; (5), 3→8	³ He ⁴ He ⁵ He ⁶ He ⁸ He	3,01602968 4,0026033 5,01222 6,018891 8,03397	0,000138 99,999862 α+n β ⁻ β ⁻ , n	Стабилен Стабилен <10 ⁻⁰⁸ с 0,8 с 0,12 с
³ Li, 6,941; (5), 5→9	⁵ Li ⁶ Li ⁷ Li ⁸ Li ⁹ Li	5,01254 6,0151232 7,0160044 8,0224874 9,025803	– 7,42 92,58 β ⁻ , 2α β ⁻ , n+2α	– Стабилен Стабилен 0,84 с 0,18 с
⁴ Be, 9,01218; (6), 6→11	⁷ B ⁸ Be ⁹ Be ¹⁰ Be ¹¹ Be ¹² Be	7,016928 8,0053052 9,012182 10,0101353 11,021663 –	K, γ 2α 100 β ⁻ β ⁻ , γ β ⁻ , n	53,29 дней 2·10 ⁻¹⁶ с Стабилен 2,7·10 ⁶ лет 13,6 с 11,4 мс
⁵ B, 10,81; (6), 7→13	⁸ B ⁹ B ¹⁰ B ¹¹ B ¹² B ¹³ B	8,0246077 9,013328 10,0129385 11,0093052 12,0143535 13,017780	β ⁺ , 2α p+2α 19,61 80,39 β ⁻ , α, (γ) β ⁻ , γ	0,77 с – Стабилен Стабилен 20,3 мс 18,6 мс
⁶ C, 12,011; (8), 9→16	⁹ C ¹⁰ C ¹¹ C ¹² C ¹³ C ¹⁴ C ¹⁵ C ¹⁶ C	9,031038 10,016857 11,011430 12,000000 13,003355 14,003241 15,0105996 16,014700	β ⁺ , p, 2α β ⁺ , γ β ⁺ , (K) 98,892 1,108 β ⁻ β ⁻ , γ β ⁻ , n	0,127 с 19,48 с 20,3 мин Стабилен Стабилен 5730 лет 2,49 сек 0,74 сек

¹ Таблица составлена по данным работ [15, 19, 20]

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ

Продолжение табл. П2.1

Элемент, атомная масса, число изотопов, диапазон масс	Нуклид	Атомная масса	Распространенность в природе, % Тип распада	Период полураспада $T_{1/2}$
${}^7\text{N}$, 14,00674; (8), 12→18	${}^{13}\text{N}$	13,0057388	β^+	9,97 мин
	${}^{14}\text{N}$	14,003074	99,63	Стабилен
	${}^{15}\text{N}$	15,000108	0,37	Стабилен
	${}^{16}\text{N}$	16,0061014	$\beta^-, \gamma, (\alpha)$	7,35 сек [19]
	${}^{17}\text{N}$	17,008450	β^-, γ, n	4,16 сек
	${}^{18}\text{N}$	18,014251	β^-, γ	0,63 сек
${}^8\text{O}$, 15,9994; (8), 13→20	${}^{13}\text{O}$	13,02481	β^+, p	8,7 мс
	${}^{14}\text{O}$	14,0085964	β^+, γ	70,9 сек
	${}^{15}\text{O}$	15,0030713	β^+	123 сек
	${}^{16}\text{O}$	15,9949150	99,759	Стабилен
	${}^{17}\text{O}$	16,999133	0,0374	Стабилен
	${}^{18}\text{O}$	17,99915994	0,2039	Стабилен
	${}^{19}\text{O}$	19,0035773	β^-, γ	29,1 сек
	${}^{20}\text{O}$	20,004079	β^-, γ	14 сек
${}^{11}\text{Na}$, 22,989768; (14), 19→31	${}^{21}\text{Na}$	20,997657	β^+, α	23 сек
	${}^{22}\text{Na}$	21,994434	β^+, γ	2,605 года
	${}^{23}\text{Na}$	22,989767	100	Стабилен
	${}^{24}\text{Na}$	23,990961	β^-, γ	14,97 ч
	${}^{25}\text{Na}$	24,989956	β^-, γ	60 сек [19]
${}^{12}\text{Mg}$, 24,3050; (12), 20→31	${}^{24}\text{Mg}$	23,985042	78,99	Стабилен
	${}^{25}\text{Mg}$	24,985837	10,00	Стабилен
	${}^{26}\text{Mg}$	25,982593	11,01	Стабилен
	${}^{27}\text{Mg}$	26,9843431	β^-, γ	9,51 мин [19]
	${}^{28}\text{Mg}$	27,983876	β^-, γ	21,0 ч
${}^{13}\text{Al}$, 26,98154; (11), 22→31	${}^{26}\text{Al}$	25,986892	β^+, K, γ	$7,4 \cdot 10^5$ лет
	${}^{27}\text{Al}$	26,981540	100	Стабилен
	${}^{28}\text{Al}$	27,981540	β^-, γ	2,31 мин [19]
	${}^{29}\text{Al}$	28,980448	β^-, γ	6,56 мин [19]
${}^{14}\text{Si}$, 28,0855; (11), 24→34	${}^{28}\text{Si}$	27,976927	92,23	Стабилен
	${}^{29}\text{Si}$	28,976495	4,67	Стабилен
	${}^{30}\text{Si}$	29,973770	3,10	Стабилен
	${}^{32}\text{Si}$	31,974148	β^-	~710 лет
${}^{17}\text{Cl}$, 35,4537, (13), 31→41	${}^{35}\text{Cl}$	34,968852	75,77	Стабилен
	${}^{36}\text{Cl}$	35,968306	$\beta^-, K, (\beta^+)$	$3,1 \cdot 10^5$ лет
	${}^{37}\text{Cl}$	36,965903	24,23	Стабилен
${}^{19}\text{K}$, 39,0983; (18), 35→51	${}^{39}\text{K}$	38,963707	93,2581	Стабилен
	${}^{40}\text{K}$	39,963999	0,012	$1,25 \cdot 10^9$ лет
	${}^{41}\text{K}$	40,961825	6,7302	Стабилен
	${}^{42}\text{K}$	41,962402	β^-, γ	12,36 ч
	${}^{43}\text{K}$	42,960717	β^-, γ	22,3 ч

Продолжение табл. П2.1

Элемент, атомная масса, число изотопов, диапазон масс	Нуклид	Атомная масса	Распространенность в природе, % Тип распада	Период полураспада $T_{1/2}$
^{20}Ca , 40,078, (16), 36→51	^{40}Ca	39,962591	96,941	Стабилен
	^{42}Ca	41,958618	0,647	Стабилен
	^{43}Ca	42,958766	0,135	Стабилен
	^{44}Ca	43,955480	2,086	Стабилен
	^{45}Ca	44,953689	β^-	163,8 дня
	^{46}Ca	45,953689	0,004	Стабилен
	^{47}Ca	46,954543	β^-, γ	4,536 ч
^{23}V , 50,9415, (11), 44→55	^{48}V	47,952257	$\beta^+, \text{K}, \gamma$	15,98 дня
	^{49}V	48,948517	K	331 дней
	^{50}V	49,947161	0,25	Стабилен
	^{51}V	50,943962	99,75	Стабилен
^{24}Cr , 51,9961; (13), 45→57	^{50}Cr	49,946046	4,35	Стабилен
	^{51}Cr	50,944768	K, γ	27,70 дня
	^{52}Cr	51,950509	83,79	Стабилен
	^{53}Cr	52,940651	9,50	Стабилен
	^{54}Cr	53,938882	2,36	Стабилен
^{26}Fe , 55,847; (16), 49→63	^{52}Fe	51,948114	$\beta^+, \text{K}, \gamma$	8,28 ч
	^{54}Fe	53,939612	5,82	Стабилен
	^{55}Fe	54,938296	K	2,7 года
	^{56}Fe	55,934939	91,18	Стабилен
	^{57}Fe	56,935396	2,1	Стабилен
	^{58}Fe	57,933277	0,28	Стабилен
	^{59}Fe	58,934877	β^-, γ	44,51 дня
^{27}Co 58,93320, (17), 35M→64	^{57}Co	56,936294	K, γ	271 день
	^{58}Co	57,935755	$\beta^+, \text{K}, \gamma$	70,91 дня
	^{59}Co	58,933198	100	Стабилен
	^{60}Co	59,933819	β^-, γ	5,272 года
^{28}Ni , 58,69; (14), 53→67	^{58}Ni	57,935346	68,27	Стабилен
	^{59}Ni	58,934349	K	$7,6 \cdot 10^4$ лет
	^{60}Ni	59,930788	26,10	Стабилен
	^{61}Ni	60,931058	1,13	Стабилен
	^{62}Ni	61,928346	3,59	Стабилен
	^{64}Ni	63,927968	0,91	Стабилен
^{29}Cu , 63,546; (18), 58→73	^{63}Cu	62,939598	69,17	Стабилен
	^{64}Cu	63,929765	K, β^-, β^+, γ	12,701 ч
	^{65}Cu	64,927793	30,83	Стабилен
	^{67}Cu	66,927747	$\beta^-, (\gamma)$	61,9 ч
^{39}Y , 88,90585, (32), 80→99	^{88}Y	87,909508	K, $\gamma, (\beta^+)$	106,6 дня
	^{89}Y	88,905849	100	
	^{90}Y	89,907152	$\beta^-, (\gamma)$	64 ч

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ

Продолжение табл. П2.1

Элемент, атомная масса, число изотопов, диапазон масс	Нуклид	Атомная масса	Распространенность в природе, % Тип распада	Период полураспада $T_{1/2}$
${}_{40}\text{Zr}$, 91,224; (25), 82→101	${}^{90}\text{Zr}$	89,904703	51,45	Стабилен
	${}^{91}\text{Zr}$	90,905644	11,22	Стабилен
	${}^{92}\text{Zr}$	91,905039	17,15	Стабилен
	${}^{94}\text{Zr}$	93,906314	17,38	Стабилен
	${}^{95}\text{Zr}$	94,908042	β^- , γ	64,03 дня
	${}^{97}\text{Zr}$	96,910950	β^- , γ	16,8 ч
${}_{41}\text{Nb}$, 92,90638; (31), 86→103	${}^{93}\text{Nb}$	92,906377	100	Стабилен
	${}^{94}\text{Nb}$	93,907280	β^- , γ	$2,4 \cdot 10^4$ лет
${}_{42}\text{Mo}$, 95,94; (23), 88→106	${}^{92}\text{Mo}$	91,906808	14,84	Стабилен
	${}^{94}\text{Mo}$	93,905085	9,25	Стабилен
	${}^{95}\text{Mo}$	94,905840	15,92	Стабилен
	${}^{96}\text{Mo}$	95,904678	16,68	Стабилен
	${}^{97}\text{Mo}$	96,906020	9,55	Стабилен
	${}^{98}\text{Mo}$	97,905406	24,13	Стабилен
	${}^{99}\text{Mo}$	98,907711	β^- , γ	65,94 ч
${}_{45}\text{Rh}$, 102,90550, (34), 94M→112	${}^{103}\text{Rh}$	102,905500	100	Стабилен
	${}^{105}\text{Rh}$	104,905686	β^- , γ	35,4 ч
${}_{47}\text{Ag}$, 107,8682, (46), 96→122	${}^{107}\text{Ag}$	106,905092	51,84	Стабилен
	${}^{109}\text{Ag}$	108,904757	48,16	Стабилен
	${}^{110}\text{Ag}$	109,906111	β^- , γ	249,8 дня
	${}^{111}\text{Ag}$	110,905295	β^- , (γ)	7,47 дня
${}_{48}\text{Cd}$, 112,411; (31), 99→124	${}^{106}\text{Cd}$	105,906461	1,25	Стабилен
	${}^{108}\text{Cd}$	107,904176	0,89	Стабилен
	${}^{109}\text{Cd}$	108,904953	K, γ	462 дня
	${}^{110}\text{Cd}$	109,903005	12,51	Стабилен
	${}^{111}\text{Cd}$	110,904182	12,81	Стабилен
	${}^{112}\text{Cd}$	111,902758	24,13	Стабилен
	${}^{113}\text{Cd}$	112,904400	12,22	Стабилен
	${}^{114}\text{Cd}$	113,903357	28,72	Стабилен
	${}^{115\text{M}}\text{Cd}$	-	0	44,6 дня
	${}^{115}\text{Cd}$	114,905430	β^- , γ	53,5 ч
${}^{116}\text{Cd}$	115,904754	7,47	Стабилен	
${}_{49}\text{In}$, 114,82; (59), 102→132	${}^{111}\text{In}$	110,905109	K, γ	2,81 дня
	${}^{113}\text{In}$	112,904061	4,3	Стабилен
	${}^{114}\text{In}$	113,904916	β^- , K, γ , (β^+)	49,51 дня
	${}^{115}\text{In}$	114,903880	95,7	$6 \cdot 10^{14}$ лет

Продолжение табл. П2.1

Элемент, атомная масса, число изотопов, диапазон масс	Нуклид	Атомная масса	Распространенность в природе, % Тип распада	Период полураспада $T_{1/2}$
^{53}I , 126,90447, (37) 110→140	^{117}I	116,91322	β^+ , К	7 мин
	^{121}I	-	β^+ , К, γ	2,12 ч
	^{123}I	122,905594	К, γ	13,2 ч
	^{125}I	124,904620	К, γ	60 дней
	^{127}I	126,904473	100	Стабилен
	^{129}I	128,904986	β^- , γ	$1,6 \cdot 10^7$ лет
	^{131}I	130,906114	β^- , γ	8,06 дня
^{54}Xe , 131,29; (35), 114→142	^{124}Xe	123,905894	0,10	Стабилен
	^{126}Xe	125,904281	0,09	Стабилен
	^{128}Xe	127,903531	1,91	Стабилен
	^{129}Xe	128,904780	26,4	Стабилен
	^{130}Xe	129,903509	4,1	Стабилен
	^{131}Xe	130,905072	21,2	Стабилен
	^{132}Xe	131,904144	26,9	Стабилен
	^{133}Xe	132,905888	β^- , γ	5,25 дня
	^{134}Xe	133,905395	10,4	Стабилен
	^{135}Xe	-	β^- , γ	9,13 час [19]
^{136}Xe	135,907214	8,9	Стабилен	
^{55}Cs , 132,9054, (40), 114→145	^{133}Cs	132,905429	100	Стабилен
	^{134}Cs	133,906696	β^- , γ	2,065 лет
	^{135}Cs	134,905885	β^-	$3 \cdot 10^6$ лет
	^{137}Cs	136,907073	β^- , γ	30,17 лет
^{56}Ba , 137,327; (35), 120→148	^{130}Ba	129,906282	0,106	Стабилен
	^{132}Ba	131,905042	0,101	Стабилен
	^{134}Ba	133,904486	2,417	Стабилен
	^{135}Ba	134,905665	6,592	Стабилен
	^{136}Ba	135,904553	7,854	Стабилен
	^{137}Ba	136,905812	11,23	Стабилен
	^{138}Ba	137,905232	71,70	Стабилен
	^{140}Ba	139,910581	β^- , γ	12,76 дня
^{62}Sm , 150,36; (24), 138→158	^{144}Sm	143,911998	3,1	Стабилен
	^{146}Sm	145,913059	α	$1,03 \cdot 10^8$ лет
	^{147}Sm	146,914895	15,0	$1,08 \cdot 10^{11}$ лет
	^{148}Sm	147,914820	11,3	$7 \cdot 10^{15}$ лет
	^{149}Sm	148,917181	13,8	10^{16} лет
	^{150}Sm	149,917273	7,4	Стабилен
	^{152}Sm	151,919729	26,6	Стабилен
	^{153}Sm	152,922094	β^- , γ	46,7 ч
	^{154}Sm	153,922206	22,6	Стабилен

Элемент, атомная масса, число изотопов, диапазон масс	Нуклид	Атомная масса	Распространенность в природе, % Тип распада	Период полураспада $T_{1/2}$
^{64}Gd , 157,25; (23), 143M→163	^{152}Gd	151.919786	0,20	$1,1 \cdot 10^{14}$ лет
	^{153}Gd	152.921745	K, γ	241,6 дня
	^{154}Gd	153.920861	2,18	Стабилен
	^{155}Gd	154.922618	14,80	Стабилен
	^{156}Gd	155.922118	20,47	Стабилен
	^{157}Gd	156.923956	15,65	Стабилен
	^{158}Gd	157.924099	24,84	Стабилен
^{66}Dy , 162,50; (24), 147M→168	^{154}Dy	153,924429	α	$3 \cdot 10^6$ лет
	^{156}Dy	155,925277	0,06	Стабилен
	^{158}Dy	157,924403	0,10	Стабилен
	^{160}Dy	159,925193	2,34	Стабилен
	^{161}Dy	160,926930	18,9	Стабилен
	^{162}Dy	161,926795	25,5	Стабилен
	^{163}Dy	162,928728	24,9	Стабилен
^{72}Hf , 178,49; (33), 158→184	^{164}Dy	163,929171	28,2	Стабилен
	^{174}Hf	173,940044	0,16	Стабилен
	^{176}Hf	175,941406	5,21	Стабилен
	^{177}Hf	176,943217	18,6	Стабилен
	^{178}Hf	177,943696	27,30	Стабилен
	^{179}Hf	178,945812	13,63	Стабилен
	^{180}Hf	179,946545	35,10	Стабилен
^{74}W , 183,85; (29), 160→190	^{181}Hf	180,949096	β^- , γ	42,4 дня
	^{180}W	179,946701	0,12	Стабилен
	^{182}W	181,948202	26,3	Стабилен
	^{183}W	182,950220	14,28	Стабилен
	^{184}W	183,950928	30,7	Стабилен
	^{185}W	184,953416	β^- , γ	74,8 дня
	^{186}W	185,954357	28,6	Стабилен
^{79}Au , 196,96654, (39), 176→204	^{187}W	186,957153	β^- , γ	23,9 ч
	^{195}Au	194,965013	K, γ	186,1 дня
	^{197}Au	196,9665543	100	Стабилен
	^{198}Au	197,968217	β^- , γ	2,693 дня
^{80}Hg , 200,59, (37), 178→206	^{199}Au	198,968740	β^- , γ	3,14 дня
	^{196}Hg	195,965807	0,15	Стабилен
	^{197}Hg	196,967187	K, γ	64,1 ч
	^{198}Hg	197,966743	10,1	Стабилен
	^{199}Hg	198,968254	17,0	Стабилен
	^{200}Hg	199,968300	23,1	Стабилен
	^{201}Hg	200,970277	13,2	Стабилен
^{202}Hg	201,970617	26,65	Стабилен	

Продолжение табл. П2.1

Элемент, атомная масса, число изотопов, диапазон масс	Нуклид	Атомная масса	Распространенность в природе, % Тип распада	Период полураспада $T_{1/2}$
	^{203}Hg	202,972848	β^- , γ	46,6 дня
	^{204}Hg	203,973467	6,85	Стабилен
^{82}Pb , 207,2; (41), 184→214	^{204}Pb	203,973020	1,4	Стабилен
	^{205}Pb	204,974458	K	$1,51 \cdot 10^7$ лет
	^{206}Pb	205,974440	24,1	Стабилен
	^{207}Pb	206,975872	22,1	Стабилен
	^{208}Pb	207,976627	52,4	Стабилен
	^{210}Pb	209,984163	β^- , γ , (α)	22,3 года
	^{214}Pb	213,999798	β^- , γ	26,8 ч
^{83}Bi , 208,9804; (35), 190→215	^{206}Bi	205,978478	K, γ , (β^+)	6,243 дня
	^{207}Bi	206,987446	K, γ	32,3 года
	^{209}Bi	208,980347	100	Стабилен
	$^{210\text{m}}\text{Bi}$	-	β^- , (α)	5,01 дня
	^{210}Bi	209,984095		$3 \cdot 10^6$ лет
^{84}Po , (209), (33), 194→218	^{209}Po	208,982404	α , (K, γ)	105 лет
	^{210}Po	209,982848	α , γ	138,4 дня
	^{211}Po	210,986627	α , (γ)	0,52 с
	^{216}Po	216,001889	α	0,145 с
	^{218}Po	218,0089	α , (β^-)	3,05 мин
^{88}Ra , 226,0254, (25), 213→230	^{223}Ra	223,018501	α , γ	11,7 дня
	^{224}Ra	224,020186	α , (γ)	3,64 дня
	^{226}Ra	226,025402	α , (γ)	1620 лет
	^{228}Ra	228,031064	β^-	5,7 лет
^{90}Th , 232,0381; (25), 212→236	^{225}Th	225,023960	α , K, γ	8 мин
	^{226}Th	226,024916	α , γ	30,9 мин
	^{227}Th	227,027724	α , γ	18,17 дня
	^{228}Th	228,028715	α , γ	1,913 года
	^{229}Th	229,031755	α , γ	7300 лет
	^{230}Th	230,033127	α , (γ)	75400 лет
	^{231}Th	231,036298	β^- , γ	25,5 ч
	^{232}Th	232,038054	α , γ	$1,4 \cdot 10^{10}$ лет
	^{233}Th	233,041598	β^- , (γ)	22,12 мин
	^{234}Th	234,043630	β^- , γ	24,1 дня
	^{235}Th	-	β^- , γ	< 5 мин
^{92}U , 238,0289; (17), 226→242	^{233}U	233,039650	α , (γ)	$1,62 \cdot 10^5$ лет
	$^{233\text{m}}\text{U}$		(f)	$8 \cdot 10^{13}$ лет
	^{234}U	234,040946	0,0055	
	$^{234\text{m}}\text{U}$		α , (γ)	$2,48 \cdot 10^5$ лет
	$^{234\text{p}}\text{U}$		(f)	10^{16} лет
	^{235}U	235,043941	0,7205	
	$^{235\text{m}}\text{U}$		α , γ	$7,13 \cdot 10^8$ лет

Продолжение табл. П2.1

Элемент, атомная масса, число изотопов, диапазон масс	Нуклид	Атомная масса	Распространенность в природе, % Тип распада	Период полураспада $T_{1/2}$
	^{235}U	236,045562	(f)	$3 \cdot 10^{17}$ лет
	^{236}U		α	$2,39 \cdot 10^7$ лет
	^{236}U	237,048742	(f)	10^{16} лет
	^{237}U		β^-, γ	6,75 дня
	^{238}U		99,274	
	^{238}U	238,050812	$\alpha, (\gamma)$	$4,51 \cdot 10^9$ лет
	^{238}U		(f)	$4 \cdot 10^{16}$ лет
^{239}U	239,054321	β^-, γ	23,54 мин	
$_{94}\text{Pu}$, 244; (15), 232→246	^{239}Pu	239,052157	(f)	10^{16} лет
	^{240}Pu	240,053824	α, γ	6240 лет
	^{240}Pu		(f)	$1,3 \cdot 10^{11}$ лет
	^{241}Pu	241,056863	$\beta^-, (\gamma, \alpha)$	$\beta^- - 13,2$ лет
	^{241}Pu		(f)	$\alpha - 3 \cdot 10^5$ лет

Таблица П2.2

Средняя и медианная энергии процессов взаимодействия в активной зоне реактора БН-350

Взаимодействие	$\bar{E}, \text{МэВ}$	$\tilde{E}, \text{МэВ}$
Поглощение в ^{235}U	0,248	0,047
Поглощение в ^{238}U	0,414	0,034
Поглощение в ^{239}Pu	0,360	0,100
Деление ^{235}U и ^{239}Pu	0,363	0,080

Таблица П2.3

Относительные выходы $\beta_i/\beta, \%$ и суммарное относительное число $\beta, \%$ запаздывающих нейтронов [3]

Номер группы, $\beta_i/\beta, \beta\%$	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu	^{241}Pu	^{232}Th	^{238}U
1	8,6(4)	3,8(4)	3,8(4)	1,0(3)	3,4(3)	1,3(1)
2	27,4(7)	21,3(7)	28,0(6)	22,9(6)	15,0(7)	13,7(3)
3	22,7(52)	18,8(24)	21,6(27)	17,3(25)	15,5(31)	16,2(30)
4	31,7(16)	40,7(10)	32,8(15)	39,0(50)	44,6(22)	38,8(18)
5	7,3(21)	12,8(12)	10,3(13)	18,2(19)	17,2(19)	22,5(19)
6	2,3(10)	2,6(4)	3,5(7)	1,6(9)	4,3(9)	7,5(7)
β	0,266	0,682	0,217	0,532	2,28	1,61

Таблица П2.4

Энергетические спектры запаздывающих нейтронов [6]

Интервал энергии, МэВ	Относительные интенсивности запаздывающих нейтронов в энергетическом интервале									
	Вторая группа	Равновесные спектры			Группы запаздывающих нейтронов					
					1	2	3	4	5	6
Деление быстрыми нейтронами										
^{232}Th										
1,4÷2,5	-	-	1	6	-	2	3	10	4	12
0,8÷1,4	274	116	107	113	6	104	78	146	39	85
0,4÷0,8	507	365	245	357	151	356	369	373	343	401
0,2÷0,4	183	373	214	284	347	334	319	254	275	280
0,1÷0,2	36	146	233	210	408	193	195	183	272	181
0,0465÷0,1	-	-	159	30	88	11	36	34	17	41
0,0215÷0,0465	-	-	41							
^{235}U										
1,4÷2,5	-	-	2	6	-	3	3	9	6	12
0,8÷1,4	279	126	122	113	6	133	78	135	91	85
0,4÷0,8	491	398	262	362	151	394	376	362	341	401
0,2÷0,4	155	321	215	294	347	313	317	272	279	280
0,1÷0,2	75	155	213	195	408	146	193	187	256	181
0,0465÷0,1	-	-	145	30	88	11	33	35	27	41
0,0215÷0,0465	-	-	41	-	-	-	-	-	-	-
^{238}U										
1,4÷2,5	-	-	1	6	-	3	4	9	4	12
0,8÷1,4	271	147	97	105	6	138	84	121	78	85
0,4÷0,8	536	397	244	355	151	409	360	343	344	401
0,2÷0,4	149	293	226	291	347	304	316	281	278	280
0,1÷0,2	44	163	231	210	408	133	190	212	268	181
0,0465÷0,1	-	-	161	33	88	13	46	34	28	41
0,0215÷0,0465	-	-	40	-	-	-	-	-	-	-
^{239}Pu										
1,4÷2,5	-	-	1	5	-	3	3	9	6	12
0,8÷1,4	305	138	108	111	6	150	77	123	77	85
0,4÷0,8	502	379	265	362	151	417	362	346	321	401
0,2÷0,4	130	326	225	302	347	301	325	288	285	280
0,1÷0,2	63	157	218	184	408	117	194	187	266	181
0,0465÷0,1	-	-	143	36	88	12	39	47	45	41
0,0215÷0,0465	-	-	38	-	-	-	-	-	-	-

Интервал энергии, МэВ	Относительные интенсивности запаздывающих нейтронов в энергетическом интервале									
	Вторая группа	Равновесные спектры			Группы запаздывающих нейтронов					
					1	2	3	4	5	6
Деление быстрыми нейтронами					Деление тепловыми нейтронами					
^{233}U										
1,4÷2,5	-	-	2	5	-	2	3	9	8	11
0,8÷1,4	218	127	97	92	6	93	73	136	101	84
0,4÷0,8	456	384	240	341	151	340	382	364	331	396
0,2÷0,4	205	378	227	317	347	345	323	278	289	281
0,1÷0,2	121	111	244	215	408	210	192	177	242	185
0,0465÷0,1	-	-	157	30	88	10	17	36	29	43
0,0215÷0,0465	-	-	33	-	-	-	-	-	-	-
^{239}Pu										
1,4÷2,5				5	-	3	3	10	5	12
0,8÷1,4				107	6	151	78	107	82	84
0,4÷0,8				356	151	421	348	329	328	397
0,2÷0,4				309	347	299	326	312	285	281
0,1÷0,2				185	408	114	200	198	269	184
0,0465÷0,1				38	88	12	45	44	31	42
Деление тепловыми нейтронами										
^{241}Pu										
1,4÷2,5				5	-	3	4	6	4	12
0,8÷1,4				107	6	154	84	103	80	85
0,4÷0,8				361	151	429	335	341	353	401
0,2÷0,4				296	347	293	321	295	277	280
0,1÷0,2				199	408	108	201	219	264	181
0,0465÷0,1				32	88	13	54	36	22	41
^{235}U										
1,4÷2,5		70	-	6	-	3	3	10	8	12
0,8÷1,4		124	191	107	6	129	74	123	101	85
0,4÷0,8		450	303	357	151	392	375	349	342	399
0,2÷0,4		272	254	305	347	315	322	294	283	280
0,1÷0,2		74	161	195	408	150	196	187	245	182
0,0465÷0,1		10	83	30	88	11	30	37	21	42
0,0215÷0,0465		-	8	-	-	-	-	-	-	-

Таблица П2.5

Варианты заданий

№ п/п	Спектр масс	Спектр запаздывающих нейтронов			Спектр тепловых или мгновенных нейтронов	
	Элемент	Делящийся нуклид	Энергия нейтронов	Вариант спектра	Вариант функции	Диапазон энергии
1	${}_{92}\text{U}$	${}^{232}\text{Th}$	Б	P1	1.1	$0 \div \bar{E}$
2	${}_{82}\text{Pb}$	${}^{235}\text{U}$	Б	P2	1.2	$\bar{E} \div \infty$
3	${}_{74}\text{W}$	${}^{238}\text{U}$	Б	6P	1.3	$0 \div E_p$
4	${}_{48}\text{Cd}$	${}^{239}\text{Pu}$	Б	P1	2	$E_p \div \infty$
5	${}_{42}\text{Mo}$	${}^{233}\text{U}$	Б	P2	3	$10 \div 0,821 \text{ МэВ}$
6	${}_{40}\text{Zr}$	${}^{241}\text{Pu}$	Т	6P	4.1	$821 \div 5,53 \text{ кэВ}$
7	${}_{29}\text{Cu}$	${}^{232}\text{Th}$	Б	P1	4.2	$5530 \div 0,625 \text{ эВ}$
8	${}_{28}\text{Ni}$	${}^{235}\text{U}$	Т	P2	4.3	$\infty \div 0,821 \text{ МэВ}$
9	${}_{26}\text{Fe}$	${}^{238}\text{U}$	Т	6P	5	$0 \div 0,0253 \text{ эВ}$
10	${}_{24}\text{Cr}$	${}^{239}\text{Pu}$	Т	P1	6	$0,821 \div 0 \text{ МэВ}$
11	${}_{19}\text{K}$	${}^{233}\text{U}$	Т	P2	7	$\infty \div 1,3 \text{ МэВ}$
12	${}_{14}\text{Si}$	${}^{241}\text{Pu}$	Т	6P	8	$0,0253 \div \infty \text{ эВ}$
13	${}_{12}\text{Mg}$	${}^{232}\text{Th}$	Б	P2	9	$1,3 \div 0 \text{ МэВ}$
14	${}_{8}\text{O}$	${}^{235}\text{U}$	Б	6P	1.1	$0 \div 0,5 \text{ эВ}$
15	${}_{6}\text{C}$	${}^{238}\text{U}$	Б	P1	1.2	$0,5 \div \infty \text{ эВ}$
16	${}_{3}\text{Li},$	${}^{239}\text{Pu}$	Б	P2	1.3	$0 \div 0,2 \text{ эВ}$
17	${}_{1}\text{H}$	${}^{233}\text{U}$	Б	6P	2	$0,2 \div \infty \text{ эВ}$
18	${}_{5}\text{B}$	${}^{241}\text{Pu}$	Т	P1	3	$0 \div 2$
19	${}_{56}\text{Ba}$	${}^{232}\text{Th}$	Б	6P	4.1	$2,5 \div \infty$
20	${}_{64}\text{Gd}$	${}^{235}\text{U}$	Т	P1	4.2	$0 \div 10$
21	${}_{72}\text{Hf}$	${}^{238}\text{U}$	Т	P2	4.3	$-\infty \div 2$
22	${}_{49}\text{In}$	${}^{239}\text{Pu}$	Т	6P	5	$0,1 \div 0,5 \text{ эВ}$
23	${}_{54}\text{Xe}$	${}^{233}\text{U}$	Т	P1	6	$0 \div 9,0884$
24	${}_{62}\text{Sm}$	${}^{241}\text{Pu}$	Т	P2	7	$-\infty \div 5$
25	${}_{66}\text{Dy}$	${}^{232}\text{Th}$	Б	6P	8	$0,0253 \div 0,5 \text{ эВ}$

Обозначения: Б – деление быстрыми нейтронами; Т – деление тепловыми нейтронами; P1,P2 – номер варианта равновесного спектра; P6 – требуется найти равновесный спектр по 6 группам

Варианты функций

<i>Функция спектра № 1</i>					
Задано Максвелловское распределение в виде [4]:					
$n(\nu) = n_0 A \nu^2 \exp\left(-\frac{m\nu^2}{2kT}\right),$					
где n_0 – полное число нейтронов в 1 см^3 ; m – масса нейтрона в g ;					
T – температура среды, K ;					
$A = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2}, \quad k = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град}.$					
<i>№ 1.1</i>	$T = 500K$	<i>№ 1.2</i>	$T = 700K$	<i>№ 1.3</i>	$T = 900K$

<i>Функция спектра № 2</i>					
Распределение потока нейтронов по энергиям дается соотношением [8]					
$\Phi(E) = \Phi \frac{E}{E_T^2} \exp\left(-\frac{E}{E_T}\right).$					
Спектр нормирован на полную плотность нейтронов, т.е.					
$\int_0^{\infty} \Phi(E) dE = \Phi.$					

<i>Функция спектра № 3</i>					
Предполагается, что спектр мгновенных нейтронов $N(E)$, нормированный на один нейтрон деления, определяется следующей формулой Уатта [3]					
$N(E) = 0,484 \exp(-E) \text{sh} \sqrt{2E},$					
где энергия E измеряется в $MэВ$.					

Функция спектра № 4

Эксперимент показывает, что с удовлетворительной точностью спектр нейтронов деления $S(E)$ можно выразить формулой [7]:

$$S(E) = a\sqrt{E} \exp\left(-\frac{E}{T}\right),$$

где E – энергия мгновенных нейтронов деления; $МэВ$; a, T – параметры спектра

$$a = \frac{2\bar{\nu}_f}{T\sqrt{\pi T}}, \quad T = \frac{2}{3}\bar{E},$$

где \bar{E} – среднее значение энергии нейтронов деления.

Спектр нормирован на среднее число нейтронов деления $\bar{\nu}_f$

$$\int_0^{\infty} S(E) dE = \bar{\nu}_f.$$

Параметры спектра $\bar{\nu}_f$ и \bar{E} или a и T зависят как от делящегося изотопа, так и от энергии нейтрона, вызывающего деление. Зависимость \bar{E} от энергии нейтрона, падающего на мишень, можно выразить формулой

$$\bar{E} \approx 0,78 + 0,62\sqrt{\bar{\nu}_f(E) + 1},$$

если известна зависимость $\bar{\nu}_f$ от E . Последняя может быть представлена линейной зависимостью

$$\bar{\nu}_f(E) \approx \bar{\nu}_{f,T} + \frac{d\bar{\nu}_f}{dE} E,$$

где $\bar{\nu}_{f,T}$ – значение $\bar{\nu}_f$, когда нейтрон, вызывающий деление, был тепловой.

№	Нуклид	a	T	$\bar{\nu}_f$	$d\bar{\nu}_f/dE$
4.1	^{233}U	1,89	1,30	$2,50 \pm 0,02$	0,115
4.2	^{235}U	1,87	1,29	$2,43 \pm 0,02$	0,135
4.3	^{239}Pu	2,12	1,33	$2,89 \pm 0,03$	0,111

Функция спектра № 5

В относительной форме для плотности потока нейтронов спектр Максвелла имеет вид [16]:

$$M(E)dE = \frac{\Phi_T}{\Phi_0} = \exp\left(-\frac{E}{kT_{\text{HT}}}\right) \frac{E}{kT_{\text{HT}}} \frac{dE}{kT_{\text{HT}}}.$$

Спектр нормирован на единицу

$$\int_0^{\infty} M(E)dE = 1.$$

Функция спектра № 6

Предполагается, что спектр $N(E)$ в [барн/Мэв] мгновенных нейтронов деления является максвелловским [18]:

$$N(E)dE = K\sqrt{E} \exp\left(-\frac{E}{T}\right)dE,$$

где E – энергия мгновенных нейтронов деления; K – коэффициент нормировки:

$$K = \frac{2\sigma_f(E) \bar{\nu}(E)}{\sqrt{\pi} \cdot T^{3/2}}.$$

Здесь $\sigma_f(E)$ и $\bar{\nu}(E)$ – сечение деления и среднее число мгновенных нейтронов на акт деления при заданной энергии E бомбардирующих нейтронов, соответственно;

T – температура, характеризующая спектр мгновенных нейтронов деления. Ее можно рассчитать по известному значению $\bar{\nu}(E)$ с помощью полуэмпирической формулы Таррела:

$$T = 0,353 + 0,51\sqrt{1 + \bar{\nu}}.$$

Температура связана со средней энергией мгновенных нейтронов \bar{E} деления соотношением:

$$\bar{E} = \frac{3}{2}T.$$

Функция спектра № 7

При вычислении сечений усредненных в диапазоне энергий от 10^{-5} эВ до 20 МэВ по спектру $N(E)$ нейтронов деления урана-235 использовался спектр Уатта [18]:

$$N(E) = \sqrt{\frac{4}{\pi a^3 b}} \exp\left(-\frac{ab}{4} - \frac{E}{a}\right) \sinh(\sqrt{bE}),$$

где $a = 0,988$ МэВ, $b = 2,249$ МэВ⁻¹.

Функция спектра № 8

Распределение тепловых нейтронов приближенно определяется спектром Максвелла, которое можно записать в виде следующего выражения [17]:

$$N(E)dE = N_0 2\pi^{-1/2} E_T^{-3/2} \sqrt{E} \exp\left(-\frac{E}{E_T}\right) dE,$$

где $E_T = kT_{нг}$; $T_{нг}$ – температура нейтронного газа, K ; $k = 1,380622 \cdot 10^{-16}$ – постоянная Больцмана, эрг·К⁻¹; N_0 – полное число нейтронов, которое определяется выражением

$$N_0 = \int_0^{\infty} N(E) dE.$$

Функция спектра № 9

Спектр мгновенных нейтронов деления хорошо описывается максвелловским распределением [3]

$$S(E) = 2 \sqrt{\frac{E}{\pi \tilde{T}^3}} \exp\left(-\frac{E}{\tilde{T}}\right),$$

содержащим только один параметр – *эффективную температуру* $\tilde{T} = kT$, которая также как и энергия E измеряется в МэВ. Спектр нормирован на единицу, что очень удобно для определения доли нейтронов спектра с заданным интервалом энергии.

Приложения к главе 3

Приложение ПЗ.1

Варианты заданий

№1. Измерение возраста τ для нейтронов деления в воде до энергии индиевого резонанса

В работах [8,17], выполненных на реакторе РФТ, с помощью индиевого детектора проведено измерение распределения плотности нейтронов с энергией $E = 1,46 \text{ эВ}$, образовавшихся в результате замедления нейтронов деления ^{235}U в воде.

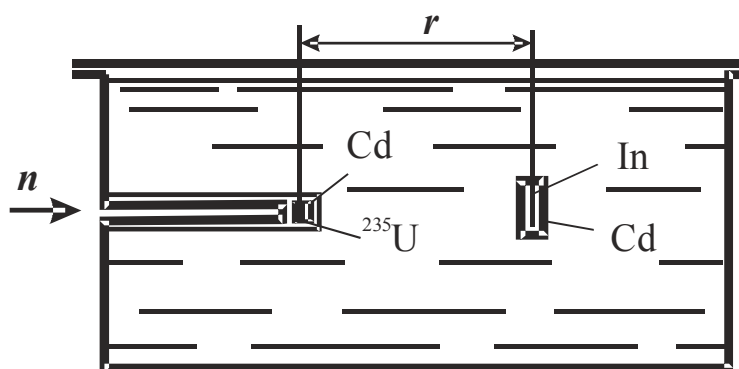


Рис. ПЗ.1. Схема установки по измерению возраста в воде

Источником нейтронов служила мишень-конвертор из окиси-закиси ^{235}U , преобразующая тепловые нейтроны пучка в быстрые нейтроны деления. Были использованы две мишени: одна, диаметром 22 мм и толщиной 5 мм ($4,15 \text{ г } ^{235}\text{U}$), для измерения на больших расстояниях от источника и другая, диаметром 8 мм и толщиной 2,5 мм ($0,21 \text{ г } ^{235}\text{U}$), для измерения вблизи источника.

Измерения проводились в большом алюминиевом баке длиной 140 см, шириной 100 см и высотой 105 см, в который с помощью запаянной с одного конца стальной трубки длиной 50 см вводился пучок тепловых нейтронов. Мишень надевалась на запаянный конец трубки и закрывалась вместе с трубкой кадмиевым чехлом. На принципиальной схеме экспериментальной установки показано, что нейтроны вводятся через торец. На самом деле в целях уменьшения фона нейтроны вводили через боковую стенку бака, т.е. под углом 90° к направлению измерений.

Расстояние от конвертора до стенок бака или уровня воды составляло 50 см, а в сторону измерений – 90 см. После измерения в серии опытов активностей фольг резонансного детектора определяют распределение плотности, которое представлено в табл. ПЗ.1.1.

Таблица ПЗ.1.1

Распределение плотности нейтронов в воде¹⁾

r , см	$\rho(r)$, см ⁻³ с ⁻¹	r , см	$\rho(r)$, см ⁻³ с ⁻¹	r , см	$\rho(r)$, см ⁻³ с ⁻¹
3	1·10 ⁶	13	5,5·10 ⁴	35	330
4	8,2·10 ⁵	15	3,6·10 ⁴	40	130
5	6,7·10 ⁵	17	1,85·10 ⁴	45	38÷47
6	5,1·10 ⁵	20	8,5·10 ³	50	20÷30
8	2,7·10 ⁵	23	3,7·10 ³	55	8÷12
10	1,5·10 ⁵	26	2,1·10 ³	60	4÷7
11	1·10 ⁵	30	8·10 ²		

*№ 2. Измерение возраста τ в воде в интервале энергии от индиевого резонанса до стандартной энергии.
Экспериментальное определение возраста резонансных нейтронов в воде $\tau_{1,46}$ от точечного Sb+Be источника с начальной энергией нейтронов 30 кэВ*

Необходимость экспериментальной оценки возраста в указанном диапазоне вызвана наличием химической связи атомов водорода в молекуле воды и связанной с этим ненадежной теоретической оценкой потери энергии в столкновении с протоном.

В работах [8,18], выполненных на реакторе РФТ, эта оценка сделана путем сравнения двух экспериментальных кривых пространственного распределения резонансных $\rho_{1,46}(r)$ и тепловых $\rho_{0,025}(r)$ нейтронов. Значение $\bar{r}^2/6$, подсчитанное по первой кривой, дает возраст резонансных нейтронов $\tau_{1,46}$, а значение $\bar{r}^2/6$, подсчитанное по второй кривой, величину площади миграции

$$M^2 = \tau_{0,025} + L^2,$$

где $\tau_{0,025}$ – квадрат длины замедления до энергии $E = 0,025$ эВ; L – длина диффузии тепловых нейтронов. Замедление нейтронов в интервале энергий от индиевого резонанса до стандартной энергии будет определяться величиной

$$\Delta\tau = \tau_{0,025} - \tau_{1,46} = M^2 - L^2 - \tau_{1,46}.$$

Таким образом, методом индиевого детектора экспериментально определяются $\tau_{1,46}$, M^2 и L , характеризующие замедление и диффузию фотонейтронов источника Sb+Be ($E_0 = 30$ кэВ)

Измерение распределения плотности тепловых и резонансных нейтронов производилось в большом баке диаметром 80 см и высотой 100 см, установленном над колодцем для источника и наполненном водой. Из колодца *КЛ* источник *И* поднимался по направляющим рейкам *НР* при помощи электромагнита *Э*, который автоматически выключался, когда источник доходил до рабочего положения. Наличие источника в рабочем положении контролировалось чувствительным прибором-индикатором γ -лучей, а момент установки – вспышкой сигнальной лампочки, включенной в цепь электромагнита. Сброс источника осуществлялся с помощью специальной чеки *Ч*, поддерживающей источник в рабочем состоянии.

При измерении τ нейтронов, имеющих небольшую начальную энергию источника (30 кэВ) и, следовательно, малую длину замедления, весьма существенна точность измерения расстояния между источником и детектором. Установка детектора на нужном расстоянии производилась при помощи 3-х расположенных одна над другой горизонтальных линеек *Л* с выфрезированными на них щелями. Линейки были прикреплены к направляющим рейкам источника, так что возможные отклонения направляющих реек не меняли расстояния между источником и индиевой фольгой. Кассеты *КС* подвешивались на верхней линейке, как показано на рис. ПЗ.2.

Для одновременного облучения на больших расстояниях нескольких фольг установка имела три системы линеек. Чтобы по возможности не нарушать замедляющих свойств воды, направляющие рейки, линейки и другие детали установки были изготовлены из плексигласа, который по замедляющим свойствам близок к воде.

Для измерения плотности резонансных нейтронов $\rho_{In+Cd}(r)$ использовался индиевый детектор в кассетах из листового кадмия толщиной 0,6 мм.

С помощью индиевого детектора проведено измерение распределения плотности нейтронов с энергией $E = 1,46$ эВ, образовавшихся в результате замедления нейтронов деления ^{235}U в воде.

Источником нейтронов служила мишень-конвертор из окиси-закиси ^{235}U , преобразующая тепловые нейтроны пучка в быстрые нейтроны деления. Были использованы две мишени: одна диаметром 22 мм и толщиной 5 мм ($4,15$ г ^{235}U), для измерения на больших расстояниях от источника и другая, диаметром 8 мм и толщиной 2,5 мм ($0,21$ г ^{235}U), для измерения вблизи источника.

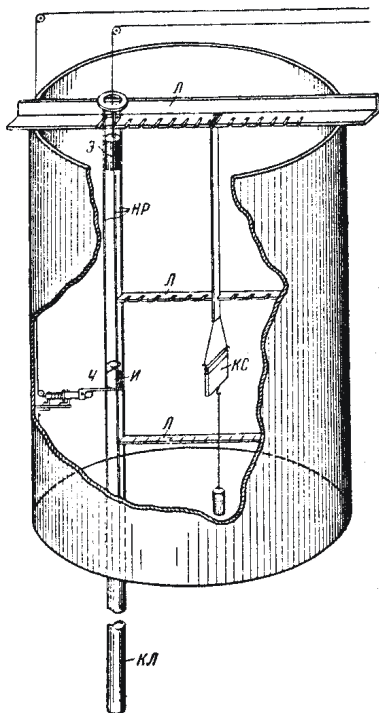


Рис. ПЗ.2. Общий вид установки

После измерения в серии опытов активностей фольг резонансного детектора определяют распределение плотности, которое представлено в табл. ПЗ.1.2.

Таблица ПЗ.1.2

Распределение плотности резонансных нейтронов от точечного источника в воде¹⁾

r , см	$\rho_{\text{In+Cd}}(r)$, $\text{см}^{-3}\text{с}^{-1}$	r , см	$\rho_{\text{In+Cd}}(r)$, $\text{см}^{-3}\text{с}^{-1}$	r , см	$\rho_{\text{In+Cd}}(r)$, $\text{см}^{-3}\text{с}^{-1}$
1	$1,9 \cdot 10^5$	6	$2,1 \cdot 10^4$	15	20
2	$1,6 \cdot 10^5$	7	$1,2 \cdot 10^4$	16	$8 \div 10$
3	$1 \cdot 10^5$	8	$5,3 \cdot 10^3$	18	$1,8 \div 2,1$
4	$5,3 \cdot 10^4$	10	$1,3 \cdot 10^3$		
5	$3,7 \cdot 10^4$	12	$2,31 \cdot 10^2$		

№ 3. Измерение возраста τ в воде в интервале энергии от индиевого резонанса до стандартной энергии.
Экспериментальное определение площади миграции стандартных тепловых нейтронов в воде M^2 от точечного источника Sb+Be с начальной энергией нейтронов 30 кэВ

Определение площади миграции нейтрона от какой-то начальной энергии до стандартной связано с определением плотности тепловых нейтронов. Экспериментальная установка остается прежней [8,18], и ее описание дается в задании №2.

Для определения распределения плотности тепловых нейтронов $\rho_m(r)$ требуется провести измерение активации индиевой фольги, помещенной в кассету из нержавеющей стали толщиной 0,2 мм, в зависимости от расстояния до источника. При этом в отличие от измерения плотности резонансных нейтронов, проводимых с кадмиевыми кассетами, в данном случае индиевая фольга активируется не только резонансными, но и тепловыми, а также нейтронами «промежуточной» энергии $0,025 \div 0,5$ эВ, которые обрезаются кадмием при измерении $\rho_{\text{In+Cd}}(r)$. Поэтому для получения правильного значения M^2 из суммарной активности индия надо исключить активность, обусловленную резонансными и промежуточными нейтронами.

Активность от промежуточных нейтронов оценивается расчетным путем. Так как поток нейтронов, активирующих фольгу, пропорционален $1/\zeta \Sigma_s E$, то можно сравнить активность фольги, вызванную промежуточными нейтронами, с активностью фольги, вызванной резонансными нейтронами. Последняя известна из измерений $\rho_{\text{In+Cd}}(r)$. Результат расчета необходимо отнормировать на $\rho_{\text{In+Cd}}(r)$.

Таблица ПЗ.1.3

Распределение плотности тепловых нейтронов от точечного источника в воде¹⁾

$r,$ $см$	$\rho_m(r),$ $см^{-3}с^{-1}$	$r,$ $см$	$\rho_m(r),$ $см^{-3}с^{-1}$	$r,$ $см$	$\rho_m(r),$ $см^{-3}с^{-1}$
1	$7,210^5$	5	$3,1 \cdot 10^5$	18	$1,7 \cdot 10^3$
1,5	$6,5 \cdot 10^5$	6	$2,3 \cdot 10^5$	20	$6,6 \cdot 10^2$
2	$6 \cdot 10^5$	8	$1,15 \cdot 10^5$	25	80
2,5	$5,4 \cdot 10^5$	10	$4,15 \cdot 10^4$	28	23
3	$5 \cdot 10^5$	12	$2,1 \cdot 10^4$	30	11
3,5	$4,6 \cdot 10^5$	15	$6 \cdot 10^3$	32	$4 \div 5$
4	$4 \cdot 10^5$	16	$4 \cdot 10^3$		

Отмечается неточность такого расчета из-за того, что в области $E < 1$ эВ одновременно с рассеянием на свободных протонах начинается рассеяние на молекулах воды. Можно только дать две оценки – сверху и снизу величины вклада в активность за счет промежуточных нейтронов.

При получении оценки снизу предполагалось, что начиная с $E = 0,5$ эВ вплоть до тепловых энергий, рассеяние происходит на свободных протонах ($\zeta = 1, \sigma_s = 20 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$). При получении оценки сверху предполагалось, что в области $0,5 \div 0,1$ эВ рассеяние происходит на свободных протонах, а начиная с $E = 0,1$ эВ – на молекулах воды ($\zeta = 2 / (A + 2/3) = 0,107, \sigma_s = 80 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$)¹. Были получены соответственно:

$$\rho_{\text{пром}}^{(1)}(r) = 0,77c_{\text{In+Cd}}(r), \quad \rho_{\text{пром}}^{(2)}(r) = 1,43c_{\text{In+Cd}}(r).$$

Таким образом, вычисления $M_{(1)}^2, M_{(2)}^2$ должно проводиться по кривым:

$$c_m^{(1)}(r) = c_{\text{In}}(r) - 1,77c_{\text{In+Cd}}(r), \quad c_m^{(2)}(r) = c_{\text{In}}(r) - 2,43c_{\text{In+Cd}}(r),$$

а истинное значение M^2 как среднее арифметическое с ошибкой равной полуразности значений.

№ 4. Измерение возраста τ в воде в интервале энергии от индиевого резонанса до стандартной энергии.
 Экспериментальное определение квадрата длины диффузии стандартных тепловых нейтронов в воде L^2 от точечного источника Sb+Be с начальной энергией нейтронов 30 кэВ

¹ Среднегарифмический декремент для воды подсчитан неверно, поэтому последующие оценки следует откорректировать – Прим. А.К.

Продолжение приложения ПЗ.1

Наряду с $\tau_{1,46}$ и M^2 в эксперименте [8,16] была определена также и диффузионная длина L тепловых нейтронов ($t=19^\circ\text{C}$). Для источника Sb+Be распределение резонансных нейтронов в воде быстро падает с удалением от источника так, что, начиная с расстояния $r \cong 15$ см, в воде находятся только тепловые диффундирующие нейтроны. Таким образом, для $r > 15$ см может быть записано уравнение диффузии без источников

$$\nabla^2 c - \frac{1}{L^2} c = 0,$$

где ρ – плотность потока нейтронов.

В нашем конкретном случае сферически симметричного распределения с началом координат в центре точечного источника решение уравнения имеет вид

$$c(r) \sim -\frac{\exp(r/L)}{r}.$$

Тогда L может быть найдено по наклону прямой $\rho(r) \sim \exp(-r/L)$, построенной в полупологарифмическом масштабе.

Таблица ПЗ.1.4

Распределение функции $r \cdot \rho(r)$, плотности тепловых нейтронов от точечного источника в воде¹⁾

r , см	$r \cdot \rho(r)$, $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	r , см	$r \cdot \rho(r)$, $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	r , см	$r \cdot \rho(r)$, $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$
1	$7,2 \cdot 10^5$	5	$3,1 \cdot 10^5$	18	$1,7 \cdot 10^3$
1,5	$6,5 \cdot 10^5$	6	$2,3 \cdot 10^5$	20	$6,6 \cdot 10^2$
2	$6 \cdot 10^5$	8	$1,15 \cdot 10^5$	25	80
2,5	$5,4 \cdot 10^5$	10	$4,15 \cdot 10^4$	28	23
3	$5 \cdot 10^5$	12	$2,1 \cdot 10^4$	30	11
3,5	$4,6 \cdot 10^5$	15	$6 \cdot 10^3$	32	$4 \div 5$
4	$4 \cdot 10^5$	16	$4 \cdot 10^3$		

№5. *Определение возраста нейтронов деления в воде по результатам опыта Ломбарда и Бланшара*[3].

Для уточнения численного значения $\tau_{1,46}^*$ в связи с расхождениями результатов разных измерений особенно тщательные измерения были проведены Ломбардом и Бланшаром.

При проведении эксперимента была использована установка, представленная на рис. ПЗ.3.

Тепловые нейтроны из тепловой колонны реактора бассейнового типа падают на источник деления – приблизительно квадратную пластину (80×80 мм) толщиной 10 мм из сплава урана с цирконием. Концентрация U^{235} составляла $1,4 \cdot 10^{21}$ атом/см³. Индиевые фольги (100 мг/см²), покрытые кадмием толщиной 1 мм, закрепляются с помощью специального приспособления, позволяющего точно воспроизводить положение фольг при повторении опыта. Вся установка в целом погружается в бак реактора.

При измерении активности индиевых фольг расстояние между торцом тепловой колонны и пластинкой источника было равно 17 мм. Увеличение этого расстояния не влияет на относительное распределение нейтронов, на основании чего можно сделать вывод, что распределение в графите тепловой колонны не оказывает влияния на экспериментальные результаты. Полученные данные являются разностью соответствующих значений, найденных в эксперименте по определению величины активности с источником и без него. Таким способом исключалась доля активации фольги, обусловленная потоком непосредственно из тепловой колонны. Активация, вызванная фотонейтронами, образующимися в результате реакции γ – квантов высокой энергии из реактора с дейтерием, присутствующим в воде бака, в этом случае также исключается. В то же время, γ – лучи большой энергии, возникающие при делении в пластинке источника, могут генерировать фотонейтроны в воде и искажать измеряемое распределение. Однако контрольные эксперименты, в которых γ – кванты, выходящие из пластинки источника, поглощались слоем висмута толщиной 12,5 мм, показали отсутствие этого эффекта.

Чтобы оценить влияние активации фольги, обусловленной захватом нейтронов более высокими резонансами индия, проводились измерения, в которых индиевые фольги покрывались с обеих сторон кадмиевыми и индиевыми фольгами. Оказалось, что даже фольги с индиевым покрытием обладают значительной активностью, что говорило о существенном вкладе в активацию нейтронов, энергия которых отлична от 1,46 эВ. Однако пространственная зависимость для фольг с индиевым покрытием и без него одна и та же, так что данные, приведенные в табл. ПЗ.1.5 справедливы и для нейтронов с энергией 1,46 эВ.

Согласно определению, понятие возраста введено для распределения нейтронов $\Phi(\rho)$ вблизи точечного источника, в то время как в опыте измеряется функция $F(z)$ вблизи источника в виде пластины. Между этими двумя распределениями имеется следующее соотношение:

$$F(\vec{r} = z) = \int S(\vec{r}') \cdot \Phi(\rho = |\vec{r} - \vec{r}'|) dA.$$

Здесь $S(\vec{r}')$ – мощность источника на единицу площади поверхности пластинки и интегрирование проводится по всей площади пластинки. Величина $S(\vec{r}')$ определялась на основании измерений с помощью фольг в различных точках на пластинке источника. Чтобы вычислить функцию $\Phi(\rho)$ по измеренному распределению $F(z)$, приведенный выше интеграл преобразовывался по формуле Симпсона. Используя, таким образом, полученную зависимость $\Phi(\rho)$, далее по формуле (3.57) находят значение возраста.

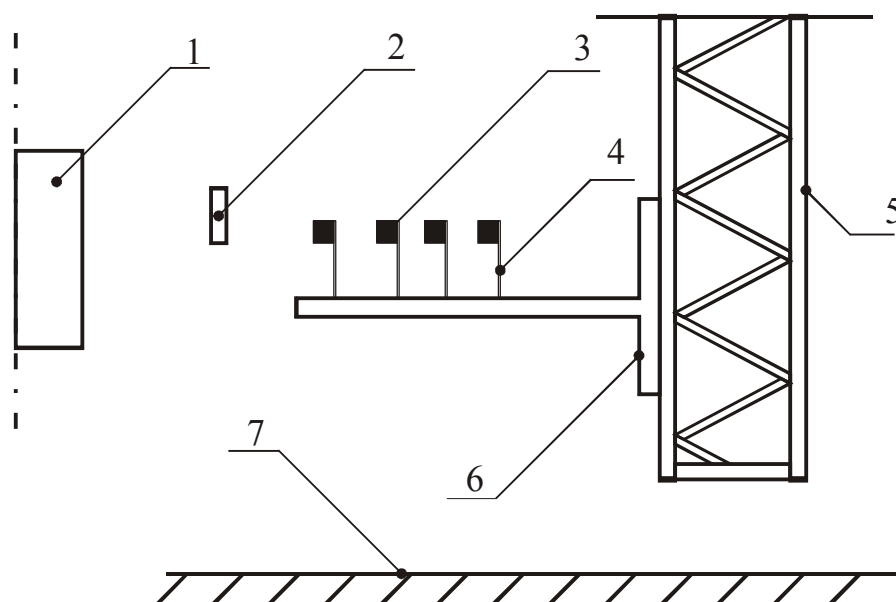


Рис. ПЗ.3. Схема установки для проведения опыта по измерению возраста нейтронов в воде:

1 - тепловая колонна; 2 - источник с делящимся веществом; 3 - фольги;
4 - вертикальные полиэтиленовые стержни; 5 - опора; 6 - горизонтальный полиэтиленовый кронштейн; 7 - дно бассейна

При обработке результатов эксперимента Ломбард и Бланшар учли эффекты тока нейтронов для чего, величина возраста определялась как среднее для двух значений, полученных при β – счете активности передней и задней сторон фольг.

Кроме этого, для достаточно толстых индиевых фольг (100 мг/см^2) даже относительно малая P_2 – компонента разложения векторного потока будет оказывать влияние на активацию фольги, в связи с чем необходимо ввести поправку в возраст потока, равную $0,5 \text{ см}^2$.

Таблица ПЗ.1.5

Активность фольг из индия, облучаемых эпикадмиевыми нейтронами, как функция расстояния до плоского источника нейтронов деления

$z,$ см	$C^{Cd},$ произв.ед.	$z,$ см	$C^{Cd},$ произв.ед.	$z,$ см	$C^{Cd},$ произв.ед.
4	$6,05 \cdot 10^4$	15	$4,05 \cdot 10^3$	31	34,5
6	$5,25 \cdot 10^4$	17,5	$1 \cdot 10^3$	37	15
8	$1,95 \cdot 10^4$	21	$6,15 \cdot 10^2$	41	7,95
10	$1 \cdot 10^4$	24	$4,05 \cdot 10^2$	44	6,15
13	$5,7 \cdot 10^3$	27	$1 \cdot 10^2$	52	0,9

№6. Экспериментальное определение возраста потока нейтронов в графите от Ra-Be-источника [3]

В табл. ПЗ.1.6 приведены экспериментальные значения возраста потока нейтронов до индиевого резонанса для разных источников в графите.

Таблица ПЗ.1.6

Возраст потока нейтронов в графите (плотность 1,6 г/см³) от различных источников

Источник	$\bar{E}, \text{МэВ}$		Автор
Sb-Be	$25 \cdot 10^{-3}$	~142	Hill, Roberts, McCammon
Деление урана	2	$312 \pm 0,5$	Hendrie et al.
Ra-Be	5	~380	Fermi
Pu-Be	5	~416	Steichen

Так как условия применимости возрастной теории для графита выполняются достаточно хорошо, плотность замедления вблизи источника можно описать аналитически. Например, распределение потока при энергии 1,46 эВ вблизи моноэнергетического точечного источника в протяженной среде подчиняется закону

$$\Phi(1,46; r) \approx \exp\left(-\frac{r^2}{4\tau_{1,46}^*}\right), \quad (*)$$

где $\tau_{1,46}^*$ – возраст потока нейтронов, определенный с помощью среднего квадрата длины замедления. На рис. ПЗ.4 приведены точные расчетные значения величины $\tau_{1,46}^*$ в зависимости от энергии источника в сравнении с простым приближением возрастной теории (см. формулу (4.14)).

Однако последнее соотношение несправедливо для источника с широким энергетическим спектром. Расчет лучше согласуется с экспериментом, когда спектр источника аппроксимируется несколькими возрастными группами. Тогда

$$\Phi(1,46; r) = \sum_i g_i \exp\left(-\frac{r^2}{4\tau_{i,46}^*}\right).$$

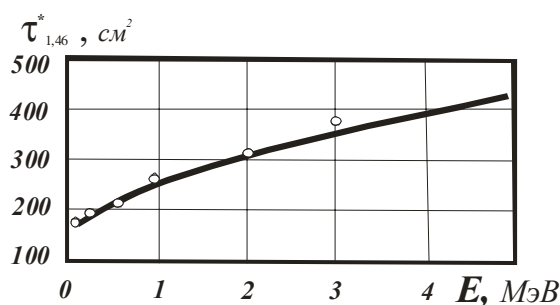


Рис. ПЗ.4. Возраст нейтронов в графите (плотность 1,6 г/см³) как функция энергии нейтронов источника: ○ - возрастная теория; — - точный расчет

Продолжение приложения ПЗ.1

Согласно Ферми, нейтроны Ra-Be-источников в графите можно описать тремя группами, каждая из которых характеризуется параметрами

g_i	0,15	0,69	0,16
$\tau_{1,46}^*$, см ²	130	340	815

Результаты измерения других исследователей несколько отличны

g_i	0,11	0,68	0,21
$\tau_{1,46}^*$, см ²	175	340	860

В экспериментах Ферми энергия Ra-Be-источника нейтронов равнялась 5 Мэв. В результате Ферми получил распределение потока в графите в зависимости от расстояния до источника, представленное в табл. ПЗ.1.7.

Таблица ПЗ.1.7

Плотность замедления в графите в зависимости от от расстояния до Ra-Be-источника

r , см	$q_{1,46}(r)$, произв.ед.	r , см	$q_{1,46}(r)$, произв.ед.	r , см	$q_{1,46}(r)$, произв.ед.
10	21–23	32,5	9–11	61,5	1,7–2
17,5	17–19	37	7–8	71,5	0,75–0,9
22,5	15–17	43	5,5–6,5	81,5	0,35–0,41
27,5	12–14	51,5	3–3,5		

Требуется определить возраст нейтронов при замедлении до индиевого резонанса и сделать проверку закона (*) с расчетами в одногрупповом и трехгрупповом приближениях возрастной теории.

№7. *Определение длины диффузии бериллиевой призмы в вертикальном сечении [12].*

До появления котлов с цепной реакцией в диффузионных опытах использовались нейтроны, полученные от Ra-Be-источников. При этом обычно источник помещался внутри большого объема исследуемого материала и проводились измерения распределения резонансных и тепловых нейтронов в этом объеме. Подобную установку называют «*сигма-призмой*», потому что, как правило, предметом измерения в диффузионных опытах является эффективное сечение поглощения σ материала диффузионной среды.

В сигма-призме, напротив, по измеренному распределению нейтронов определяется значение длины диффузии, при помощи которого рассчитывается сечение поглощения или сечение переноса для исследуемого материала. Методика измерений на сигма-призме не включает в себе ничего специфического и состоит в облучении фольги и определении активности. Поток нейтронов, возникающие в призме от обычных источников, настолько малы, что для получения доступных измерению активностей необходимо применять довольно толстую фольгу (как правило, из индия). Вблизи этой фольги поток тепловых нейтронов значительно падает, но, поскольку измерения являются относительными, ошибки, связанные с этим падением, практически полностью исключаются. При обработке результатов измерений обычно необходимо вносить поправку, связанную с тем, что сигма-призма имеет не бесконечную высоту.

Для лучшего использования материала, в котором исследуется диффузия нейтронов, целесообразно установить призму из этого материала на графитовом пьедестале с таким же поперечным сечением, как и у призмы (рис. ПЗ.5). При этом высшие гармоники распределения нейтронов затухают в графитовом пьедестале, так что экспоненциальный ход плотности, характерный для первой гармоники распределения, установится вблизи основании призмы. При отсутствии такого пьедестала нижняя часть призмы не может быть использована для проведения измерений.

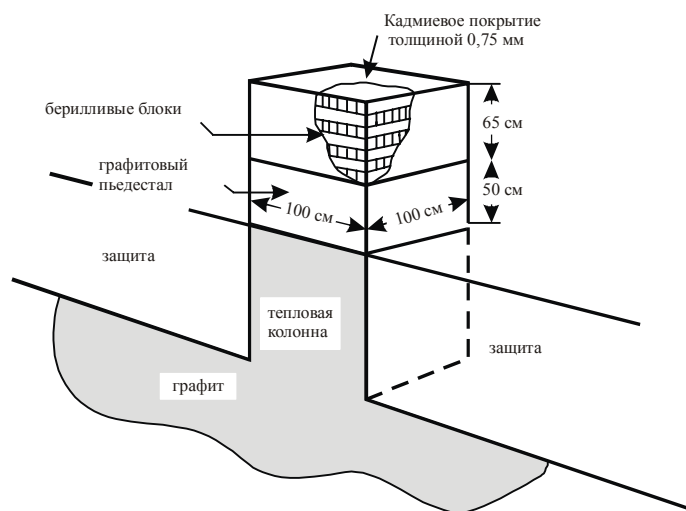


Рис. ПЗ.5. Экспериментальная установка для измерения длины диффузии в бериллии, расположенная на вертикальной тепловой колонне аргонского котла

Для измерения длины диффузии с помощью тепловой колонны было взято 1360 кг бериллия. Рассмотрение погрешностей показало достаточность для проведения измерений площади поперечного сечения призмы, равной 100×100 см. При таких размерах высота призмы получилась равной 65 см. Основанная на ожидаемом значении длины диффузии в бериллии оценка показывает, что эта высота равна

двум длинам затухания в призме с выбранным сечением. При этих условиях погрешность в измерении длины диффузии составила 3%.

После измерения серии опытов распределение потока нейтронов представлено в табл.ПЗ.1.8

Таблица ПЗ.1.8

Распределение потока тепловых нейтронов в бериллиевой призме по вертикали

$z,$ <i>см</i>	$q_{1,46}(z),$ <i>произв.ед.</i>	$z,$ <i>см</i>	$q_{1,46}(z),$ <i>произв.ед.</i>	$z,$ <i>см</i>	$q_{1,46}(z),$ <i>произв.ед.</i>
10	363	30	93	50	25
20	185	40	47	60	13

№8–10. Измерение возраста τ для нейтронов в водно-алюминиевых смесях от (D—T)-источника [19].

Один из экспериментов работы [19] был проведен для определения величины фермиевского возраста τ в смесях H₂O—Al для быстрых нейтронов (D—T)-источника с энергией 14,1 МэВ.

Экспериментальная установка состояла из алюминиевого бака длиной 152 см, шириной 91 см, глубиной 122 см и толщиной стенок 1,27 см, показанного на рис. ПЗ.6. На двух гранях бака, имеющих размеры 152x122 см, на интервалах 6,3 мм были сделаны прорезы для алюминиевых пластин шириной 6,3 мм и глубиной 3,2 мм. Бак заполнялся деминерализированной водой. При помещении в прорезы алюминиевых пластин толщиной 0,3 мм достигалось нужное объемное отношение Al/H₂O от отношения 1:1 до 1:5.

Нейтроны генерировались в реакции H³(d,n)He. Пучок дейтронов с энергией 200 кэВ получался от ускорителя Кокрофта—Уолтона. Тритиевая мишень в виде газообразного трития, абсорбированного на металлическом титане, имела диаметр 2,5 см и помещалась в баке на глубине 61 см под водой, как показано на рис. ПЗ.7. Для этого основная труба ускорителя была удлинена приставкой в виде тонкой алюминиевой трубки диаметром 3,8 см, которая изолировалась тонким листовым алькатеном. Мишень охлаждалась холодной водой, циркулировавшей между алькатеном и алюминиевой трубкой. Ток дейтронного пучка во время измерений был около 50 мка

Все измерения делались вдоль длины бака 152 см, причем мишень находилась на расстоянии 46 см от одного края и 100 см от другого.

Для того чтобы проверить, не вносит ли конечный размер бака ошибок в измерения, с каждой стороны бака ставились дополнительные бачки толщиной в 15 см. При этом не удалось обнаружить никакого изменения в распределении нейтронов с энергией индиевого резонанса.

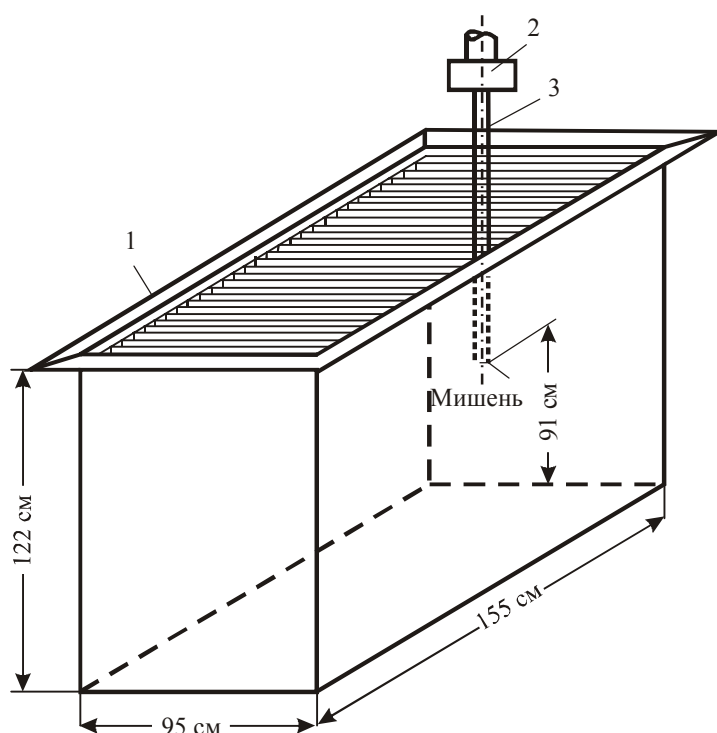


Рис. ПЗ.6. Экспериментальная установка с D-T-источником:
1 - алюминиевые пластины; 2 - пучок дейтронов; 3 - алюминиевая трубка диаметром 3,8 мм

Относительные потоки быстрых нейтронов определялись путем облучения фосфорных фольг измерения β -активности последних. Фольги ($2,5 \times 2,5$ см) изготовлялись запрессовкой порошкообразных фосфоров в рамки из perspекса толщиной 3 мм, два края которых заделывались специальной лентой. Перед облучением фольги вместе с кадмиевым покрытием толщиной 0,4 мм помещались в тонкие водонепроницаемые закручивающиеся латунные кассеты диаметром 6,7 см и толщиной 0,6 см. Кассеты подвешивались на нитях к жесткой раме, имеющейся сверху на балке.

Индиевые фольги для регистрации нейтронов с энергией 1,46 эВ имели площадь $2,5 \times 2,5$ см и толщину 0,12 мм. β -активность фольг измерялась обычным способом с применением двух торцовых гейгеровских счетчиков, включенных параллельно. Перед каждым измерением и после него эффективность счетчиков контролировалась с помощью уранового стандарта. Все фольги были взаимно прокалиброваны путем облучения в фиксированном положении (Ra- α -Be)-источником, помещенным в небольшую графитовую призму.

Измерялась активность A насыщения фольг как функция расстояния R от центра мишени. Но во всех измерениях имеется неопределенность порядка 2,5 см (диаметр мишени) в определении истинного расстояния от центра мишени. Не делалось никаких поправок на изменение потока, вносимое присутствием алюминиевой трубки (диаметром 3,8 см), в которой заключалась мишень.

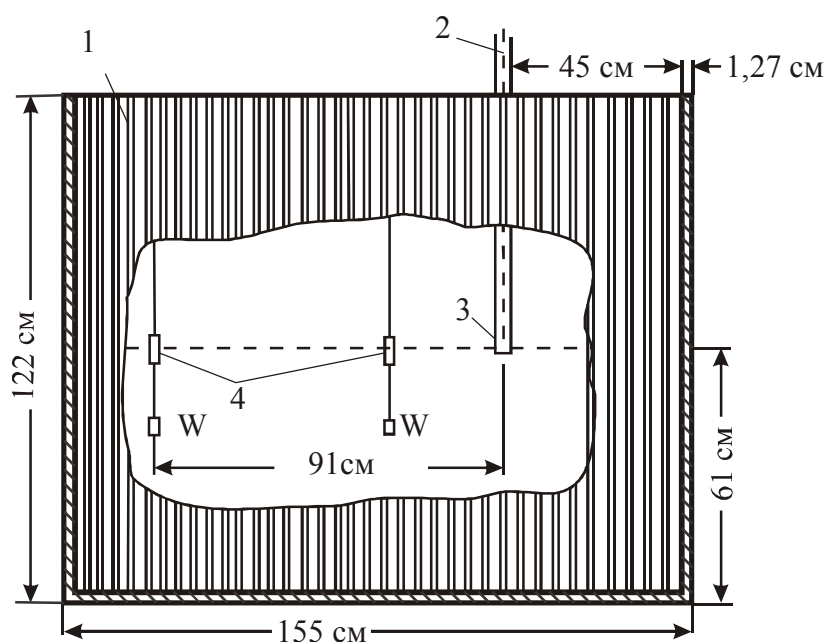


Рис. ПЗ.7. Экспериментальная установка для исследований на смесях Al-H₂O:
 1 - алюминиевые пластины; 2 - пучок дейтронов; 3 - мишень;
 4 - детектор

Найдена активность насыщения A индиевых фольг как функция расстояния для чистой воды и для разных отношений алюминия к воде представлена в табл. ПЗ.1.9–ПЗ.1.11. Возраст нейтронов при замедлении до энергии индиевого резонанса подсчитывался по соотношению (3.57). Примерно до 80 см кривая интегрировалась графически, а для больших расстояний производилась экстраполяция по закону (3.58).

Таблица ПЗ.1.9

Распределение нейтронов индиевого резонанса от D-T-источника в среде Al-H₂O=1:1 по объему

$R,$ см	$lgAR^2$	$R,$ см	$lgAR^2$	$R,$ см	$lgAR^2$
2	6,37	25	7,38	67	6,4–6,45
5	7,05	30	7,3	77	6,12–6,19
10	7,29	40	7,08	82	5,83–5,95
15	7,41	50	6,9	85	5,735,97
20	7,4	55	6,73		

Продолжение приложения ПЗ.1

Таблица ПЗ.1.10

Распределение нейтронов индиевого резонанса от D-T-источника в среде Al-H₂O=1:3 по объему

<i>R</i> , <i>см</i>	<i>lgAR</i> ²	<i>R</i> , <i>см</i>	<i>lgAR</i> ²	<i>R</i> , <i>см</i>	<i>lgAR</i> ²
5	6,86	30	7,13	75	5,95–6,01
10	7,21	40	6,92	80	5,83–5,91
15	7,3	50	6,65	85	5,35–5,52
20	7,27	55	6,53		
25	7,21	65	6,33–6,41		

Таблица ПЗ.1.11

Распределение нейтронов индиевого резонанса от D-T-источника в чистой воде

<i>R</i> , <i>см</i>	<i>lgAR</i> ²	<i>R</i> , <i>см</i>	<i>lgAR</i> ²	<i>R</i> , <i>см</i>	<i>lgAR</i> ²
5	6,75	25	7,03	55	6,32
10	7,07	30	6,96	67	6,02–6,06
15	7,13	40	6,73	77	5,75
20	7,06	50	6,44	82	5,5–5,58

Приложение ПЗ.2

Диффузионные постоянные некоторых веществ

В приложении представлены наиболее ранние (до 60-х годов) справочные материалы, изложенные в работе [15], где можно найти более подробный комментарий и ссылки.

В табл. ПЗ.2.1 при вычислении средней транспортной длины или средней длины переноса $\bar{\lambda}_t$ для этих элементов считалось, что

$$\bar{\lambda}_t = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \lambda_s,$$

т.е. расчеты выполнены на нормальную температуру и пренебрегалось анизотропией рассеяния.

Длина диффузии вычислялась с учетом поправки Боте т.е.

$$L^2 = \frac{\lambda \lambda_s}{3},$$

где

$$\lambda^{-1} = \lambda_a^{-1} + \bar{\lambda}_t^{-1}.$$

Для легких веществ за основу брались макроскопические опыты по определению коэффициента диффузии или длины диффузии. Сечение σ_t получается из длины переноса $\bar{\lambda}_t$ следующим образом

$$\bar{\lambda}_t = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (\sigma_t N)^{-1}.$$

Транспортная длина для графита получена из измеренного коэффициента диффузии. Следует иметь в виду, что непосредственное измерение длины диффузии в графите приводит к меньшим значениям (у разных авторов $L=49 \pm 2$ $L=50 \div 52$), которые дают сечение поглощения $4,0 \div 4,5$ мбарн вместо $3,2$ мбарн. По-видимому, большую роль играет чистота графита (поглощение азотом, который находится в порах графита, составляет при нормальных условиях $0,95 \varepsilon$ мбарн, где ε – пористость графита).

Поглощение нейтронов в тяжелой воде чрезвычайно слабое. Поэтому даже очень малые примеси простой воды, которые практически всегда присутствуют в тяжелой воде, существенно уменьшают λ_a и L . В табл. ПЗ.2.2 даны значения λ_a , λ_t и L^2 для тяжелой воды в зависимости от содержания в ней простой воды и от температуры нейтронов. Изменение плотности тяжелой воды в этой таблице не учтены (см. табл. ПЗ.2.3).

Таблица ПЗ.2.1

Диффузионные постоянные некоторых веществ^{*)}

Вещество	A, M а.е.м	γ г/см ³	σ_a барн	$\sigma_s(\sigma_t)$ барн	λ_a см	$\bar{\lambda}_t$ см	L см
H ₂ O	18	1,0	664(4) мбарн	69	45,1	0,49	2,72(3)
D ₂ O	20	1,1	1,14(2) "	11,8	26500	2,88(5)	159
Be	9	1,85	10(1) "	5,7	810	1,60(7)	21
C	12	1,67	3,2(2) "	5	3740	2,70(4)	58
Na	23	0,93	505(1) "	4,0(5)	81,5	11,6	16,6
Mg	24,3	1,74	63(4) "	3,6(4)	368	7,3	29,6
Al	27	2,7	230(5) "	1,4(1)	72	13,4	16,5
K	39	0,83	1,97(6) барн	1,5(3)	40	59	17,8
Fe	55,8	7,8	2,53(6) "	11(1)	4,7	1,22	1,23
Ni	58,7	8,9	4,6(2) "	17,5(1,0)	2,4	0,71	0,66
Zr	91,2	6,5	180(4) мбарн	8(1)	129	3,3	11,8
Pb	207,2	11,3	170(10) "	11(1)	180	3,1	13,5
Bi	209	9,8	32(2) "	9(1)	1100	4,4	40
Th	232	11	7,4(15) барн	12,5	4,75	3,18	1,74
U	238	18,7	7,66(7) "	8,3(2)	2,76	2,88	1,14

*)В скобках указаны погрешности в последних цифрах, например, 644(4)=644±4. Такой способ записи принят далее во всех таблицах и тексте.

Таблица ПЗ.2.2

Диффузионные постоянные D₂O с примесью H₂O

Примесь H ₂ O в D ₂ O, %	λ_a 2200 м/с см	λ_t T=300 К см	$L_{D_2O}^2$ при температуре нейтронов T, К				
			300	400	500	600	700
			0	26500	2,88	25400	30400
0,1	16800	2,87	1100	19300	22000	24600	27100
0,2	12300	2,85	1170	14000	16000	17900	19700
0,3	9670	2,84	9150	10900	12500	14000	15400
0,4	7980	2,82	7500	9000	10300	11500	12600
0,5	6800	2,81	6350	7600	8700	9700	10700
0,6	5920	2,80	5550	6650	7600	8500	9300
0,7	5240	2,78	4850	5800	6600	7400	8200
0,8	4700	2,77	4350	5200	6000	6650	7300
0,9	4270	2,76	3930	4700	5380	6000	6620
1,0	3900	2,74	3560	4250	4870	5450	6060

Продолжение приложения ПЗ.2

Таблица ПЗ.2.3

Значения функции F для D₂O и C

Температура нейтронов <i>T, K</i>	400	500	600	700
$\frac{F(T)}{F(300)} - 1$ для D ₂ O, %	3,5	6,0	8,0	10,0
$\frac{F(T)}{F(300)} - 1$ для C, %	-0,5	-2,0	-2,5	-3,0

Таблица ПЗ.2.4

Плотность тяжелой воды при разных температурах

Температура °C	Плотность г/см ³	Температура °C	Плотность г/см ³	Температура °C	Плотность г/см ³
10	1,106	100	1,063	190	0,970
20	1,105	110	1,055	200	0,957
30	1,103	120	1,046	210	0,943
40	1,100	130	1,037	220	0,928
50	1,096	140	1,027	230	0,913
60	1,091	150	1,017	240	0,897
70	1,085	160	1,006	250	0,881
80	1,078	170	0,995		
90	1,071	180	0,983		

Вычисление L^2 для D₂O при различных температурах нейтронов производилось с учетом усреднения по максвелловскому спектру; $\mu \equiv \cos\theta$ считался постоянным. При этом для температуры 300К использовались значения λ_{a0} и $\bar{\lambda}_t$, приведенные в этой же таблице, т.е. $L_{300}^2 = \lambda_{a0} \bar{\lambda}_t / 3$, а при других температурах

$$L_T^2 = L_{300}^2 \sqrt{\frac{T}{300}} \frac{F(T)}{F(300)},$$

где множитель $F(T)/F(300)$ приведен в табл. ПЗ.2.3. В той же таблице приведен множитель $F(T)/F(300)$ для графита ($\mu \equiv \overline{\cos\theta} = 0$). Как видно из этой таблицы, функция $F(T)$ является почти постоянной. Следует иметь ввиду, что точность чисел, приведенных в табл. ПЗ.2.3, весьма невелика.

Миграционные характеристики некоторых веществ

В этом приложении приведены справочные материалы (до 90-х годов), представленные в более поздней работе А.Д. Галанина [5], где дается подробная ссылка на используемые источники.

Таблица ПЗ.3.1

Макроскопические сечения некоторых веществ

Вещество	A, M, a. e. m	γ , г/см ³	Число атомов (молекул) в 1 см ³ · 10 ⁻²⁴	$\overline{\Sigma}_a$, см ⁻¹	$\overline{\lambda}_a$, см	Σ_s , см ⁻¹	λ_s , см
H ₂ O	18,015	1,0	0,03343	$1,972(4) \cdot 10^{-7}$	50,73(11)	1,496(1)	0,6684(4)
D ₂ O	20,028	1,105	0,03323	$3,88(7) \cdot 10^{-5*}$	$2,57(5) \cdot 10^4$	0,3503(8)	2,855(7)
Be	9,012	1,84	0,123	$8,2(9) \cdot 10^{-4}$	$1,21(12) \cdot 10^3$	0,7566(6)	1,3217(10)
BeO	25,011	2,79	0,0672	$4,7(4) \cdot 10^{-4}$	$2,12(2) \cdot 10^3$	0,666(8)	1,50(2)
C	12,011	1,67	0,0837	$2,60(5) \cdot 10^{-4}$	$3,85(8) \cdot 10^3$	0,3967(4)	2,521(3)
Na	22,99	0,97	0,0254	$1,196(9) \cdot 10^{-2}$	83,5(11)	0,0768(5)	13,02(8)
Mg	24,31	1,74	0,0431	$2,41(12) \cdot 10^{-3}$	415(19)	0,1471(1)	6,796(5)
Al	26,98	2,70	0,0603	$1,23(2) \cdot 10^{-2}$	81,3(11)	0,08523(6)	11,733(8)
Fe	55,85	7,87	0,0849	$1,92(3) \cdot 10^{-1}$	5,20(6)	0,9636(25)	1,038(3)
Zr	91,22	6,44	0,0425	$6,97(12) \cdot 10^{-3}$	143(2)	0,272(2)	3,68(3)
Pb	207,2	11,34	0,033	$4,97(6) \cdot 10^{-3}$	201(2)	0,376(7)	2,66(5)
Bi	209,0	9,75	0,0281	$8,42(2) \cdot 10^{-4}$	1190(20)	0,2613(1)	3,827(1)
Th	232,04	11,1	0,0288	0,189(2)	5,37(6)	0,374(3)	2,67(2)
U	238,03	18,7	0,0473	0313(1)	3,19(1)	0,445(4)	2,25(2)

В таблице принято: $\overline{\Sigma}_a = 1/\overline{\lambda}_a = 2\Sigma_a(E_n)/\sqrt{\pi}$. В естественной смеси изотопов урана учтены g-факторы при 20 °С.

Диффузионные характеристики некоторых веществ

Элемент (химическое соединение)	D , $см$	L , $см$	ξY_s , $см^{-1}$	Y_{tr} , $см^{-1}$	τ^* , $см^2$	τ , $см^2$
H ₂ O	0,1423(23)	2,69(2)	1,385(1)	0,57	26,48(32)	26,9(4)
D ₂ O	0,84(1)	147(2)	0,1784	0,27	111(1)	118(2)
Be	0,487(5)	24,4(13)	0,1561(1)	0,70	86,6(24)	90(3)
BeO	0,627(7)	36,5(3)	0,1156(1)	0,625	92,0(15)	95(2)
C	0,828(8)	56,4(6)	0,06259(6)	0,375	282,5(18)	297(2)
Na	3,755(6)	17,7(1)	0,00649(4)	0,0746		
Mg	2,229(2)	30,4(8)	0,01178(1)	0,143		
Al	3,418(7)	16,7(1)	0,006165(5)	0,0831		
Fe	0,288(1)	1,22(1)	0,0341(1)	0,952		
Zr	1,195(9)	13,1(1)	0,0592(4)	0,270		
Pb	0,875(16)	13,3(1)	0,00361(7)	0,375		
Bi	1,2716(5)	38,9(4)	0,002494(1)	0,260		
Th	0,593(2)	1,78(1)	0,00325(3)	0,373		
U	0,440(2)	1,186(6)	0,00372(4)	0,444		

Примечания:

Коэффициент диффузии тепловых нейтронов D и возраст τ^* до энергии 1,46 эВ для H₂O, Be, BeO приведены по экспериментальным данным, для D₂O экспериментальные данные разных авторов приведены к 100% D₂O и усреднены.

Поправка $\Delta\tau = \tau - \tau^*$ определена приближенно по формуле

$$D\phi = \int_{E_c}^{1,46} \frac{dE}{3\xi\Sigma_s\Sigma_{tr}E}$$

до энергии 0,5 эВ. Следует, однако, иметь в виду, что при энергии 0,3–0,5 эВ уже надо учитывать влияние химических связей на процесс передачи энергии от нейтронов к ядрам замедлителя. По этой причине вычисленное значение $\Delta\tau$ будет меньше фактического. Например, в [20] приведены результаты измерения возраста для BeO до $E = 1,46$ эВ и $E = 0,3$ эВ. Экспериментально найденное значение $\Delta\tau$ при $E_c = 0,3$ эВ оказалось равным $\Delta\tau_{\text{экс}} = 12,5(25)$ см² (при плотности BeO 2,79 г/см³), а теоретическое значение $\Delta\tau_{\text{теор}} = 7,35$ см². Если же учесть движение ядер, то $\Delta\tau_{\text{теор}}$ возрастет до 8 см².

Все данные приведены для той плотности, которая указана в табл. ПЗ.3.1.

Для остальных веществ коэффициент диффузии вычислен по формуле

$$D = \frac{1}{3(\overline{\Sigma_a} + \Sigma_s)},$$

где $\overline{\Sigma_a}$ и Σ_s приведены в табл. ПЗ.3.1.

Длина диффузии вычисляется по формуле

$$L = \sqrt{D/\bar{\Sigma}_a},$$

где $\bar{\Sigma}_a$ приведена табл. ПЗ.3.1.

Транспортное сечение для замедляющихся нейтронов определяется по формуле

$$\Sigma_{tr} = (1 - \mu) \cdot \Sigma_s,$$

где Σ_s см. табл. ПЗ.3.1, а средний косинус угла рассеяния находится из соотношения

$$\mu = 2/(3A).$$

Возраст нейтронов для тяжелых элементов не приводится, так как они присутствуют в реакторе в смеси с легкими веществами.

Таблица ПЗ.3.3

Возраст нейтронов для смеси D₂O и H₂O (до энергии 1,46 эВ)

$c_{D_2O}, \%$	99,8	99	98,4	95,3	94	91,8	48,6
$\tau, \text{см}^2$	109(3)	107(5)	106(3)	93(3)	86(3)	78(3)	38,6(10)

Таблица ПЗ.3.4

Возраст нейтронов для смеси H₂O с металлами (до энергии 1,46 эВ, см²)

V_M/V_0	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
Al	33	37	45	59	75	101	159
Zr	29	33	40	47	57		
Fe		30	34	40	45	51	76

Таблица ПЗ.3.5.

Возраст нейтронов для смеси D₂O с алюминием (τ_0 – возраст чистой D₂O)

V_{Al}/V_0	0,05	0,1	0,15	0,2	0,25
τ/τ_0	1,07	1,13	1,25	1,35	1,47

Приложение к главе 4

Таблица П4.1

Задания к расчету возраста τ

№ варианта	Материал	Первый интервал замедления	Второй интервал замедления
1	${}^1_1\text{H}^1$	E_0, E_{In}	$0,625 \text{ МэВ} \div E_{\text{cm}}$
2	${}^2_1\text{D}^2$	E_0, E_{cm}	$0,5 \text{ МэВ} \div E_{\text{In}}$
3	${}^6_3\text{Li}^6 \quad {}^7_3\text{Li}^7$	$0,821 \text{ МэВ} \div E_{\text{In}}$	$0,625 \text{ МэВ} \div E_{\text{In}}$
4	${}^9_4\text{Be}^9$	$0,821 \text{ МэВ} \div E_{\text{cm}}$	$0,5 \text{ МэВ} \div E_{\text{cm}}$
5	${}^{10}_5\text{B}^{10} \quad {}^5_5\text{B}$	$1 \text{ МэВ} \div E_{\text{In}}$	$0,625 \text{ кэВ} \div E_{\text{In}}$
6	${}^8_8\text{O}$	$1 \text{ МэВ} \div E_{\text{cm}}$	$0,5 \text{ кэВ} \div E_{\text{cm}}$
7	${}^{23}_{11}\text{Na}^{23}$	E_0, E_{In}	$5,53 \text{ кэВ} \div 0,625 \text{ эВ}$
8	${}^{12}_{12}\text{Mg}$	E_0, E_{cm}	$0,625 \text{ МэВ} \div E_{\text{cm}}$
9	${}^{27}_{13}\text{Al}^{27}$	$0,821 \text{ МэВ} \div E_{\text{In}}$	$0,5 \text{ МэВ} \div E_{\text{In}}$
10	${}^{14}_{14}\text{Si}$	$0,821 \text{ МэВ} \div E_{\text{cm}}$	$0,625 \text{ МэВ} \div E_{\text{In}}$
11	${}^{19}_{19}\text{K}$	$1 \text{ МэВ} \div E_{\text{In}}$	$0,5 \text{ МэВ} \div E_{\text{cm}}$
12	${}^{24}_{24}\text{Cr}$	$1 \text{ МэВ} \div E_{\text{cm}}$	$0,625 \text{ кэВ} \div E_{\text{In}}$
13	${}^{26}_{26}\text{Fe}$	E_0, E_{In}	$0,5 \text{ кэВ} \div E_{\text{cm}}$
14	${}^{28}_{28}\text{Ni}$	E_0, E_{cm}	$5,53 \text{ кэВ} \div 0,625 \text{ эВ}$
15	${}^{29}_{29}\text{Cu}$	$0,821 \text{ МэВ} \div E_{\text{In}}$	$0,625 \text{ МэВ} \div E_{\text{cm}}$
16	${}^{40}_{40}\text{Zr}$	$0,821 \text{ МэВ} \div E_{\text{cm}}$	$0,5 \text{ МэВ} \div E_{\text{In}}$
17	${}^{41}_{41}\text{Nb}$	$1 \text{ МэВ} \div E_{\text{In}}$	$0,625 \text{ МэВ} \div E_{\text{In}}$
18	${}^{42}_{42}\text{Mo}$	$1 \text{ МэВ} \div E_{\text{cm}}$	$0,5 \text{ МэВ} \div E_{\text{cm}}$
19	${}^{48}_{48}\text{Cd}$	E_0, E_{In}	$0,625 \text{ кэВ} \div E_{\text{In}}$
20	${}^{74}_{74}\text{W}$	E_0, E_{cm}	$0,5 \text{ кэВ} \div E_{\text{cm}}$
21	${}^{82}_{82}\text{Pb}$	$0,821 \text{ МэВ} \div E_{\text{In}}$	$5,53 \text{ кэВ} \div 0,625 \text{ эВ}$
22	${}^{209}_{83}\text{Bi}^{209}$	$0,821 \text{ МэВ} \div E_{\text{cm}}$	$0,625 \text{ МэВ} \div E_{\text{cm}}$
23	${}^{235}_{92}\text{U}^{235}$	$1 \text{ МэВ} \div E_{\text{In}}$	$0,5 \text{ МэВ} \div E_{\text{In}}$
24	${}^{238}_{92}\text{U}^{238}$	$1 \text{ МэВ} \div E_{\text{cm}}$	$0,625 \text{ МэВ} \div E_{\text{In}}$
25	${}^{232}_{90}\text{Th}^{232}$	E_0, E_{In}	$0,5 \text{ МэВ} \div E_{\text{cm}}$
26	${}^{239}_{94}\text{Pu}^{239}$	E_0, E_{cm}	$0,625 \text{ МэВ} \div E_{\text{In}}$

Сечения рассеяния σ_s ($Z = 1...8$)¹

u	${}_1\text{H}^1$	${}_1\text{D}^2$	${}_3\text{Li}^6$	${}_3\text{Li}^7$	${}_4\text{Be}^9$	${}_5\text{B}^{10}$	${}_5\text{B}$	${}_6\text{C}$	${}_8\text{O}$
-1,50	0,980	1,13	1,69	1,650	1,639	1,210	1,341	1,130	1,116
-1,25	1,140	1,260	1,850	1,850	1,738	1,227	1,378	1,280	1,362
-1,00	1,390	1,490	1,883	2,130	1,834	1,237	1,456	1,343	1,358
-0,75	1,680	1,730	1,951	2,420	1,863	1,392	1,585	1,500	1,567
-0,50	1,990	1,990	1,912	2,280	2,042	1,376	1,514	2,000	1,567
-0,25	2,302	2,250	1,652	1,980	2,932	1,824	1,703	1,900	2,744
0,00	2,690	2,470	1,330	1,780	1,870	1,620	1,812	1,732	1,065
0,25	3,100	2,650	1,154	1,690	1,750	1,900	2,055	1,880	2,252
0,50	3,560	2,810	1,120	1,630	2,560	1,870	2,715	2,195	2,738
0,75	4,090	2,930	1,156	1,510	3,200	2,360	2,102	2,505	5,085
1,00	4,700	3,040	1,260	1,309	3,570	2,769	1,930	2,805	3,734
1,25	5,370	3,110	1,405	1,156	4,330	3,450	2,504	3,095	3,071
1,50	6,110	3,170	1,530	1,045	3,560	3,917	3,170	3,385	6,104
1,75	6,940	3,220	2,040	1,250	3,800	4,020	4,410	3,665	8,316
2,00	7,880	3,260	4,530	3,540	4,050	3,934	3,360	3,900	3,652
2,25	8,870	3,290	6,150	6,660	4,350	4,030	3,520	4,100	3,512
2,50	9,880	3,320	2,840	1,510	4,770	3,760	3,650	4,250	3,500
2,75	11,40	3,350	1,340	1,100	5,200	3,270	3,790	4,350	3,500
3,00	12,50	3,300	0,990	1,050	5,570	2,920	3,940	4,400	3,500
3,25	13,10	3,450	0,920	1,050	5,770	2,670	4,100	4,450	3,500
3,50	14,20	3,550	0,865	1,060	5,850	2,510	4,150	4,515	3,500
3,75	15,20	3,650	0,840	1,080	5,900	2,350	4,120	4,555	3,600
4,00	16,05	3,750	0,830	1,100	5,900	2,120	4,080	4,590	3,600
4,25	16,70	3,800	0,810	1,100	5,900	1,930	4,050	4,610	3,600
4,50	17,35	3,900	0,790	1,100	5,900	1,790	4,020	4,635	3,600
4,75	17,95	3,900	0,824	1,100	5,900	1,740	4,010	4,675	3,700
5,00	18,40	4,00	0,904	1,100	5,900	1,520	3,970	4,690	3,750
5,25	18,70	4,00	0,970	1,100	6,000	1,140	3,900	4,700	3,800
5,50	19,50	4,00	0,988	1,100	6,000	1,010	3,880	4,700	3,800
5,75	20,00	4,00	0,980	1,100	6,000	1,200	3,920	4,700	3,800
6,00	20,00	4,00	0,930	1,100	6,000	1,270	3,930	4,700	3,800
6,25	20,00	4,00	0,940	1,100	6,000	1,410	3,950	4,700	3,800
6,50	20,00	4,05	0,980	1,100	6,000	1,520	3,970	4,700	3,800
6,75	20,00	4,10	0,980	1,100	6,000	1,140	4,020	4,700	3,800
7,00	20,00	4,10	1,001	1,100	6,000	1,950	4,050	4,700	3,800
7,25	20,00	4,10	1,040	1,100	6,000	2,000	4,060	4,700	3,800
7,50	20,00	4,15	1,000	1,100	6,000	2,010	4,060	4,700	3,800
7,75	20,00	4,200	0,001	1,100	6,000	2,100	4,080	4,700	3,800

¹ Данные табл. П2-12 взяты из справочника [4]

Продолжение табл. П4.2

u	${}_1\text{H}^1$	${}_1\text{D}^2$	${}_3\text{Li}^6$	${}_3\text{Li}^7$	${}_4\text{Be}^9$	${}_5\text{B}^{10}$	${}_5\text{B}$	${}_6\text{C}$	${}_8\text{O}$
8,00	20,00	4,200	1,180	1,100	6,000	2,580	4,170	4,700	3,800
8,25	20,00	4,200	1,240	1,100	6,000	2,640	4,180	4,700	3,800
8,50	20,00	4,200	1,280	1,100	6,000	3,000	4,240	4,700	3,800
8,75	20,10	4,250	1,330	1,100	6,000	3,760	4,380	4,700	3,800
9,00	20,20	4,300	1,330	1,100	6,000	4,000	4,420	4,700	3,800
9,25	20,20	4,300	1,340	1,100	6,000	4,000	4,380	4,700	3,800
9,50	20,22	4,350	1,350	1,100	6,000	4,000	4,420	4,700	3,800
9,75	20,24	4,400	1,400	1,100	6,000	4,000	4,500	4,700	3,800
10,00	20,26	4,400	1,400	1,100	6,000	4,000	4,500	4,700	3,800
10,25	20,29	4,500	1,400	1,100	6,000	4,000	4,500	4,700	3,800
10,50	20,29	4,500	1,400	1,100	6,000	4,000	4,500	4,700	3,800
10,75	20,29	4,500	1,400	1,100	6,000	4,000	4,500	4,700	3,800
11,00	20,34	4,500	1,400	1,100	6,000	4,000	4,500	4,700	3,800
11,25	20,41	4,500	1,400	1,100	6,000	4,000	4,500	4,700	3,800
11,50	20,46	4,500	1,400	1,100	6,000	4,000	4,500	4,700	3,800
11,75	20,51	4,500	1,400	1,100	6,000	4,000	4,500	4,700	3,800
12,00	20,56	4,550	1,400	1,100	6,000	4,000	4,500	4,700	3,800
12,25	20,58	4,680	1,400	1,100	6,000	4,000	4,500	4,700	3,800
12,50	20,60	5,000	1,400	1,100	6,000	4,000	4,500	4,700	3,800
12,75	20,65	5,000	1,400	1,100	6,000	4,000	4,500	4,700	3,800
13,00	20,68	5,000	1,400	1,100	6,000	4,000	4,500	4,700	3,800
13,25	20,67	5,500	1,400	1,100	6,000	4,000	4,500	4,700	3,800
13,50	20,77	6,000	1,400	1,100	6,000	4,000	4,500	4,700	3,800
13,75	20,77	6,000	1,400	1,100	6,000	4,000	4,500	4,700	3,800
14,00	20,76	6,000	1,400	1,100	6,000	4,000	4,500	4,700	3,800
14,25	20,81	7,000	1,400	1,100	6,000	4,000	4,500	4,700	3,800
14,50	20,85	7,000	1,400	1,100	6,000	4,000	4,500	4,700	3,800
14,75	21,04	7,000	1,400	1,100	5,950	4,000	4,500	4,700	3,800
15,00	21,44	7,000	1,400	1,100	5,900	4,000	4,500	4,700	3,800
15,25	21,78	7,000	1,400	1,100	5,850	4,000	4,500	4,700	3,800
15,50	22,20	7,000	1,400	1,100	5,750	4,000	4,500	4,700	3,800
15,75	22,76	7,000	1,400	1,100	5,650	4,000	4,500	4,700	3,800
16,00	23,30	7,000	1,400	1,100	5,550	4,000	4,500	4,700	3,800
16,25	23,83	7,000	1,400	1,100	5,450	4,000	4,500	4,700	3,800
16,50	24,52	7,000	1,400	1,100	5,300	4,000	4,500	4,700	3,800
16,75	24,52	7,000	1,400	1,100	5,150	4,000	4,500	4,700	3,800
17,00	26,03	7,000	1,400	1,100	5,000	4,000	4,500	4,700	3,800
17,25	27,01	7,000	1,400	1,100	4,750	4,000	4,500	4,700	3,800
17,50	28,43	7,000	1,400	1,100	4,400	4,000	4,500	4,700	3,800
17,75	30,00	7,000	1,400	1,100	4,000	4,000	4,500	4,700	3,800
18,00	33,77	7,000	1,400	1,100	3,600	4,000	4,500	4,700	3,800
18,20	33,84	7,000	1,400	1,100	3,250	4,000	4,500	4,700	3,800

Сечения рассеяния σ_s ($Z = 11...29$)

u	$_{11}\text{Na}^{29}$	$_{12}\text{Mg}$	$_{13}\text{Al}^{27}$	$_{14}\text{Si}$	$_{19}\text{K}$	$_{24}\text{Cr}$	$_{26}\text{Fe}$	$_{28}\text{Ni}$	$_{29}\text{Cu}$
-1,50	2,189	1,616	1,540	1,350	2,455	3,050	3,240	3,260	3,430
-1,25	2,193	1,745	1,705	1,398	2,625	3,280	3,450	3,484	3,730
-1,00	2,198	1,735	2,078	1,909	2,870	3,526	3,691	3,652	3,880
-0,75	2,200	2,074	2,230	2,326	3,127	3,740	3,731	3,560	3,780
-0,50	2,350	1,884	2,484	2,140	3,347	3,820	3,522	3,417	3,540
-0,25	2,589	2,294	2,739	2,780	3,477	3,897	3,251	3,312	3,260
0,00	3,240	2,473	3,020	2,970	3,330	3,570	3,247	3,217	3,120
0,25	2,336	2,673	2,970	3,160	2,900	2,855	2,834	3,222	3,132
0,50	2,375	2,892	3,230	2,810	1,950	2,415	2,712	3,270	3,243
0,75	3,335	2,772	3,139	3,340	1,950	2,385	2,334	3,329	3,456
1,00	5,060	3,810	4,206	3,810	1,952	2,754	2,863	3,390	3,146
1,25	5,890	4,300	3,489	3,910	2,008	2,764	2,510	3,530	3,992
1,50	3,060	5,459	3,819	3,980	2,208	3,214	3,045	3,899	4,320
1,75	3,770	8,518	4,188	3,440	2,398	3,184	3,934	4,048	4,650
2,00	2,959	9,648	4,099	4,360	2,978	2,684	2,754	4,875	4,860
2,25	4,739	9,096	3,648	6,809	2,239	3,003	2,823	6,126	4,820
2,50	4,319	5,125	5,248	8,218	2,219	3,892	3,324	5,980	4,830
2,75	3,279	4,174	6,786	1,060	2,779	6,922	4,874	5,640	5,310
3,00	3,259	5,202	4,475	0,830	2,679	7,143	2,844	4,827	4,740
3,25	3,439	29,56	19,17	0,920	2,579	4,343	6,265	5,945	5,500
3,50	4,019	7,161	1,168	1,980	3,809	2,794	5,215	13,90	5,998
3,75	6,318	3,731	2,146	1,620	3,509	8,534	4,824	3,820	5,951
4,00	3,538	3,401	6,426	1,410	4,338	2,484	4,994	8,106	6,882
4,25	4,018	3,432	17,92	1,430	2,108	3,444	18,13	13,05	7,440
4,50	4,138	3,732	0,557	1,490	3,168	3,074	8,330	13,47	8,767
5,00	4,239	3,776	0,967	1,680	1,837	3,414	3,792	64,75	8,740
4,75	4,499	5,944	0,7677	1,570	1,828	3,204	2,423	21,84	9,210
5,00	5,349	3,400	1,298	2,100	5,000	12,05	7,926	10,15	9,40
5,25	5,349	3,400	1,158	1,880	2,300	5,760	5,780	26,32	11,30
5,50	6,299	3,400	1,298	2,100	5,000	12,05	7,926	10,15	9,40
5,75	7,549	3,400	1,399	2,200	2,300	16,81	9,926	13,38	6,80
6,00	10,50	3,400	5,000	2,250	2,100	20,34	2,130	22,22	14,00
6,25	21,70	3,400	1,400	2,250	3,500	19,67	5,772	29,79	13,20
6,50	21,70	3,400	1,400	2,250	8,200	11,55	5,761	24,02	5,50
6,75	207,0	3,400	1,400	2,250	2,000	6,10	6,000	18,57	24,0
7,00	207,0	3,400	1,400	2,250	2,100	4,600	6,528	15,95	45,0
7,25	6,398	3,400	1,400	2,250	2,100	4,200	7,240	15,03	4,34
7,50	6,398	3,400	1,400	2,250	2,100	4,200	8,000	14,75	4,90
7,75	3,687	3,400	1,400	2,250	2,100	4,200	8,943	14,79	5,67
8,00	3,687	3,400	1,400	2,250	2,100	4,200	9,702	15,22	6,40
8,25	3,157	3,400	1,400	2,250	2,100	4,200	10,11	15,87	15,50

Продолжение табл. П4.3

u	$_{11}\text{Na}^{29}$	$_{12}\text{Mg}$	$_{13}\text{Al}^{27}$	$_{14}\text{Si}$	$_{19}\text{K}$	$_{24}\text{Cr}$	$_{26}\text{Fe}$	$_{28}\text{Ni}$	$_{29}\text{Cu}$
8,50	3,157	3,400	1,400	2,250	2,100	4,200	10,50	16,62	6,11
8,75	3,100	3,400	1,400	2,250	2,100	4,200	10,75	16,96	6,56
9,00	3,100	3,400	1,400	2,250	2,100	4,200	11,08	17,50	7,00
9,25	3,100	3,400	1,400	2,250	2,100	4,200	11,00	17,50	7,00
9,50	3,100	3,400	1,400	2,250	2,100	4,200	11,00	17,50	7,10
9,75	3,100	3,400	1,400	2,250	2,100	4,200	11,00	17,50	7,20
10,00	3,100	3,400	1,400	2,250	2,100	4,200	11,00	17,50	7,30
10,25	3,100	3,400	1,400	2,250	2,100	4,200	11,00	17,50	7,40
10,50	3,100	3,400	1,400	2,250	2,100	4,200	11,00	17,50	7,50
10,75	3,100	3,400	1,400	2,250	2,100	4,200	11,00	17,50	7,50
10,75	3,100	3,400	1,400	2,250	2,100	4,200	11,00	17,50	7,50
18,20	3,100	3,400	1,400	2,250	2,100	4,200	11,00	17,50	7,50

Таблица П4.4

Сечения рассеяния σ_s ($Z = 40...92$)

u	$_{40}\text{Zr}$	$_{41}\text{Nb}$	$_{42}\text{Mo}$	$_{48}\text{Cd}$	$_{74}\text{W}$	$_{82}\text{Pb}$	$_{83}\text{Bi}^{209}$	$_{92}\text{U}^{235}$	$_{92}\text{U}^{238}$
-1,50	4,200	3,827	4,120	4,240	5,040	4,910	4,726	4,200	4,930
-1,25	4,200	3,777	4,030	3,990	5,140	5,394	5,126	4,600	5,700
-1,00	4,020	3,727	3,890	3,990	5,400	6,516	6,156	5,520	6,500
-0,75	3,970	3,746	3,830	3,980	5,830	7,425	7,266	6,220	6,980
-0,50	4,040	3,945	3,850	4,100	6,320	7,629	7,726	6,550	7,150
-0,25	4,290	4,324	4,160	4,400	6,760	7,288	7,426	6,350	7,000
0,00	4,640	4,893	4,770	4,990	6,920	6,271	6,706	6,000	6,600
0,25	5,142	5,496	5,310	5,680	6,900	5,420	5,526	5,550	6,550
0,50	5,990	6,104	5,880	6,190	6,880	5,395	4,936	5,350	6,850
0,75	6,778	6,921	6,520	6,580	6,830	5,770	4,927	5,370	7,230
1,00	7,696	7,707	7,088	6,820	6,820	5,661	5,287	5,420	2,550
1,25	8,385	8,280	7,586	6,960	6,900	5,628	5,737	5,700	7,840
1,50	8,735	8,616	8,132	7,050	7,069	5,070	6,287	6,190	8,700
1,75	8,884	8,842	8,576	7,090	7,353	6,755	6,837	6,825	9,360
2,00	8,538	8,936	8,818	7,090	7,642	6,683	7,397	7,500	10,04
2,25	7,546	8,978	8,978	7,090	7,953	7,640	7,937	8,130	10,73
2,50	9,784	9,033	9,045	7,080	8,300	8,467	8,447	8,690	11,31
2,75	8,207	9,070	9,010	7,050	8,559	9,762	8,977	9,240	11,83
3,00	8,498	8,930	8,810	6,990	8,639	10,44	9,627	9,650	12,32
3,25	7,649	8,577	8,338	6,890	8,647	10,54	9,538	9,850	12,57
3,50	8,928	8,160	7,916	6,770	8,812	10,27	9,328	10,15	12,68
3,75	8,058	7,730	7,753	6,630	8,991	11,38	9,738	10,32	12,82

u	${}_{40}\text{Zr}$	${}_{41}\text{Nb}$	${}_{42}\text{Mo}$	${}_{48}\text{Cd}$	${}_{74}\text{W}$	${}_{82}\text{Pb}$	${}_{83}\text{Bi}^{209}$	${}_{92}\text{U}^{235}$	${}_{92}\text{U}^{238}$
4,00	10,25	7,340	7,650	6,540	9,210	10,37	10,26	10,48	12,95
4,25	7,408	7,080	7,402	6,490	9,530	10,42	11,32	10,57	13,10
4,50	9,648	6,880	7,307	6,380	9,980	10,33	11,35	10,55	13,20
4,75	7,457	6,750	6,970	6,280	10,60	10,99	12,11	10,55	13,40
5,00	7,127	6,670	6,855	6,180	11,50	10,60	14,63	10,50	13,55
5,25	7,566	6,730	6,689	6,090	12,40	10,68	16,60	10,40	13,75
5,50	8,796	6,520	6,521	6,750	11,60	11,00	8,479	10,45	14,10
5,75	9,294	6,590	6,444	5,690	12,80	11,00	9,269	10,95	14,30
6,00	7,212	6,450	6,398	4,590	12,74	11,00	9,719	11,30	14,25
6,25	7,970	6,350	6,375	4,470	12,60	11,00	9,7,9	11,30	14,15
6,50	6,577	6,083	6,278	4,570	13,90	11,00	9,903	11,30	14,05
6,75	8,373	7,220	6,193	5,980	13,20	11,00	16,94	11,30	13,87
7,00	5,688	5,770	6,113	5,200	13,80	11,00	20,72	11,30	12,38
7,25	7,061	6,100	6,033	5,200	11,50	11,00	8,969	11,30	12,00
7,50	5,894	5,780	5,930	5,200	15,10	11,00	10,00	11,30	12,25
7,75	5,913	5,700	5,850	6,130	15,70	11,00	13,46	11,30	11,25
8,00	6,468	7,000	7,050	5,200	21,00	11,00	40,96	11,30	9,50
8,25	9,285	5,900	6,870	4,500	14,40	11,00	7,220	11,30	8,00
8,50	5,838	5,900	14,99	4,000	13,70	11,00	8,230	11,30	7,50
8,75	5,368	7,200	15,00	4,500	15,90	11,00	8,790	11,30	9,00
9,00	7,400	6,000	5,750	4,920	57,0	11,00	9,000	11,30	15,00
9,25	6,100	6,570	5,610	5,200	214,0	11,00	9,000	11,30	49,00
9,50	6,200	6,100	5,630	4,400	176,0	11,00	9,000	11,30	32,00
9,75	6,300	6,100	18,90	5,000	48,0	11,00	9,000	11,30	10,00
10,00	6,300	6,100	5,710	5,300	52,0	11,00	9,000	11,30	95,18
10,25	6,300	6,200	6,930	8,430	12,0	11,00	9,000	11,30	8,400
10,50	6,300	6,200	7,550	5,200	14,0	11,00	9,000	11,30	53,20
10,75	6,300	6,300	30,70	5,200	80,0	11,00	9,000	11,30	11,00
11,00	6,300	6,300	30,70	5,200	80,0	11,00	9,000	11,30	230,0
11,25	6,300	6,400	5,400	5,270	60,0	11,00	9,000	11,30	7,000
11,50	6,300	6,400	5,510	5,300	256,0	11,00	9,000	11,30	96,00
11,75	6,300	6,400	5,499	5,200	2400,0	11,00	9,000	11,30	6,00
12,00	6,300	6,400	5,486	5,200	150,0	11,00	9,000	11,30	7,00
12,25	6,300	6,400	5,570	5,200	17,0	11,00	9,000	11,30	7,00
12,50	6,300	6,400	5,653	5,210	5,80	11,00	9,000	11,30	22,30
12,75	6,300	6,400	5,633	5,220	5,80	11,00	9,000	11,40	22,30
13,00	6,300	6,400	5,900	5,230	8,00	11,00	9,000	11,65	11,00
13,25	6,300	6,400	5,900	5,240	13,00	11,00	9,000	11,95	9,00
13,50	6,300	6,400	5,900	5,250	7,00	11,00	9,000	12,30	9,00
13,75	6,300	6,400	5,900	5,250	6,00	11,00	9,000	12,60	9,00
14,00	6,300	6,400	5,900	5,310	5,00	11,00	9,000	12,85	9,00

Продолжение табл. П4.4

u	${}_{40}\text{Zr}$	${}_{41}\text{Nb}$	${}_{42}\text{Mo}$	${}_{48}\text{Cd}$	${}_{74}\text{W}$	${}_{82}\text{Pb}$	${}_{83}\text{Bi}^{209}$	${}_{92}\text{U}^{235}$	${}_{92}\text{U}^{238}$
14,25	6,300	6,400	5,900	5,440	5,00	11,00	9,000	13,25	9,00
14,50	6,300	6,400	5,900	5,550	5,00	11,00	9,000	13,60	9,00
14,75	6,300	6,400	5,900	5,820	5,00	11,00	9,000	14,00	9,00
15,00	6,300	6,400	5,900	6,310	5,00	11,00	9,000	14,30	9,00
15,25	6,300	6,400	5,900	6,850	5,00	11,00	9,000	14,45	9,00
15,50	6,300	6,400	5,900	10,00	5,00	11,00	9,000	14,50	9,00
15,75	6,300	6,400	5,900	15,00	5,00	11,00	9,000	14,60	9,00
16,00	6,300	6,400	5,900	26,00	5,00	11,00	9,000	14,75	9,00
16,25	6,300	6,400	5,900	45,70	5,00	11,00	9,000	15,00	9,00
16,50	6,300	6,400	5,900	39,10	5,00	11,00	9,000	15,25	9,00
16,75	6,300	6,400	5,900	23,00	5,00	11,00	9,000	15,50	9,00
17,00	6,300	6,400	5,900	14,00	5,00	11,00	9,000	15,75	9,00
17,25	6,300	6,400	5,900	11,00	5,00	11,00	9,000	16,00	9,00
17,50	6,300	6,400	5,900	9,100	5,00	11,00	9,000	16,25	9,00
17,75	6,300	6,400	5,900	7,800	5,00	11,00	9,000	16,50	9,00
18,00	6,300	6,400	5,900	7,400	5,00	11,00	9,000	16,75	9,00
18,20	6,300	6,400	5,900	7,100	5,00	11,00	9,000	17,25	9,00

Таблица П4.5

Сечения рассеяния σ_s ($Z = 90,94$)

u	Pu^{239}	Th^{232}	u	Pu^{239}	Th^{232}
-1,50	3,9	6,6	3,00	9,8	11,6
-1,25	4,3	7,5	3,25	10,0	12,1
-1,00	5,5	7,8	3,50	10,3	12,5
-0,75	6,0	7,8	3,75	10,6	13,0
-0,50	6,1	7,4	4,00	10,8	13,0
-0,25	5,9	6,8	4,25	10,9	13,4
0,00	5,4	6,6	4,50	11,2	13,4
0,25	5,0	6,5	4,75	11,4	13,9
0,50	5,0	6,6	5,00	11,6	13,9
0,75	5,3	6,7	5,25	11,7	13,9
1,00	5,7	7,0	5,50	12,0	13,9
1,25	6,2	7,4	5,75	12,8	13,8
1,50	6,8	8,0	6,00	12,7	13,7
1,75	7,3	8,8	6,25	13,0	13,6
2,00	7,7	9,6	6,50	13,5	13,4
2,25	8,3	10,5	6,75	13,5	13,2

Продолжение табл. П4.5

u	Pu ²³⁹	Th ²³²	u	Pu ²³⁹	Th ²³²
2,50	8,9	10,7	7,00	13,2	12,6
2,75	9,6	11,2	7,25	9,5	12,6
7,50	7,0	12,6	12,75	10,5	12,6
7,75	2,0	12,6	13,00	10,5	12,6
8,00	2,0	12,6	13,25	10,5	12,6
8,25	4,0	12,6	13,50	10,5	12,6
8,50	-	12,6	13,75	10,5	12,6
8,75	-	12,6	14,00	10,5	12,6
9,00	-	12,6	14,25	10,5	12,6
9,25	-	-	14,50	10,5	12,6
9,50	-	-	14,75	10,5	12,6
9,75	-	-	15,00	10,5	12,6
10,00	10,5	-	15,25	10,5	12,6
10,25	10,5	-	15,50	10,5	12,6
10,50	10,5	-	15,75	10,5	12,6
10,75	10,5	-	16,00	10,5	12,6
11,00	10,5	-	16,25	10,5	12,6
11,25	10,5	-	16,50	10,5	12,6
11,50	10,5	-	16,75	10,5	12,6
11,75	10,5	-	17,50	10,5	12,6
12,00	10,5	12,6	17,75	10,5	12,6
12,25	10,5	12,6	18,00	10,5	12,6
12,50	10,5	12,6	18,25	10,5	12,6

Таблица П4.6

Транспортные сечения σ_{tr} ($Z = 1...8$)

u	₁ H ¹	₁ D ²	₃ Li ⁶	₃ Li ⁷	₄ Be ⁹	₅ B ¹⁰	₅ B	₆ C	₈ O
-1,50	0,3257	0,6102	0,9548	0,8816	0,9256	0,5343	0,6022	0,7946	0,9900
-1,25	0,3765	0,7182	1,068	0,9895	1,006	0,5817	0,6897	0,8372	1,124
-1,00	0,4585	0,9089	1,177	1,183	1,122	0,645	0,8448	0,8350	1,023
-0,75	0,5568	1,159	1,294	1,469	1,296	0,8460	1,075	1,130	1,177
-0,50	0,6595	1,393	1,499	1,648	1,604	1,054	1,212	1,940	1,921
-0,25	0,7696	1,552	1,434	1,666	2,418	1,639	1,529	1,767	1,006
0,00	0,8921	1,729	1,291	1,636	1,595	1,631	1,697	1,533	0,7793
0,25	1,028	1,934	1,184	1,574	1,168	1,700	1,996	1,664	1,713
0,50	1,181	2,108	1,191	1,554	1,930	1,576	2,570	1,925	2,218
0,75	1,356	2,256	1,267	1,483	2,434	2,090	1,930	2,179	4,348
1,00	1,559	2,402	1,391	1,321	2,892	2,690	1,710	2,438	3,327

Продолжение табл. П4.6

u	${}_1\text{H}^1$	${}_1\text{D}^2$	${}_3\text{Li}^6$	${}_3\text{Li}^7$	${}_4\text{Be}^9$	${}_5\text{B}^{10}$	${}_5\text{B}$	${}_6\text{C}$	${}_8\text{O}$
1,25	1,782	2,457	1,579	1,176	3,789	3,620	2,179	2,702	2,779
1,50	2,028	2,504	1,942	1,065	3,133	4,207	2,636	2,982	5,585
1,75	2,304	2,544	2,862	1,242	3,355	4,388	3,878	3,254	7,734
2,00	2,616	2,566	5,957	3,363	3,604	4,477	3,281	3,494	3,466
2,25	2,949	2,468	7,720	5,401	3,915	4,660	3,431	3,702	3,365
2,50	3,285	2,407	3,865	0,8909	4,307	4,740	3,600	3,872	3,354
2,75	3,785	2,412	2,083	0,7810	4,732	4,582	3,776	3,989	3,354
3,00	4,184	2,360	1,628	0,8820	5,096	4,463	3,953	4,052	3,354
3,25	4,374	2,415	1,518	0,9471	5,308	4,468	4,143	4,116	3,354
3,50	4,726	2,414	1,464	0,9590	5,388	4,557	4,247	4,190	3,354
3,75	5,061	2,431	1,467	0,9771	5,440	4,762	4,374	4,241	3,354
4,00	5,349	2,498	1,508	0,9952	5,463	4,938	4,407	4,335	3,450
4,25	5,566	2,531	1,560	0,9952	5,463	5,171	4,469	4,354	3,450
4,50	5,783	2,597	1,562	0,9952	5,463	5,500	4,531	4,377	3,450
4,75	5,983	2,597	1,808	0,9952	5,463	5,963	4,621	4,415	3,450
5,00	6,133	2,664	2,20	0,9953	5,463	6,328	4,694	4,429	3,546
5,25	5,233	2,664	2,252	0,9953	5,556	6,674	4,768	4,439	3,594
5,50	6,500	2,664	2,450	0,9953	5,556	7,282	4,899	4,439	3,642
5,75	6,666	2,664	2,630	0,9953	5,556	8,220	5,077	4,439	3,642
6,00	6,666	2,664	2,817	0,9953	5,556	9,215	5,276	4,439	3,642
6,25	6,666	2,664	2,088	0,9953	5,556	10,41	5,505	4,439	3,642
6,50	6,667	2,697	3,431	0,9953	5,556	11,75	5,774	4,439	3,642
6,75	6,673	2,731	3,793	0,9953	5,556	13,48	6,101	4,439	3,642
7,00	6,673	2,731	4,209	0,9954	5,556	15,21	6,449	4,439	3,642
7,25	6,673	2,731	4,683	0,9954	5,556	17,13	6,806	4,439	3,642
7,50	6,681	2,764	5,249	0,9954	5,556	19,46	7,288	4,439	3,642
7,75	6,691	2,797	5,799	0,9954	5,556	21,77	7,747	4,439	3,642
8,00	6,701	2,797	6,483	0,9954	5,556	24,33	8,251	4,439	3,642
8,25	6,709	2,797	7,285	0,9954	5,556	27,32	8,841	4,439	3,642
8,50	6,718	2,797	8,104	0,9954	5,556	30,90	9,537	4,439	3,642
8,75	6,727	2,830	9,049	0,9955	5,556	35,25	10,39	4,439	3,642
9,00	6,736	2,864	10,08	0,9955	5,556	39,65	11,26	4,439	3,642
9,25	6,736	2,864	11,33	0,9956	5,556	45,14	12,32	4,439	3,642
9,50	6,743	2,897	12,72	0,9957	5,556	50,18	13,27	4,439	3,642
9,75	6,750	2,930	14,16	0,9957	5,556	56,00	14,39	4,439	3,642
10,00	6,758	2,930	15,90	0,9958	5,556	63,00	15,92	4,439	3,642
10,25	6,769	2,997	17,94	0,9959	5,556	71,00	17,52	4,439	3,642
10,50	6,769	2,997	20,18	0,9960	5,556	80,08	19,32	4,439	3,642
10,75	6,770	2,997	22,70	0,9961	5,556	90,33	21,32	4,439	3,642
11,00	6,788	2,997	25,56	0,9962	5,556	102,00	23,62	4,439	3,642
11,25	6,812	2,997	28,82	0,9963	5,556	115,00	26,22	4,439	3,642
11,50	6,830	2,997	32,60	0,9965	5,556	130,20	29,22	4,439	3,642
11,75	6,848	2,997	36,62	0,9967	5,556	147,00	32,52	4,439	3,642

u	${}_1\text{H}^1$	${}_1\text{D}^2$	${}_3\text{Li}^6$	${}_3\text{Li}^7$	${}_4\text{Be}^9$	${}_5\text{B}^{10}$	${}_5\text{B}$	${}_6\text{C}$	${}_8\text{O}$
12,00	6,867	3,030	41,22	0,9969	5,556	165,00	36,12	4,439	3,642
12,25	6,876	3,077	46,64	0,9971	5,556	187,00	40,52	4,439	3,642
12,50	6,884	3,330	52,62	0,9974	5,556	211,10	45,32	4,439	3,642
12,75	6,903	3,330	59,54	0,9977	5,557	239,00	50,82	4,439	3,642
13,00	6,916	3,330	67,48	0,9980	5,557	271,00	57,12	4,439	3,642
13,25	6,916	3,663	76,40	0,9984	5,557	307,00	64,22	4,439	3,642
13,50	6,952	3,996	86,32	0,9988	5,557	347,00	72,42	4,439	3,642
13,75	6,956	3,996	97,44	0,9992	5,557	396,30	81,02	4,439	3,642
14,00	6,958	4,662	110,4	0,9998	5,557	448,2	91,32	4,439	3,642
14,25	6,979	4,662	124,5	1,000	5,557	502,0	102,9	4,439	3,642
14,50	6,999	4,662	141,4	1,001	5,557	568,0	116,2	4,439	3,642
14,75	7,068	4,662	159,9	1,002	5,557	643,6	131,2	4,440	3,642
15,00	7,209	4,662	181,7	1,003	5,512	729,3	148,2	4,440	3,642
15,25	7,331	4,662	205,4	1,004	5,465	825,8	167,2	4,440	3,642
15,50	7,480	4,662	231,8	1,005	5,419	935,1	188,2	4,440	3,642
15,75	7,678	4,662	262,7	1,006	5,235	1059,0	213,2	4,440	3,642
16,00	7,871	4,662	299,2	1,008	5,142	1128,0	241,2	4,440	3,642
16,25	8,060	4,662	336,6	1,009	5,050	1288,0	272,2	4,440	3,642
16,50	8,304	4,662	377,0	1,011	4,912	1539,0	308,2	4,440	3,642
16,75	8,569	4,662	437,2	1,014	4,774	1744,0	349,2	4,441	3,642
17,00	8,850	4,662	496,8	1,016	4,635	1978,0	395,2	4,441	3,642
17,25	9,196	4,662	553,6	1,019	1,404	2238,0	446,2	4,441	3,642
17,50	9,696	4,662	628,4	1,022	4,081	2536,0	505,2	4,441	3,642
17,75	10,25	4,662	713,6	1,025	3,712	2874,0	572,4	4,442	3,642
18,00	11,54	4,662	803,6	1,029	3,342	3254,0	648,2	4,442	3,642
18,20	11,59	4,662	897,8	1,033	3,020	3640,0	724,2	4,442	3,642

Таблица П4.7

Транспортные сечения σ_{tr} ($Z = 11...29$)

u	${}_{11}\text{Na}^{29}$	${}_{12}\text{Mg}$	${}_{13}\text{Al}^{27}$	${}_{14}\text{Si}$	${}_{19}\text{K}$	${}_{24}\text{Cr}$	${}_{26}\text{Fe}$	${}_{28}\text{Ni}$	${}_{29}\text{Cu}$
-1,50	1,304	1,290	1,326	1,336	1,102	1,841	1,647	1,835	2,065
-1,25	1,254	1,338	1,334	1,313	1,285	1,965	1,692	1,924	2,116
-1,00	1,204	1,316	1,380	1,413	1,576	2,126	1,860	1,984	2,169
-0,75	1,245	1,479	1,384	1,473	1,904	2,257	2,120	2,044	2,255
-0,50	1,652	1,391	1,805	1,315	2,206	2,323	2,280	2,113	2,389
-0,25	1,662	1,608	1,682	1,578	2,394	2,380	2,291	2,118	2,358
0,00	2,159	1,760	1,908	1,741	2,317	2,405	2,441	2,082	2,269
0,25	1,710	1,849	1,965	2,021	1,787	2,152	2,168	2,074	2,249
0,50	1,787	2,010	2,235	1,940	1,407	1,842	1,971	2,820	2,467

Продолжение табл. П4.7

u	¹¹ Na ²⁹	¹² Mg	¹³ Al ²⁷	¹⁴ Si	¹⁹ K	²⁴ Cr	²⁶ Fe	²⁸ Ni	²⁹ Cu
0,75	2,435	1,824	2,253	2,405	1,401	1,926	1,829	2,219	2,940
1,00	3,529	2,456	3,176	2,896	1,399	2,294	2,257	3,006	3,741
1,25	5,378	2,721	2,673	3,011	1,425	2,264	2,086	3,092	3,519
1,50	2,955	3,341	3,052	3,184	1,622	2,767	2,469	3,390	3,844
1,75	3,532	6,486	3,629	2,993	1,954	2,808	3,514	3,684	4,210
2,00	2,800	8,214	3,661	3,880	2,542	2,379	2,515	4,523	4,482
2,25	4,531	8,300	3,238	6,061	1,965	2,673	2,618	5,733	4,523
2,50	4,165	4,925	4,804	7,521	2,00	3,660	3,124	5,735	4,612
2,75	3,172	4,044	6,366	0,9948	2,540	6,592	4,641	5,523	5,136
3,00	3,149	5,078	4,275	0,7919	2,487	7,059	2,744	4,784	4,648
3,25	3,316	28,77	18,52	0,8897	2,425	4,294	6,070	5,891	5,426
3,50	3,875	6,985	1,635	1,932	3,601	2,765	5,069	13,76	5,932
3,75	6,136	3,648	2,097	1,581	3,464	8,431	4,714	3,795	5,937
4,00	3,437	3,327	6,281	1,376	4,281	2,458	4,910	8,036	6,868
4,25	3,903	3,356	17,63	1,396	2,091	3,406	17,92	12,93	7,432
4,50	4,020	3,648	0,5462	1,454	3,135	3,040	8,230	13,36	8,758
4,75	4,117	5,798	0,7510	1,532	1,819	3,168	2,401	21,64	9,213
5,00	4,369	3,687	0,9461	1,640	1,828	3,376	3,754	64,06	8,768
5,25	5,195	3,319	1,131	1,835	2,283	5,692	5,721	26,07	11,320
5,50	6,117	3,317	1,268	2,050	4,937	11,90	7,845	10,07	9,451
5,75	7,331	3,316	1,365	2,147	2,284	16,60	9,821	13,25	6,879
6,00	10,20	3,314	4,877	2,196	2,087	20,09	6,067	21,99	14,00
6,25	21,07	3,312	1,366	2,196	3,463	19,43	5,712	29,48	13,220
6,50	92,24	3,312	1,366	2,196	8,083	11,41	5,701	23,78	5,617
6,75	201,0	3,310	1,366	2,196	1,989	6,031	5,940	18,40	23,960
7,00	15,92	3,310	1,366	2,196	2,087	4,552	6,472	15,82	44,700
7,25	6,214	3,309	1,366	2,197	2,087	4,158	7,214	14,89	4,376
7,50	4,282	3,309	1,366	2,197	2,088	4,160	8,050	14,61	4,884
7,75	3,582	3,309	1,366	2,197	2,088	4,162	8,933	14,65	5,634
8,00	3,248	3,309	1,366	2,197	2,088	4,164	9,604	15,07	6,733
8,25	3,068	3,309	1,367	2,197	2,089	4,166	10,06	15,72	17,840
8,50	3,014	3,308	1,367	2,197	2,089	4,169	10,40	16,45	6,686
8,75	3,014	3,308	1,367	2,197	2,089	4,172	10,65	16,80	6,551
9,00	3,015	3,308	1,367	2,198	2,090	4,176	10,97	17,34	7,126
9,25	3,015	3,308	1,367	2,198	2,090	4,180	11,09	17,35	7,726
9,50	3,016	3,308	1,368	2,198	2,090	4,184	11,10	17,36	7,075
9,75	3,017	3,308	1,368	2,198	2,092	4,189	11,11	17,36	7,146
10,00	3,018	3,308	1,369	2,198	2,096	4,194	11,11	17,37	7,250
10,25	3,019	3,308	1,369	2,199	2,101	4,201	11,12	17,38	7,356
10,50	3,020	3,308	1,370	2,199	2,106	4,208	11,12	17,40	7,464
10,75	3,022	3,308	1,370	2,200	2,111	4,217	11,13	17,41	7,476
11,00	3,024	3,309	1,371	2,200	2,117	4,226	11,13	17,42	7,489

Продолжение табл. П4.7

u	$_{11}\text{Na}^{29}$	$_{12}\text{Mg}$	$_{13}\text{Al}^{27}$	$_{14}\text{Si}$	$_{19}\text{K}$	$_{24}\text{Cr}$	$_{26}\text{Fe}$	$_{28}\text{Ni}$	$_{29}\text{Cu}$
11,25	3,025	3,309	1,372	2,201	2,124	4,237	11,14	17,44	7,503
11,50	3,027	3,309	1,373	2,201	2,133	4,249	11,15	17,46	7,521
11,75	3,029	3,309	1,374	2,202	2,140	4,262	11,16	17,48	7,551
12,00	3,031	3,309	1,375	2,203	2,150	4,278	11,17	17,50	7,576
12,25	3,034	3,310	1,376	2,204	2,164	4,295	11,19	17,53	7,602
12,50	3,038	3,310	1,377	2,205	2,177	4,315	11,20	17,56	7,627
12,75	3,041	3,311	1,379	2,206	2,192	4,338	11,22	17,60	7,654
13,00	3,045	3,311	1,381	2,207	2,209	4,363	11,24	17,63	7,684
13,25	3,050	3,312	1,383	2,209	2,225	4,388	11,26	17,67	7,720
13,50	3,056	3,313	1,386	2,210	2,250	4,421	11,29	17,72	7,760
13,75	3,061	3,313	3,313	2,212	2,275	4,461	11,32	17,79	7,804
14,00	3,068	3,314	3,314	2,214	2,302	4,504	11,36	17,85	7,856
14,25	3,076	3,315	3,315	2,217	2,334	4,551	11,40	17,93	7,914
14,50	3,085	3,316	3,316	2,220	2,371	4,605	11,44	18,01	7,979
14,75	3,095	3,318	3,318	2,223	2,412	4,667	11,49	18,10	8,060
15,00	3,106	3,319	3,319	2,227	2,450	4,737	11,55	18,21	8,152
15,25	3,119	3,321	3,321	2,231	2,502	4,816	11,61	18,34	8,242
15,50	3,133	3,322	3,322	2,236	2,569	4,903	11,68	18,47	8,342
15,75	3,150	3,324	3,324	2,242	2,642	5,005	11,77	18,63	8,461
16,00	3,169	3,327	3,327	2,247	2,717	5,120	11,86	18,81	8,601
16,25	3,189	3,329	3,329	2,253	2,799	5,249	11,97	19,01	8,761
16,50	3,211	3,332	3,332	2,260	2,887	5,395	12,08	19,23	8,941
16,75	3,243	3,336	3,336	2,270	3,019	5,561	12,22	19,49	9,141
17,00	3,275	3,340	3,340	2,280	3,150	5,750	12,38	19,78	9,371
17,25	3,305	3,344	3,344	2,289	3,274	5,964	12,55	20,11	9,631
17,50	3,345	3,349	3,349	2,302	3,438	6,203	12,75	20,48	9,921
17,75	3,391	3,354	3,354	2,317	3,624	6,478	12,97	20,91	10,26
18,00	3,439	3,360	3,360	2,332	3,822	6,782	13,22	21,38	10,80
18,20	3,489	3,367	3,367	2,348	4,028	7,092	13,47	21,86	11,19

Таблица П4.8

Транспортные сечения σ_{tr} ($Z = 40...92$)

u	$_{40}\text{Zr}$	$_{41}\text{Nb}$	$_{42}\text{Mo}$	$_{48}\text{Cd}$	$_{74}\text{W}$	$_{82}\text{Pb}$	$_{83}\text{Bi}^{209}$	$_{92}\text{U}^{235}$	$_{92}\text{U}^{238}$
-1,50	1,970	3,162	2,236	2,519	2,938	3,046	2,844	3,715	3,371
-1,25	2,217	3,238	2,330	2,551	3,002	3,120	3,009	3,802	3,791
-1,00	2,444	3,291	2,488	2,660	3,131	3,296	3,262	3,716	3,969
-0,75	2,643	3,359	2,675	2,800	3,309	3,485	3,630	3,878	4,040
-0,50	2,847	3,536	2,863	3,094	3,603	3,829	4,138	4,427	4,431

Продолжение табл. П4.8

u	$_{40}\text{Zr}$	$_{41}\text{Nb}$	$_{42}\text{Mo}$	$_{48}\text{Cd}$	$_{74}\text{W}$	$_{82}\text{Pb}$	$_{83}\text{Bi}^{209}$	$_{92}\text{U}^{235}$	$_{92}\text{U}^{238}$
-0,25	3,104	3,791	3,146	3,326	4,047	4,231	4,436	4,902	4,917
0,00	3,318	4,083	3,607	3,595	4,412	4,140	4,383	5,061	5,107
0,25	3,524	4,326	3,964	3,873	4,744	4,062	3,998	4,975	5,198
0,50	3,973	4,486	3,286	4,034	4,972	4,240	3,810	4,919	5,296
0,75	4,485	4,727	4,576	4,150	5,110	4,655	3,912	5,054	5,567
1,00	5,188	5,121	4,680	4,212	5,106	4,758	4,349	5,192	5,674
1,25	5,843	5,805	5,222	4,341	5,376	5,001	4,874	5,532	5,946
1,50	6,496	6,318	5,842	4,590	5,683	4,344	5,447	6,139	6,609
1,75	7,016	6,866	6,420	4,890	6,095	5,563	5,999	6,776	7,254
2,00	7,271	7,320	7,048	5,593	6,579	5,718	6,609	7,520	7,975
2,25	6,634	7,721	7,544	5,683	7,098	6,636	7,210	8,549	9,153
2,50	8,792	8,099	7,884	6,121	7,621	7,515	7,749	9,409	10,04
2,75	7,522	8,382	8,229	6,503	8,028	8,870	8,306	10,170	10,74
3,00	7,943	8,425	8,263	6,794	8,232	9,543	8,984	10,820	11,40
3,25	7,265	8,211	7,933	6,902	8,368	9,782	9,035	11,610	12,24
3,50	8,583	7,892	7,578	6,897	8,554	9,633	8,883	12,450	12,86
3,75	7,844	7,552	7,495	6,811	8,796	10,76	9,322	12,930	13,14
4,00	10,04	7,497	7,498	6,768	9,115	9,914	9,880	13,34	13,34
4,25	7,301	7,299	7,428	6,782	9,516	10,00	11,280	13,69	13,51
4,50	9,534	7,200	7,519	6,749	10,08	10,30	11,310	13,96	13,62
4,75	7,415	7,151	7,202	6,747	10,95	10,96	12,070	14,31	13,86
5,00	7,088	7,202	7,102	6,758	11,93	10,57	14,580	14,64	14,06
5,25	7,525	7,282	6,953	6,763	12,92	10,65	16,550	14,98	14,32
5,50	8,746	7,253	6,805	7,495	12,25	10,97	8,453	15,69	14,71
5,75	9,242	7,172	6,745	6,531	13,60	10,97	9,241	16,80	14,93
6,00	7,177	7,104	6,721	5,552	13,75	10,97	9,689	17,58	14,91
6,25	7,932	7,054	6,691	5,553	13,86	10,97	9,709	18,02	14,91
6,50	6,552	6,846	6,646	5,792	15,51	10,97	9,872	18,53	14,98
6,75	8,339	8,028	6,597	7,344	14,85	10,97	16,880	19,30	14,98
7,00	5,678	6,658	6,567	6,719	15,45	10,97	20,710	20,28	13,94
7,25	7,048	7,067	6,558	6,919	13,16	10,97	8,841	20,42	14,07
7,50	5,897	6,838	6,559	7,079	16,74	10,97	9,968	24,29	14,77
7,75	5,927	6,859	6,549	8,113	17,34	10,97	13,420	22,68	14,32
8,00	6,494	8,780	7,861	7,379	22,62	10,97	41,410	26,00	13,17
8,25	6,324	5,868	8,012	6,923	16,05	10,97	7,197	30,35	11,18
8,50	5,927	6,409	18,28	6,666	15,35	10,97	8,204	33,81	10,52
8,75	6,331	13,04	17,49	7,383	17,54	10,97	8,762	28,69	12,18
9,00	8,348	5,967	6,266	8,040	59,79	10,97	8,971	39,46	20,23
9,25	6,066	13,18	5,600	6,649	219,2	10,97	8,971	45,22	58,76
9,50	6,161	6,070	6,087	6,134	184,4	10,97	8,971	42,58	43,81
9,75	6,256	6,071	36,07	14,45	57,33	10,97	8,971	55,66	22,17
10,00	6,257	8,546	5,712	17,95	61,01	10,97	8,972	40,01	122,5
10,25	6,257	6,175	8,222	21,18	13,46	10,97	8,972	52,83	13,38

u	⁴⁰ Zr	⁴¹ Nb	⁴² Mo	⁴⁸ Cd	⁷⁴ W	⁸² Pb	⁸³ Bi ²⁰⁹	⁹² U ²³⁵	⁹² U ²³⁸
10,50	6,258	6,178	7,558	11,11	15,45	10,97	8,972	60,93	93,15
10,75	6,258	6,281	60,99	5,269	110,7	10,97	8,972	78,89	10,97
11,00	6,259	7,815	60,99	5,269	50,93	10,97	8,972	96,03	406,40
11,25	6,259	6,390	5,442	14,98	151,80	10,97	8,972	64,23	6,980
11,50	6,260	6,392	5,562	5,368	547,10	10,97	8,972	94,19	338,70
11,75	6,261	6,397	5,562	6,093	2683,0	10,97	8,972	99,62	5,983
12,00	6,262	6,403	5,562	5,269	189,5	10,97	8,972	96,83	6,980
12,25	6,263	6,409	5,661	5,269	56,94	10,97	8,973	82,33	7,200
12,50	6,264	6,416	5,761	5,269	33,78	10,97	8,973	229,90	280,20
12,75	6,265	6,425	5,781	5,319	73,78	10,98	8,973	125,3	280,20
13,00	6,267	6,435	6,048	5,374	208,00	10,98	8,973	42,17	11,16
13,25	6,269	6,445	6,074	5,558	92,95	10,98	8,974	37,21	9,193
13,75	6,273	6,471	6,134	6,718	7,928	10,98	8,974	22,04	9,254
14,75	6,285	6,547	6,313	28,82	8,232	10,99	8,977	78,49	9,436
15,75	6,305	6,672	6,606	878,2	10,30	11,01	8,980	212,90	9,736
16,75	6,334	6,884	7,099	6490	13,74	11,04	8,987	269,20	10,20
17,75	6,393	7,221	7,889	2325	19,38	11,09	8,997	495,10	11,04
13,50	6,271	6,457	6,102	5,968	8,705	10,98	8,974	49,20	9,222
14,00	6,275	6,486	6,170	8,328	7,192	10,98	8,975	35,70	9,292
14,25	6,278	6,504	6,211	11,36	7,492	10,99	8,975	31,76	9,334
14,50	6,281	6,525	6,260	16,50	7,822	10,99	8,976	104,90	9,382
15,00	6,289	6,574	6,425	56,86	8,702	11,00	8,977	78,74	9,498
15,25	6,294	6,602	6,443	124,4	9,662	11,00	8,978	98,31	9,568
15,50	6,299	6,635	6,518	309,7	9,672	11,01	8,979	137,40	9,646
16,00	6,312	6,717	6,710	3006	11,00	11,02	8,982	239,60	9,836
16,25	6,320	6,762	6,817	6245	11,81	11,02	8,983	224,70	9,936
16,50	6,328	6,811	6,929	6439	12,71	11,03	8,985	236,80	10,07
17,00	6,350	6,957	7,329	3311	14,96	11,05	8,989	313,30	10,40
17,25	6,362	7,026	7,439	2699	16,28	11,06	8,991	357,90	10,58
17,50	6,377	7,117	7,649	2424	17,78	11,08	8,994	428,50	10,80
18,00	6,412	7,330	8,149	2332	22,18	11,11	9,000	574,30	11,32
18,20	6,430	7,445	8,419	2396	24,18	11,13	9,003	656,30	11,60

Таблица П4.9

Сечения полного поглощения ($\sigma_c + \sigma_f$)

u	U ²³³	U ²³⁵	Pu ²³⁹	u	U ²³³	U ²³⁵	Pu ²³⁹	u	U ²³³	U ²³⁵	Pu ²³⁹
-1,50	2,25	1,82	2,44	5,25	5,76	4,61	3,67	12,00	102	85,6	221
-1,25	2,13	1,75	2,27	5,50	6,22	5,27	3,37	12,25	133	71,1	369
-1,00	1,78	1,34	1,96	5,75	6,73	5,88	3,30	12,50	57	218,0	197

Продолжение табл. П4.9

u	U ²³³	U ²³⁵	Pu ²³⁹	u	U ²³³	U ²³⁵	Pu ²³⁹	u	U ²³³	U ²³⁵	Pu ²³⁹
-0,75	1,60	1,20	1,86	6,00	7,43	6,31	4,49	12,75	192	114	14,9
-0,50	1,73	1,27	1,94	6,25	8,24	6,75	4,79	13,00	108	31,2	8,85
-0,25	1,85	1,33	2,01	6,50	9,00	7,26	5,40	13,25	113	26,5	9,83
0,00	1,91	1,37	2,04	6,75	9,56	8,03	5,29	13,50	101	38,7	11,9
0,25	1,91	1,38	2,02	7,00	9,98	9,01	4,48	13,75	521	11,7	14,7
0,50	1,95	1,35	1,98	7,25	10,4	9,15	5,82	14,00	589	24,3	18,8
0,75	2,01	1,36	1,89	7,50	11,1	13,0	8,13	14,25	399	20,5	26,0
1,00	2,05	1,32	1,80	7,75	11,8	11,4	9,63	14,50	188	93,6	36,6
1,25	2,13	1,33	1,77	8,00	13,1	14,7	9,00	14,75	146	67,2	62,4
1,50	2,25	1,40	1,78	8,25	14,2	19,1	10,7	15,00	129	66,6	117
1,75	2,38	1,47	1,79	8,50	15,2	22,5	17,3	15,25	139	85,9	238
2,00	2,47	1,55	1,82	8,75	21,2	17,4	15,2	15,50	154	124	808
2,25	2,54	1,65	1,85	9,00	28,5	28,2	24,4	15,75	174	199	3840
2,50	2,61	1,77	1,90	9,25	26,5	34,0	28,8	16,00	197	225	3950
2,75	2,70	1,91	1,95	9,50	30,4	31,3	25,5	16,25	215	210	1540
3,00	2,84	2,05	2,02	9,75	42,4	44,4	42,0	16,50	233	222	991
3,25	3,04	2,22	2,10	10,00	55,0	28,7	40,4	16,75	260	254	802
3,50	3,24	2,41	2,22	10,25	43,1	41,6	120	17,00	292	298	740
3,75	3,46	2,64	2,37	10,50	44,1	50,0	75	17,25	327	343	739
4,00	3,76	2,89	2,56	10,75	37,0	67,6	100	17,50	374	412	776
4,25	4,18	3,15	2,83	11,00	46,0	84,8	26,3	17,75	430	476	827
4,50	4,59	3,44	3,13	11,25	57,5	53,0	50,0	18,00	492	555	888
4,75	4,43	3,79	3,39	11,50	152	82,9	122	18,20	552	636	977
5,00	5,31	4,17	3,56	11,75	122	88,4	177				

Таблица П4.10

Сечения деления σ_f

u	U ²³³	U ²³⁵	Pu ²³⁹	U ²³⁸	Th ²³²	Pu ²⁴¹	u	U ²³³	U ²³⁵	Pu ²³⁹	Pu ²⁴¹
-1,50	2,25	1,82	2,4	1,00	0,35	1,8	8,50	11,8	14,9	12,0	17,2
-1,25	2,12	1,75	2,23	0,95	0,30	1,8	8,75	15,1	11,4	8,50	19,8
-1,00	1,77	1,29	1,93	0,74	0,16	1,8	9,00	18,2	18,3	15,0	23,1
-0,75	1,60	1,17	1,82	0,57	0,15	1,8	9,25	19,2	22,0	12,4	27,2
-0,50	1,72	1,24	1,90	0,565	0,14	1,8	9,50	20,3	20,3	10,5	31,2
-0,25	1,85	1,29	1,97	0,575	0,12	1,8	9,75	30,5	24,0	15,7	35,0
0,00	1,90	1,32	2,00	0,575	0,11	1,8	10,00	35,7	17,1	18,0	38,5
0,25	1,90	1,32	1,97	0,485	0,07	1,8	10,25	29,5	26,4	73,5	39,0
0,50	1,92	1,29	1,92	0,217	0,005	1,74	10,50	34,3	30,6	53,8	39,0

Продолжение табл. П4.10

u	U ²³³	U ²³⁵	Pu ²³⁹	U ²³⁸	Th ²³²	Pu ²⁴¹	u	U ²³³	U ²³⁵	Pu ²³⁹	Pu ²⁴¹
0,75	1,95	1,26	1,82	0,025	0,0	1,64	10,75	27,1	47,2	32,7	46,5
1,00	1,95	1,19	1,71	0,009	-	1,60	11,00	36,7	50,7	10,6	68,1
1,25	2,00	1,20	1,67	0,001	-	1,60	11,25	44,7	32,4	20,2	69,6
1,50	2,10	1,25	1,66	0,0	-	1,61	11,50	121	49,4	73,2	44,7
1,75	2,20	1,29	1,65	-	-	1,68	11,75	86,7	50,7	88,1	200
2,00	2,27	1,34	1,66	-	-	1,79	12,00	81,9	49,1	139	133
2,25	2,32	1,42	1,67	-	-	1,95	12,25	109	37,4	232	155
2,50	2,37	1,52	1,69	-	-	2,17	12,50	42,7	106	97,0	178
2,75	2,45	1,61	1,71	-	-	2,45	12,75	147	29,1	10,9	343
3,00	2,57	1,73	1,74	-	-	2,77	13,00	83,6	9,6	7,75	204
3,25	2,75	1,85	1,78	-	-	3,10	13,25	49,3	16,6	8,90	172
3,50	2,92	1,99	1,85	-	-	3,37	13,50	76,7	24,1	10,8	42,9
3,75	3,12	2,16	1,92	-	-	3,62	13,7	278	11,6	13,5	34,3
4,00	3,4	2,33	2,02	-	-	3,87	14,00	515	16,0	17,2	31,6
4,25	3,77	2,51	2,17	-	-	4,15	14,25	348	18,7	22,7	31,0
4,50	4,15	2,72	2,32	-	-	4,45	14,50	170	69,7	30,0	31,9
4,75	4,45	2,96	2,42	-	-	4,75	14,75	132	56,9	46,0	34,6
5,00	4,80	3,21	2,47	-	-	5,10	15,00	118	57,4	78,0	39,7
5,25	5,20	3,49	2,50	-	-	5,52	15,25	128	74,8	152	55,0
5,50	5,57	3,99	2,25	-	-	5,97	15,50	143	105	489	168
5,75	5,98	4,33	2,17	-	-	6,45	15,75	160	163	2230	812
6,00	6,56	4,61	2,92	-	-	7,0	16,00	180	184	2250	1590
6,25	7,20	4,88	3,10	-	-	7,55	16,25	195	174	887	1075
6,50	7,75	5,17	3,47	-	-	8,15	16,50	210	189	590	720
6,75	8,10	5,62	3,4	-	-	8,85	16,75	235	218	498	620
7,00	8,30	6,33	2,86	-	-	9,60	17,00	265	258	473	610
7,25	8,50	6,39	3,70	-	-	10,3	17,25	300	295	485	647
7,50	8,80	8,91	5,15	-	-	11,1	17,50	345	355	525	712
7,75	9,13	7,66	6,07	-	-	12,6	17,75	395	410	575	782
8,00	9,65	9,76	6,30	-	-	14,0	18,00	450	475	630	862
8,25	10,1	13,2	4,00	-	-	15,2	18,25	502	540	700	955

Таблица П4.11

Сечения радиационного захвата σ_c

u	U ²³⁸	Th ²³²	Оскол-ки U ²³⁵	u	U ²³⁸	Th ²³²	Оскол-ки U ²³⁵	u	U ²³⁸	Th ²³²	Оскол-ки U ²³⁵
-1,50	0,004	0,0092	-	5,25	0,610	0,60	0,50	12,00	-	-	21,6
-1,25	0,005	0,013	-	5,50	0,650	0,60	0,60	12,25	-	-	94,0

Продолжение табл. П4.11

u	U ²³⁸	Th ²³²	Осколки U ²³⁵	u	U ²³⁸	Th ²³²	Осколки U ²³⁵	u	U ²³⁸	Th ²³²	Осколки U ²³⁵
-1,00	0,007	0,017	–	5,75	0,670	0,70	0,70	12,50	–	–	100,0
-0,75	0,009	0,024	–	6,00	0,700	0,80	0,90	12,75	–	–	79,2
-0,50	0,014	0,033	–	6,25	0,800	0,92	1,00	13,00	–	–	48,0
-0,25	0,021	0,045	–	6,50	0,965	1,1	1,20	13,25	–	–	37,6
0,00	0,029	0,064	0,090	6,75	1,15	1,3	1,40	13,50	–	–	32,8
0,25	0,055	0,084	0,095	7,00	1,60	1,5	1,70	13,75	–	–	38,0
0,50	0,089	0,11	0,100	7,25	2,10	1,8	2,00	14,00	–	–	42,0
0,75	0,130	0,13	0,105	7,50	2,55	2,2	2,40	14,25	–	–	36,0
1,00	0,145	0,15	0,110	7,75	3,10	2,7	3,00	14,50	–	–	23,6
1,25	0,135	0,16	0,115	8,00	3,70	3,3	3,70	14,75	–	–	12,0
1,50	0,125	0,17	0,120	8,25	3,20	3,9	4,60	15,00	–	–	10,4
1,75	0,120	0,18	0,150	8,50	3,04	4,6	5,80	15,25	–	–	12,0
2,00	0,135	0,20	0,170	8,75	3,20	5,7	7,10	15,50	–	–	13,6
2,25	0,160	0,23	0,180	9,00	5,27	7,0	8,50	15,75	–	–	15,6
2,50	0,190	0,26	0,190	9,25	9,90	–	10,0	16,00	–	–	17,6
2,75	0,235	0,33	0,200	9,50	11,90	–	11,8	16,25	–	–	19,6
3,00	0,250	0,38	0,220	9,75	12,20	–	13,6	16,50	–	–	22,0
3,25	0,280	0,42	0,250	10,00	27,6	–	16,0	16,75	–	–	25,0
3,50	0,315	0,45	0,270	10,25	–	–	22,4	17,00	–	–	27,4
3,75	0,365	0,49	0,300	10,50	–	–	40,8	17,25	–	–	31,1
4,00	0,420	0,51	0,350	10,75	–	–	33,2	17,50	–	–	34,9
4,25	0,445	0,54	0,370	11,00	–	–	20,8	17,75	–	–	39,9
4,50	0,505	0,60	0,400	11,50	–	–	26,8	18,00	–	–	45,2
5,00	0,555	0,60	0,450	11,75	–	–	37,2	18,25	–	–	50,0

Таблица П4.12

Значения лётаргии $u = \ln E_{\text{верх}} / E$, где $E_{\text{верх}} = 2 \text{ МэВ}$

u	E, эВ	u	E, эВ	u	E, эВ
18,250	0,0249	11,625	17,9	4,875	1,53
18,125	0,0269	11,500	20,3	4,750	1,73
18,00	0,0305	11,325	23,0	4,650	19900
17,875	0,0345	11,250	26,0	4,500	22200
17,750	0,0391	11,125	29,5	4,375	2,52
17,650	0,0443	11,00	33,4	4,250	2,86
17,500	0,0502	10,875	37,9	4,125	3,23
17,375	0,0569	10,750	42,9	4,00	3,66
17,250	0,0645	10,625	48,6	3,875	4,15

u	E, эВ	u	E, эВ	u	E, эВ
17,125	0,0731	10,500	55,1	3,750	4,70
17,00	0,0828	10,375	62,4	3,625	5,33
16,875	0,0938	10,250	70,7	3,500	6,04
16,750	0,106	10,125	80,1	3,375	6,85
16,625	0,121	10,00	90,8	3,250	7,76
16,500	0,137	9,875	103	3,125	8,79
16,375	0,155	9,750	1,17	3,00	99600
16,250	0,175	9,625	1,32	2,875	113000
16,125	0,199	9,500	1,50	2,750	1,28
16,00	0,225	9,375	1,69	2,625	1,45
15,875	0,255	9,250	1,92	2,500	1,64
15,750	0,239	9,125	2,18	2,375	1,86
15,625	0,328	9,00	2,47	2,250	2,11
15,500	0,371	8,875	2,80	2,125	2,39
15,375	0,421	8,750	3,17	2,00	2,71
15,250	0,477	8,625	3,59	1,875	3,07
15,125	0,540	8,500	4,07	1,750	3,48
15,00	0,612	8,375	4,61	1,625	3,94
14,875	0,693	8,250	523	1,500	4,46
14,750	0,786	8,125	592	1,375	5,06
14,625	0,890	8,00	6,71	1,250	5,73
14,500	1,01	7,875	7,60	1,125	649000
14,375	1,14	7,750	8,61	1,00	736000
14,250	1,30	7,625	976	0,875	8,34
14,125	1,47	7,500	1110	0,750	945000
14,00	1,66	7,375	1,25	0,625	1070000
13,875	1,89	7,250	1,42	0,500	1,21
13,750	2,51	7,125	1,61	0,375	1,38
13,625	2,42	7,00	1,82	0,250	1,56
13,500	2,74	6,875	2,06	0,125	1,77
13,375	3,11	6,750	2,34	0,00	2000000
13,250	3,52	6,625	2,65	-0,125	2,23
13,125	3,99	6,500	3,01	-0,250	2,57
13,00	4,55	6,375	3,41	-0,375	2,91
12,875	5,12	6,250	3,86	-0,500	3,30
12,750	5,80	6,125	4,38	-0,625	3,74
12,625	6,58	6,00	4,96	-0,750	4,23
12,500	7,45	5,875	5,62	-0,875	4,80
12,375	8,45	5,750	6,38	-1,00	5,44
12,250	9,57	5,500	8,17	-1,125	6,16
12,125	10,9	5,375	9260	-1,250	6,98
12,00	12,3	5,250	10500	-1,375	7,91
11,875	13,9	5,125	1,19	-1,500	8970000
11,750	15,8	5,00	1,35	-1,600	10000000

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Глава 1

1. **Владимиров В.И.** Практические задачи по эксплуатации ядерных реакторов 4-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 304 с.: ил.
2. **Иродов И.Е.** Сборник задач по атомной и ядерной физике: Учеб. пособие для вузов. – М.: Атомиздат, 1971. – 232 с.
3. **Козлов В.Ф.** Справочник по радиационной безопасности 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 192 с.
4. **Бронштейн И.Н., Семендяев К.А.** Справочник по математике для инженеров и учащихся вузов. 13-е изд., испр. – М.: Наука. Гл. ред. физ. мат. лит., 1986. – 944 с.
5. **Основы теории** и методы расчёта ядерных энергетических реакторов: Учеб. пособие для вузов/Г.Г. Бартоломей, Г.А. Бать, В.Д. Байбаков, М.С. Алхутов. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.: ил.
6. **Гордеев И.В., Кардашев Д.А., Малышев А.В.** Ядерно-физические константы: Справочник. – М.: Госатомиздат, 1963. – 507 с.
7. **Дементьев Б.А.** Кинетика регулирования ядерных реакторов. – М.: ЭАИ, 1986. – 272 с.
8. **Саркисов А.А., Пучков В.Н.** Физические основы эксплуатации ядерных паропроизводящих установок. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 504 с.: ил.
9. **Галанин А.Д.** Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 536 с.: ил.
10. **Галанин А.Д.** Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. – М.: Атомиздат, 1959.
11. **Собственная радиоактивность теплоносителя.** Никитин А.В./Под ред. Б.С. Белосельского. – М.: Моск. энерг. ин-т, 1986. – 24 с.
12. **Антонова И.А., Гончарова Н.Г., Живописцев Ф.А.** Задачи по ядерной физике. – М.: Изд-во Моск.ун-та, 1979. – 95 с.
13. **Гусев Н.Г.** Защита от гамма-излучения продуктов деления: Справочник. – М.: Атомиздат, 1968.
14. **Горлов П.Р., Кузьмин А.В.** К расчету переходных режимов после достижения равновесного отравления самарием. Материалы пятой Всероссийской научно-технической конференции «Энергетика: экология, надежность, безопасность». – Томск: Изд-во ТПУ, 1999. – 250 с.
15. **Андронов В.А., Кузьмин А.В.** К расчету установления равновесного отравления ксеноном в режиме пуска теплового ядерного реактора. // **СОВРЕМЕННЫЕ ТЕХНИКА И ТЕХНОЛОГИИ: Труды седьмой международной научно-практ. конференции студентов, аспирантов и молодых ученых.** – Томск: Изд-во ТПУ, 2001. – Т.1. – С. 71–73.

16. **Синяков В.В., Кузьмин А.В.** К расчету отравления теплового ядерного реактора родием-105. // **СОВРЕМЕННЫЕ ТЕХНИКА И ТЕХНОЛОГИИ:** Труды VIII международной научно-практ. конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. – Томск: Изд-во ТПУ, 2002. – Т.1. – С.49–51.
17. **Гусев Н.Г., Дмитриев П.П.** Радиоактивные цепочки: Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 112 с.

Глава 2

1. **Левин В.Е.** Ядерная физика и ядерные реакторы: Учебник для техникумов. – Изд. 4-е, перераб. и доп. – М.: Атомиздат, 1979. – 288 с.
2. **Физический энциклопедический словарь** / Гл. ред. А.М. Прохоров.–М.: Советская энциклопедия, 1983. – 928 с.
3. **Галанин А.Д.** Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 536 с.. ил.
4. **Меррей Р.** Физика ядерных реакторов. – М.: АИ, 1961. – с. 292.
5. **Кузнецов В.А.** Судовые ядерные реакторы (основы теории и эксплуатации): Учебник. – Л.: Судостроение, 1988. – 264 с.: ил.
6. **Случевская В.М., Матвеев И.П.** Основные данные по запаздывающим нейтронам// Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. Вып. 3(38). – М.: ЦНИИАтоминформ, 1980. – С.29.
7. **Фейнберг С.М., Шихов С.Б., Троянский В.Б.** Теория ядерных реакторов. Элементарная теория реакторов: Учебник для вузов. – М: Атомиздат, 1978. – Т.1. – 400 с.
8. **Бекурц К., Виртц К.** Нейтронная физика. – М.: Атомиздат, 1968. – 456 с.
9. **Основы теории и методы расчёта ядерных энергетических реакторов:** Учеб. пособие для вузов/Г.Г. Бартоломей, Г.А. Бать, В.Д. Байбаков, М.С. Алхутов. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.: ил.
10. **Гордеев И.В., Кардашев Д.А., Малышев А.В.** Ядерно-физические константы: Справочник. – М.: Госатомиздат, 1963. – 507 с.
11. **Андреев О.В.** Активационная радиометрия нейтронных полей: Учеб. пособие.– Томск, Изд-во ТПИ им. С.М. Кирова, 1991. – 56 с.
12. **Уолтер А., Рейнольдс А.** Реакторы-размножители на быстрых нейтронах: Пер. с англ. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 624 с.: ил.
13. **Усынин Г.Б., Кусмарцев Е.В.** Реакторы на быстрых нейтронах: Учеб. пособие для вузов/Под ред. Ф.М. Митенкова. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 288 с.: ил.
14. **Казанский Ю.А., Матусевич Е.С.** Экспериментальные методы физики реакторов: Учеб. пособие для вузов. – М.: Энергоатомиздат. 1984. – 272 с.: ил.
15. **Эмсли Дж.** Элементы: Пер. с англ. – М.: Мир, 1993. – 256 с.: ил.
16. **Ганев И.Х.** Физика и расчет реактора: Учеб. пособие для вузов / Под общ. ред. Н.А. Доллежала. – М.: Энергоиздат, 1981. – 368 с.
17. **Рудик А.П.** Физические основы ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1979. – 120 с.
18. **Пляскин В.И., Шмелев А.Н., Косилов В.А.** Программа NUC-SPR. Компьютерный справочник (КС) ядерно-физических констант для подготовки специалистов по ядерной энергетике и другим приложениям ядерной физики. Версия 3.0.1994 г.

19. **Гусев Н.Г., Машкович В.П., Обвинцев Г.В.** Гамма-излучение радиоактивных изотопов и продуктов деления: Теория и таблицы. – М.: Изд-во физ.-мат. литературы, 1958.
20. **Немец О.Ф., Гофман Ю.В.** Справочник по ядерной физике.– Киев: Изд-во «Наукова думка», 1975. – 415 с.
21. **Камерон И.** Ядерные реакторы: Пер. с англ. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 320 с.

Глава 3

1. **Гуревич И.И., Протасов В.П.** Нейтронная физика: Учеб. пособие для вузов. – М.: Энергоатомиздат, 1997. – 416 с.
2. **Меррей Р.** Физика ядерных реакторов. – М.: АИ, 1961. – 292 с.
3. **Бекурц К., Виртц К.** Нейтронная физика. – М.: Атомиздат, 1968. – 456 с.
4. **Фейнберг С.М., Шихов С.Б., Троянский В.Б.** Теория ядерных реакторов. Элементарная теория реакторов: Учебник для вузов. – М.: Атомиздат, 1978. – Т.1. – 400 с.
5. **Галанин А.Д.** Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 536 с.: ил.
6. **Основы теории и методы расчёта ядерных энергетических реакторов:** Учеб. пособие для вузов/Г.Г. Бартоломей, Г.А. Бать, В.Д. Байбаков, М.С. Алхутов. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.: ил.
7. **Гордеев И.В., Кардашев Д.А., Малышев А.В.** Ядерно-физические константы: Справочник. – М.: Госатомиздат, 1963. – 507 с.
8. **Мухин К.Н.** Экспериментальная ядерная физика: Учеб. для вузов. В 2 кн. Кн. 1. Физика атомного ядра. Ч. 11. Ядерные взаимодействия. – 5-е изд. перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1993. – 376 с.: ил.
9. **Валенте Ф.А.** Практическое руководство по экспериментальной физике реакторов / Пер. с англ./ Под ред. В.А. Кузнецова. – М.: Атомиздат, 1965. – 327 с.: ил.
10. **Аборина И.Н.** Физические исследования реакторов ВВЭР. – М.: Атомиздат, 1975. – 120 с.: ил.
11. **Практикум по ядерной физике** / Под ред. Сергеева В.О. – М.: Высшая школа, 1975. – 197 с.: ил.
12. **Юз Д.** Нейтронные исследования на ядерных котлах/ Пер. с англ. – М.: Изд-во иностр. лит., 1954. – 479 с.: ил.
13. **Исследовательские ядерные реакторы:** Учеб. пособие для вузов/ Г.А. Бать, А.С. Коченов, Л.П. Кабанов. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 280 с.: ил.
14. **Кап Ф.** Физика и техника ядерных реакторов: Пер. с немец./ Под ред. Г.А. Батя.– М.: Изд-во иностр. лит., 1960. – 515 с.: ил.
15. **Галанин А.Д.** Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. – М.: Атомиздат, 1959.
16. **Градштейн И.С., Рыжик И.М.** Таблицы интегралов, сумм, рядов и производений. – М.: Физматгиз, 1971.
17. **Барков Л.М., Мухин К.Н.** Замедление нейтронов деления в воде // Атомная энергия. 1956. №3. С. 31.

18. **Барков Л.М., Макарьин В.К., Мухин К.Н.** Измерение замедления нейтронов в воде в интервале энергий 1,46–0,025 эВ // Атомная энергия. 1956. – №3. – С. 33.
19. **Даггал В., Пури С., Рам К.** Распределение быстрых нейтронов в водно-алюминиевой смеси // В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958)» Нейтронная физика. – М.: Атомиздат, 1959.
20. **Измерение** длины замедления нейтронов деления в спеченной окиси бериллия до энергии 1,44 и 0,3 / И.Ф. Жежерун и др. // Атомная энергия, 1962. – Т.13. – Вып. 3. С. 258.

Глава 4

1. **Фейнберг С.М., Шихов С.Б., Троянский В.Б.** Теория ядерных реакторов. Элементарная теория реакторов: Учебник для вузов. – М: Атомиздат, 1978. – Т.1. – 400 с.
2. **Бекурц К., Виртц К.** Нейтронная физика. – М.: Атомиздат, 1968. – 456 с.
3. **Меррей Р.** Физика ядерных реакторов. – М.:АИ, 1961. – 292 с.
4. **Гордеев И.В., Кардашев Д.А., Малышев А.В.** Ядерно-физические константы: Справочник. – М.: Госатомиздат, 1963. – 507 с.
5. **Программа NUC-SPR.** Компьютерный справочник (КС) ядерно-физических констант для подготовки специалистов по ядерной энергетике и другим приложениям ядерной физики. Пляскин В.И., Шмелев А.Н., Косилов В.А. Версия 3.0.1994 г.
6. **Галанин А.Д.** Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. – М.: Атомиздат, 1959.
7. **Герасева Л.А., Вавилов В.В.** Замедление нейтронов в железородных смесях // Атомная энергия, 1960. – Т.8. – Вып.6. – С. 556.
8. **Гарусов Е.А., Петров Ю.В.** Моменты функции замедления и её малогрупповые модели для водо-металлических смесей // Атомная энергия, 1974. – Т.36. – Вып.2. – С. 143.

АЛФАВИТНО-ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Активность нуклида	14	Концентрация, взвешенная	
– объёмная	15	по сечениям	105
– линейная	15	Конвертор нейтронов	108
– поверхностная	15	Конструкция детектора	95
Виды радиоактивного распада	10	Локальные характеристики	
Влияние температуры среды		спектра	59
на распределение		Летаргия	42
тепловых нейтронов	48	Метод выделения	
Выход запаздывающих		интегрирующего множителя	23
нейтронов	49	– времени пролета	50
Возрастное приближение	79	– протонов отдачи	52
Возраст нейтронов по Ферми .	80, 99	– активационный	52
– – в железородной смеси	110	– разделения переменных	69, 85
– – в графите от различных		– кадмиевого отношения	74
источников	151	– Фурье	86
Время замедления	100	– сэндвича	94
Второй пространственный		– «прозрачной» линейки	104
момент плотности замедления	108	Материальный параметр	69
Геометрический параметр	86	Мишень-конвертор	142
Длина переноса	109	Немультиплицирующий	
– релаксации	109	топливный элемент	75
Закон радиоактивного распада	13	Открытие радиоактивности	7
Замедляющая способность	46	– α -, β - и γ -излучения	10
Изомерный переход	12	Особенности протон-нейтронного	
Источник тепловых		состава ядер	8
нейтронов плоский	68	Операторная форма кинетического	
Источники погрешности в		уравнения Больцмана	77
экспоненциальном опыте	94	Определение длины	
Интеграл упругих и неупругих		диффузии в бериллии	152
столкновений	77	Постоянная распада	13
– деления	77	Пробег частиц в воздухе и в	
Индикатрисса рассеяния	77	биологической ткани	13
Кадмиевый индекс	60	Период полураспада	14
Кадмиевая граница	60	Принцип деления нейтронов	
Коэффициент релаксации	72	на группы	62
Квадрат длины диффузии		Параметр жесткости	
тепловых нейтронов	147	нейтронного спектра	46
– – – замедляющихся		Плотность потока замедления	78
нейтронов	79	Процедура экспериментального	
		определения возраста	94

Радиоактивное семейство	11	Стационарное уравнение	
Распределение		замедления нейтронов	79
Максвелла – Больцмана	39	— — — — в многокомпонентной	
— плотности резонансных		смеси	44
нейтронов от точечного		— — — — через переменную	
источника в призме	88	возраста	80
Решение уравнения замедления		Температура нейтронного газа	48
в непоглощающей среде		Температура нейтронов	49
с точечным источником	82	Условие радиоактивного	
Средняя продолжительность		распада	8
жизни радиоактивных ядер	14	Удельная энергия связи	8
— приращение летаргии		Уравнение критичности Ферми	76
за одно соударение		— возраста дифференциальное	78
для смеси ядер	79	— замедления в возрастном	
Среднелогарифмический		приближении	79,98
декремент для смеси ядер ...	98,103	— — через переменную возраста ...	99
Спектр запаздывающих		— — стационарное в среде с	
нейтронов	50	поглощением	99
— жесткий	54	Учет влияния	
— быстрого реактора	54,56,57	химических связей	143, 162
— промежуточного реактора	55	Функция Грина	81
— БН-350	58	— ошибок	89
— большого легководного		δ — функция Дирака	
реактора	60	Характеристики спектра 34	
— сплошной	34	Эмпирическая область	
— линейчатый	35	устойчивости ядер	9
— масс молибдена	36	Эффект «геометрического	
— Максвелла		поглощения»	73
для свободного газа	38	Эффективная	
— — для тепловых нейтронов		температура нейтронов	49
— мгновенных		Экспоненциальный реактор	
нейтронов деления	40	— — в форме призмы	68
— Уатта	46	— — в форме цилиндра	72
— замедления Ферми		— эксперименты	90
на водороде	45	Эффективно-диффузионное	
— — — для тяжелого замедлителя .	45	приближение кинетического	
Сигма –призма	152	уравнения	78
Стандартная энергия			
(скорость) нейтронов	40		

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Г л а в а 1. Расчеты изменения нуклидного состава	
§1.1. Введение в задачи работы	6
§1.2. Радиоактивность	7
§1.3. Перечень вербальных постановок	15
§1.4. Математическая формулировка задачи	21
§1.5. Основной метод решения	23
§1.6. Динамика отравления теплового реактора самарием	24
1.6.1. Вербальная постановка задачи	24
1.6.2. Построение математической модели динамики процесса	24
1.6.3. Нахождение аналитического решения	26
§1.7. Построение графиков решения	29
Контрольные вопросы	30
Г л а в а 2. Спектры нейтронов ядерных реакторов	
§2.1. Общие сведения о спектрах	32
2.1.1. Сплошной непрерывный спектр	33
2.1.2. Дискретный спектр масс элементов	35
§2.2. Распределение Максвелла для свободного газа	38
§2.3. Особенности спектров нейтронного газа	40
2.3.1. Отличия нейтронного газа от обычного	40
2.3.2. Спектр мгновенных нейтронов деления в энергетической шкале	40
2.3.3. Спектр мгновенных нейтронов деления в шкале летаргии	42
2.3.4. Спектр Уатта и его уточнение	44
2.3.5. Спектр замедляющихся нейтронов – спектр Ферми	44
2.3.6. Энергетическое распределение тепловых нейтронов – спектр Максвелла	47
2.3.7. Спектры запаздывающих нейтронов	49
2.3.8. Измерение энергетических спектров нейтронов	50
§2.4. Классификация реакторов по спектру нейтронов, вызывающих деление	53
§2.5. Спектры нейтронов энергетических реакторов	56
2.5.1. Особенности спектров реакторов на быстрых нейтронах	56
2.5.2. Действующие спектры реакторов на быстрых нейтронах	58

2.5.3. Спектры больших легководных реакторов	60
Порядок выполнения работы	63
Контрольные вопросы	63
Г л а в а 3. Теория экспоненциального опыта	
§3.1. Историческая справка	66
§3.2. Теория экспоненциального опыта в определении параметров диффузии тепловых нейтронов	68
3.2.1. Тепловая колонна в форме прямоугольной призмы с плоским источником	68
3.2.2. Ожидаемое распределение плотности нейтронов в экспоненциальном реакторе	72
3.2.3. Особенности экспериментального определения характеристик переноса	73
3.2.3.1. Определение эффективного поперечного сечения поглощения	74
3.2.3.2. Измерение квадрата длины диффузии	75
3.2.3.3. Измерение возраста	75
§3.3. Теория экспоненциального опыта в определении параметров переноса быстрых нейтронов	76
§3.4. Экспоненциальные опыты на резонансных нейтронах	81
§3.5. Полная теория экспоненциального опыта	83
§3.6. Экспоненциальные опыты с размножающими средами	89
§3.7. Экспериментальное определение возраста	91
Порядок выполнения работы	94
Контрольные вопросы	95
Г л а в а 4. Вычисление возраста и времени замедления нейтронов в различных средах	
§4.1. Теория метода вычислений	96
4.1.1. Физический смысл возраста	97
4.1.2. Вычисление возраста и времени замедления	98
§4.2. Получение расчетных формул	100
§4.3. Оценка возраста нейтронов в смеси веществ	103
Порядок выполнения работы	108
Контрольные вопросы	109
ПРИЛОЖЕНИЯ	
Приложение к главе 1	
Табл. П1.1. Некоторые единицы измерения в СИ и их связь с единицами других систем	110
Табл. П1.2. Единицы силы	111

Табл. П1.3. Единицы энергии, количества теплоты, работы	111
Табл. П1.4. Единицы мощности	111
Табл. П1.5. Единицы массы и энергии	112
Табл. П1.6. Единицы давления	112
Табл. П1.7. Единицы теплопроводности	112
Табл. П1.8. Сечения взаимодействия нейтронов с нуклидами и резонансные интегралы, 10^{-24} см^2 (при скорости $v_0=2200 \text{ м/с}$, соответствующей энергии $E_0=0,0253 \text{ эВ}$)	113
Табл. П1.9. Основные параметры делящихся нуклидов (при скорости $V_0=2200 \text{ м/с}$)	114
Табл. П1.10. Четырехгрупповая система констант для расчетов реактора на тепловых нейтронах (1-я группа $E=10 \div 0,821 \text{ МэВ}$; 2-я группа $E=821 \div 5,53 \text{ кэВ}$; 3-я группа $E=5530 \div 0,625 \text{ эВ}$; 4-я группа $E=0,625 \div 0 \text{ эВ}$)	115
Табл. П1.11.Связь между единицами измерения некоторых величин	117
Табл. П1.12. Кратные и дольные единицы СИ	117
Табл. П1.13. Параметры элементов с $Z=1-87$ и свойства нейтронов	118
Табл. П1.14. Параметры элементов с $Z=87-101$ и свойства нейтронов	122
Табл. П1.15. Таблица свойств некоторых замедлителей	124
Приложение к главе 2	
Табл. П2.1.Свойства основных изотопов	125
Табл. П2.2. Средняя и медианная энергии процессов взаимодействия в активной зоне реактора БН-350	132
Табл. П2.3. Относительные выходы $\beta_i/\beta, \%$ и суммарное относительное число $\beta, \%$ запаздывающих нейтронов	132
Табл. П2.4. Энергетические спектры запаздывающих нейтронов	133
Табл. П2.5. Варианты заданий	135
Табл. П2.6. Варианты функций	136
Приложения к главе 3	
Приложение П3.1. Варианты заданий	140

Приложение ПЗ.2. Диффузионные постоянные некоторых веществ	155
Табл. ПЗ.2.1. Диффузионные постоянные некоторых веществ	156
Табл. ПЗ.2.2. Диффузионные постоянные D ₂ O с примесью H ₂ O	156
Табл. ПЗ.2.3. Значения функции F для D ₂ O и C	157
Табл. ПЗ.2.4. Плотность тяжелой воды при разных температурах	157
Приложение ПЗ.3. Миграционные характеристики некоторых веществ	158
Табл. ПЗ.3.1. Макроскопические сечения некоторых веществ	158
Табл. ПЗ.3.2. Диффузионные характеристики некоторых веществ	159
Табл. ПЗ.3.3. Возраст нейтронов для смеси D ₂ O и H ₂ O (до энергии 1,46 эВ, см ²)	160
Табл. ПЗ.3.4. Возраст нейтронов для смеси H ₂ O с металлами (до энергии 1,46 эВ, см ²)	160
Табл. ПЗ.3.5. Возраст нейтронов для смеси D ₂ O с алюминием	160
Приложение к главе 4	
Табл. П4.1. Задания к расчету возраста τ	161
Табл. П4.2. Сечения рассеяния σ _s (Z = 1...8)	162
Табл. П4.3. Сечения рассеяния σ _s (Z = 11...29)	164
Табл. П4.4. Сечения рассеяния σ _s (Z = 40...92)	165
Табл. П4.5. Сечения рассеяния σ _s (Z = 90,94)	157
Табл. П4.6. Транспортные сечения σ _{tr} (Z = 1...8)	158
Табл. П4.7. Транспортные сечения σ _{tr} (Z = 11...29)	170
Табл. П4.8. Транспортные сечения σ _{tr} (Z = 40...92)	172
Табл. П4.9. Сечения полного поглощения (σ _c +σ _f)	174
Табл. П4.10. Сечения деления σ _f	175
Табл. П4.11. Сечения радиационного захвата σ _c	176
Табл. П4.12. Значения летаргии u=lnE _{верх} /E, где E _{верх} =2 МэВ	177
Список литературы	179
Алфавитно-предметный указатель	183

ДЛЯ ЗАМЕТОК

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

Периоды	Ряды	Группы				
		I — R ₂ O	II — RO	III — R ₂ O ₃	IV RH ₄ RO ₂	V RH ₃ R ₂ O ₅
1	I	H ¹ Водород 1.00797				
2	II	Li ³ Литий 9.939	Be ⁴ Бериллий 9.0122	B ⁵ Бор 10.811	C ⁶ Углерод 12.01415	N ⁷ Азот 14.0067
3	III	Na ¹¹ Натрий 22.9898	Mg ¹² Магний 24.312	Al ¹³ Алюминий 26.9815	Si ¹⁴ Кремний 28.086	P ¹⁵ Фосфор 30.9738
4	IV	K ¹⁹ Калий 39.102	Ca ²⁰ Кальций 40.08	Sc ²¹ Скандий 44.956	Ti ²² Титан 47.90	V ²³ Ванадий 50.942
	V	Cu ²⁹ Медь 63.54	Zn ³⁰ Цинк 65.37	Ga ³¹ Галлий 69.72	Ge ³² Германий 72.59	As ³³ Мышьяк 74.9216
5	VI	Rb ³⁷ Рубидий 85.47	Sr ³⁸ Стронций 87.62	Y ³⁹ Итрий 88.905	Zr ⁴⁰ Цирконий 91.22	Nb ⁴¹ Ниобий 92.906
	VII	Ag ⁴⁷ Серебро 107.870	Cd ⁴⁸ Кадмий 112.40	In ⁴⁹ Индий 114.82	Sn ⁵⁰ Олово 118.69	Sb ⁵¹ Сурьма 121.75
6	VIII	Cs ⁵⁵ Цезий 132.905	Ba ⁵⁶ Барий 137.34	La ⁵⁷ Лантан 138.91	Hf ⁷² Гафний 178.49	Ta ⁷³ Тантал 180.948
	IX	Au ⁷⁹ Золото 196.967	Hg ⁸⁰ Ртуть 200.59	Tl ⁸¹ Таллий 204.37	Pb ⁸² Свинец 207.19	Bi ⁸³ Висмут 208.980
7	X	Fr ⁸⁷ Франций (223)	Ra ⁸⁸ Радий (226)	Ac ⁸⁹ Актиний (227)	Ku ¹⁰⁴ Курчатовий	Eka - Ta ¹⁰⁵
Лантаноиды		Ce ⁵⁸ Церий 140.12	Pr ⁵⁹ Празеодий 140.907	Nd ⁶⁰ Неодим 144.24	Pm ⁶¹ Прометий (147)	Sm ⁶² Самарий 150.35
		Tb ⁶⁵ Тербий 158.924	Dy ⁶⁶ Диспрозий 162.50	Ho ⁶⁷ Гольмий 164.930	Er ⁶⁸ Эрбий 167.26	Tm ⁶⁹ Тулий 168.934
Актиниоиды		Th ⁹⁰ Торий 232.038	Pa ⁹¹ Протакийний (231)	U ⁹² Уран (238.03)	Np ⁹³ Нептуний (237)	Pu ⁹⁴ Плутоний (244)
		Bk ⁹⁷ Берклий (247)	Cf ⁹⁸ Калифорний (252)	Es ⁹⁹ Эйнштейний (254)	Fm ¹⁰⁰ Фермий (25.)	Md ¹⁰¹ Менделевий (257)

Ариан Валерьевич Кузьмин

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ
(ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ)
Учебное пособие

Научный редактор доцент ТПУ, кандидат технических наук
Беляев Леонид Александрович

Редактор

Е.О. Фукалова

Подписано к печати 29.10.2007. Формат 60x84/16. Бумага «Классика».


Печать RISO. Усл.печ.л. 11,17. Уч.-изд.л. 10,10.

Заказ . Тираж 100 экз. Цена свободная.



Томский политехнический университет
Система менеджмента качества
Томского политехнического университета сертифицирована
NATIONAL QUALITY ASSURANCE по стандарту ISO 9001:2000



ИЗДАТЕЛЬСТВО  ТПУ. 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30.