

Терновых М.Ю, Тихомиров Г.В.

Теоретические и экспериментальные основы ядерных процессов

Электронный конспект лекций

Дополнительные материалы доступны по ссылке:

<http://library.mephi.ru/Data%2DIRBIS64/umkd/UMKD%5FTernovyh%5FTihomirov%5FTeoreticheskie%5Fi%5Feksperimentalnye%5Fosnovy%5Fyadernyh%5Frektorov%5F2008/>

Лекция 1

Глобальные проблемы человечества. Мировое потребление энергии. Источники энергии. Экологические проблемы. Преимущества ядерного топлива. Текущее состояние и тенденции развития ядерной энергетики в мире.

1.1. Глобальные проблемы человечества

Глобальными проблемы человечества затрагивают все население земного шара в отличие от региональных и национальных проблем. К глобальным проблемам, как правило, относят следующие проблемы:

- Рост населения земного шара
- Истощение природных ресурсов
- Глобальные изменение климата, связанные с деятельностью людей

По данным МАГАТЭ в 2000-м году население Земли приблизительно равнялось 6 млрд. человек (см. таблицу 1). Прирост населения на Земле в 1990-е годы составлял примерно 100 млн. в год.

Таблица 1.1.

Год	1980	1985	1990	1995	2000
Всего в мире	4 430	4 827	5 257	5 670	6 066
Азия	2 565	2 815	3 084	3 321	3 565
Африка	467	536	619	708	796
Европа	782	807	831	861	869
Латинская Америка	361	401	441	481	520
Северная Америка	255	268	282	299	316

В мире ежесекундно рождается 25 человек, умирает 22 человека.

В минуту - 1500, в час - 90 тыс., в день - 2 млн., в месяц – 65 млн., в год – 780 млн.

Треть населения (более 2 млрд.) живут с дефицитом питьевой воды и без доступа к электричеству.

1.2. Потребление энергии

Благосостояние людей напрямую связано с потреблением ими энергии. Существующие объемы потребления энергии – 0,4 – 0,5 Q/год ($1Q = 3,35 \cdot 10^{10}$ кВт*год = $1,056 \cdot 10^{21}$ Дж). Мировое потребление энергии в ближайшие десятилетия будет

увеличиваться в среднем на 2 процента в год, причем главным образом за счет все более высокого спроса в странах Азии. Запасы органического топлива оцениваются в объеме 300-350 Q. При этом более 80% этих запасов составляет каменный уголь, использование которого наносит наибольший вред окружающей среде. Потребление энергии на душу населения существенно различается по странам. Лидером по потреблению энергоресурсов на душу населения является США. Средний житель США ежегодно потребляет более 10 тонн условного топлива (1 тут = $2,94 \cdot 10^{10}$ Дж) (см. рис.1.1). Потребность в энергии становится все больше и больше, прежде всего, в развивающихся странах. Это вызвано не только экономическим развитием, но в первую очередь увеличением численности населения, ведь 90% общемирового прироста населения приходится на страны Юга. В настоящее время население там увеличивается примерно на 90 миллионов человек в год. Только по одной этой причине при нынешнем уровне потребления энергии на душу населения спрос на нее через двадцать лет подскочит примерно на 65%. Индустриализация и урбанизация, характерные для современной экономики, а также быстрое увеличение транспортных потоков, ведут (и в развивающихся странах тоже) к стремительному росту потребления энергии. При этом дефицит электроэнергии, угля, нефтепродуктов и газа сдерживает рост промышленного производства и развитие транспорта, ограничивает снабжение общественных учреждений, негативно влияет на образ жизни людей. В промышленно развитых государствах живет одна четвертая часть населения земного шара, однако на эту четвертую часть приходится три четверти общемирового потребления энергии и, соответственно, большая часть выбросов парникового газа CO₂. Если бы каждый китаец или индус расходовал столько же энергии, сколько житель Западной Европы, то ее общемировое потребление увеличилось бы в два раза. Если бы развивающиеся страны переняли стиль жизни и хозяйствования промышленно развитых государств, крах экологической системы Земли стал бы неизбежен. Конечно, страны «третьего мира» имеют право на развитие, но, с другой стороны, копирование ими стиля жизни и экономической модели Запада приближает мир к экологической катастрофе. Поэтому промышленно развитые государства должны принципиально изменить свое собственное поведение. Это касается производства, потребления и отношения к окружающей среде. Более того, они должны помочь развивающимся странам вступить на новый путь, который привел бы их к более высокому уровню жизни с меньшими затратами энергии и другого сырья, а также помог бы добиться благосостояния при одновременном снижении выброса вредных веществ.



Рис. 1.1. Изогнутая лестница потребления энергии.

1.3. Источники энергии

Таблица 1.2.

Распределение потребления энергии по отраслям

	%
Промышленность	33%
Коммунальный сектор	37%
Транспорт	19%
Сельское хозяйство	3%
Нетопливные нужды	8%

Таблица 1.3.

Баланс электроэнергии в 2000

	ТВт*ч	%
Уголь	5989	38,9
Нефть	1241	8,1
Природный газ	2676	17,4
Ядерная энергия	2586	16,8
Гидроэнергия	2650	17,2
ВИЭ	249	1,6

Всего	15391	
-------	-------	--

1.4. Экологические проблемы и преимущества ядерного топлива

Глобальное потепление и изменение климата часто связывают с выбросом в атмосферу парниковых газов при сжигании угля, нефти и природного газа. Рост потребления энергии при сохранении существующих пропорций в использовании энергоносителей может привести к катастрофическим последствиям. Одним из возможных способов уменьшить выброс парниковых газов в атмосферу Земли является замещение «сжигающих» технологий получения энергии ядерными технологиями. Главным преимуществом ядерного топлива, по сравнению с органическим топливом, является его огромная калорийность и отсутствие выбросов парниковых газов при его использовании. На рисунке 1.2 схематически представлены выбросы парниковых газов в атмосферу для электростанций с мощностью 1000 МВт, работающих на различных видах топлива.

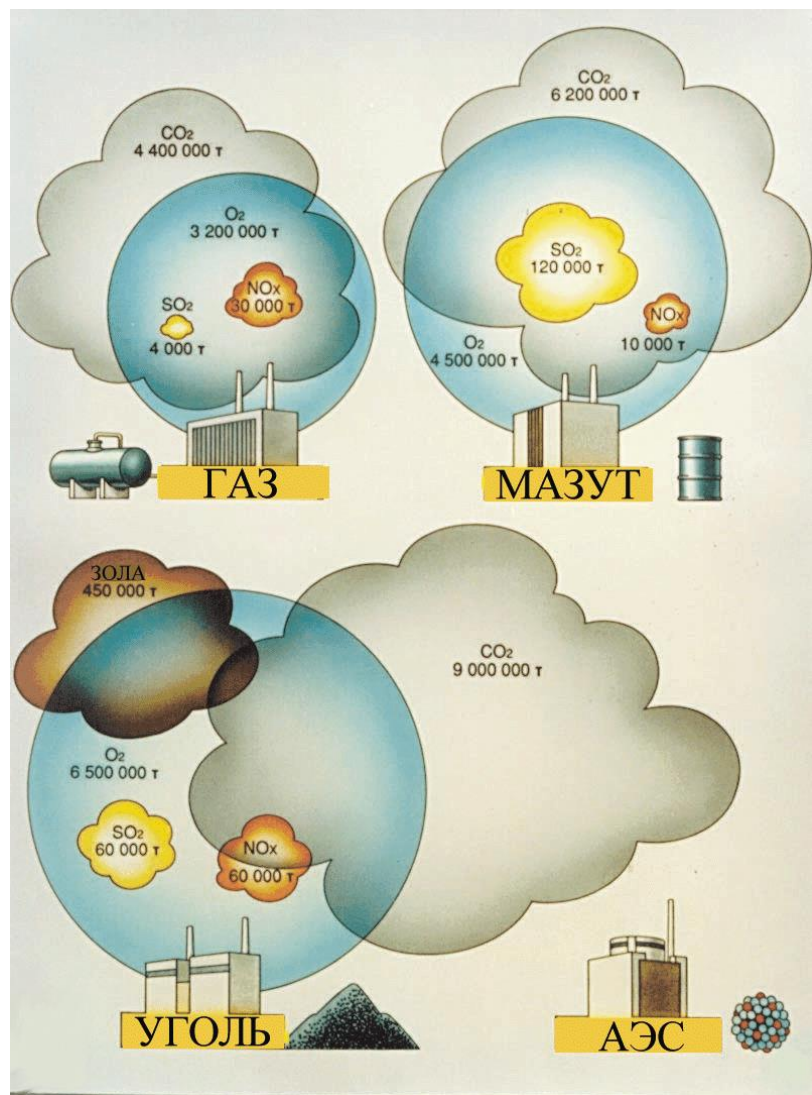


Рис. 1.2. Выбросы парниковых газов в атмосферу для электростанций с мощностью 1000 МВт.

1.5. Текущее состояние и тенденции развития ядерной энергетики в мире.

Таблица 1.4.

Мировой парк реакторов на 15 февраля 2008

Страна	Кол- во	Total MW(e)
ARGENTINA	2	935
ARMENIA	1	376
BELGIUM	7	5824
BRAZIL	2	1795
BULGARIA	2	1906
CANADA	18	12589
CHINA	11	8572
CZECH REPUBLIC	6	3586
FINLAND	4	2696
FRANCE	59	63260
GERMANY	17	20470
HUNGARY	4	1829
INDIA	17	3779
JAPAN	55	47587
KOREA, REPUBLIC OF	20	17454
LITHUANIA, REPUBLIC OF	1	1185
MEXICO	2	1360
NETHERLANDS	1	482
PAKISTAN	2	425
ROMANIA	2	1300
RUSSIAN FEDERATION	31	21743
SLOVAK REPUBLIC	5	2034
SLOVENIA	1	666
SOUTH AFRICA	2	1800
SPAIN	8	7450
SWEDEN	10	8974
SWITZERLAND	5	3220
UKRAINE	15	13107
UNITED KINGDOM	19	10222
UNITED STATES OF AMERICA	104	100356
Total:	439	371903

Таблица 1.5.

Мировой ядерный парк (по типам реакторов)'

Тип реактора	Количество реакторов	% от общего числа реакторов	Мощность, МВт(эл.)
PWR	218	49	206815
PWR-VVER	45	10	29901
BWR	92	21	80779
HWR	36	8	17306
GGR	16	4	2620
AGR	14	3	8380
LWGR	17	4	12589
FBR	3**	1	1039
	441		359 429

Примером специализированного портала в области использования ядерной энергии в мирных целях является портал NUCLEUS (МАГАТЭ). Портал разработан с целью облегчения доступа к базам данных международного агентства по использованию атомной энергии.

Электронный адрес портала NUCLEUS - <http://nucleus.iaea.org/>

NUCLEUS
For Nuclear Knowledge and Information

Information Resources Knowledge Centre My Portal Search:

WELCOME TO NUCLEUS

Nucleus is the common access point to the IAEA's scientific, technical and regulatory information resources. It incorporates, and facilitates access to more than 100 IAEA databases, scientific and technical publications, as well as safety standards.

Featured Information Resources

Radiological Protection of Patients (RPOP)
Information to help health professionals achieve safer use of radiation in medicine for the benefit of patients. [More >>](#)

Incident Reporting System (IRS)
The Incident Reporting System (IRS) is an international system through which thirty-one participating

IAEA Library Catalogue
The IAEA Library Catalogue provides bibliographic information on the location and availability of the Library's collection of books, journals, films and videos, selected technical reports and documents as well as electronic resources. The catalogue contains more than 90,250 records. [More >>](#)

Publications
The IAEA is a leading publisher in the nuclear field. Its scientific and technical publications include proceedings of major international conferences, as well as international guides, codes, and standards. The Publications Section facilitates easy access to these publications. [More >>](#)

Рис. 1.3. Главная страница портала NUCLEUS

Через NUCLEUS можно выйти на базы данных, которые содержат постоянно обновляемую информацию о состоянии дел в ядерной отрасли. Базы данных разбиты на группы:

- Наука и технологии
 - Ядерная наука и приложения
 - Техническое сотрудничество
 - Ядерная энергетика
- Безопасность и физическая защита
- Гарантии нераспространения ядерных технологий

Кроме обеспечения выхода на различные сайты и базы данных на портале NUCLEUS в рамках центра знаний можно осуществить поиск нужной информации по следующим направлениям (см. рис.1.4):

- Эксперты в области использования ядерных технологий
- Различные материалы по ядерной тематике
- Конференции и рабочие встречи по ядерным технологиям
- Базы знаний по ядерным реакторам

Knowledge Centre

Find An Expert
Directory of Nuclear Resources
Meetings on Atomic Energy
Nuclear Reactors Knowledge Base

About the Nucleus Project

Background
Objectives
Vision

Knowledge Centre

The purpose of the Knowledge Centre is to offer professionals in the nuclear field a direct and efficient access path to scientific and technical expert knowledge and tools.

Find an Expert

By searching recent entries to the INIS database of scientific publications for authors in the nuclear field, you can identify experts who are presently active in a given subject domain. The query will return the names and affiliations of experts together with the titles of recent publications. [More >>](#)

Directory of Nuclear Resources

The IAEA maintains a growing database of annotated links to Web sites on the Internet that are related to various fields of nuclear science and technology and the IAEA's work. Consult the IAEA's annotated collection of thousands of nuclear resources on the Internet. [More >>](#)

Meetings on Atomic Energy

An edited worldwide listing allows you to search for current and planned conferences, symposia, seminars, exhibitions and training courses related to nuclear energy and its peaceful uses. [More >>](#)

Nuclear Reactors Knowledge Base

Technical information and information on IAEA activities and activities in Member States are arranged by Reactor Type. Presently this resource concentrates on gas-cooled reactors, fast reactors and accelerator-driven systems for actinide and long-lived fission product transmutation. [More >>](#)

Рис. 1.4. Фрагмент страницы «Центра знаний» портала NUCLEUS

К достоинствам портала NUCLEUS можно отнести понятный интерфейс, регулярное обновление материалов, информационная полнота. Практически все материалы, издаваемые под контролем МАГАТЭ, можно найти и посмотреть или заказать, если зарегистрироваться на данном портале. Для получения некоторых материалов требуется произвести оплату.

При изучении специальных курсов по направлению подготовки 140300 – ядерная физика и технологии можно использовать следующие базы данных:

- по энергетическим ядерным реакторам (PRIS);
- по технологиям топливного цикла и переработки отходов;
- по инновационным реакторам и топливным циклам (ИНПРО).

Как уже было отмечено выше, МАГАТЭ поддерживает ведение нескольких баз данных по ядерной тематике. Рассмотрим в качестве примера базу данных по энергетическим ядерным реакторам (PRIS). На рис.1.5 представлено главное окно данной базы.

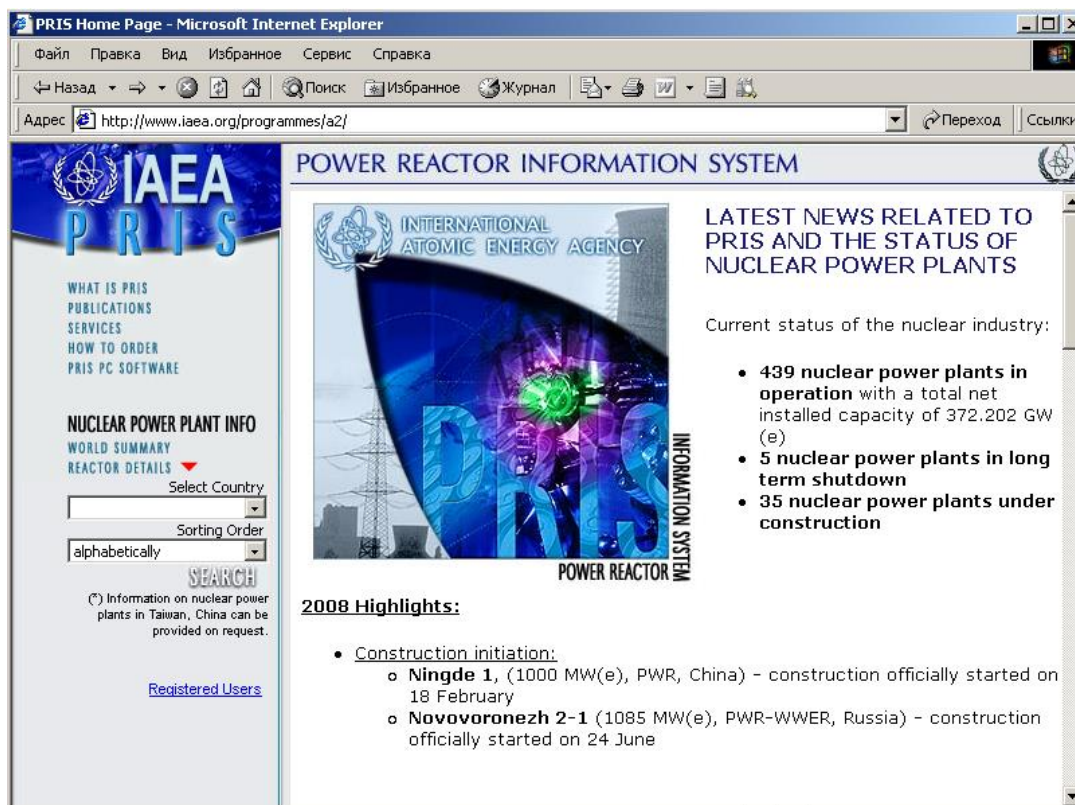


Рис. 1.5. Главное окно базы данных по энергетическим ядерным реакторам (PRIS)

С помощью базы данных PRIS можно узнать о текущем состоянии ядерной энергетики мира. Сколько ядерных реакторов работает, строится и находится на реконструкции в различных странах? Реакторы каких типов работают и строятся в настоящее время? На

данные и другие подобные вопросы можно получить ответы, обратившись в данной базе. Запросы на поиск нужной информации осуществляются путем выбора из соответствующих списков. Информация представляется в виде таблиц, некоторые поля которых являются активными кнопками. Используя активные кнопки можно получить дополнительную информацию.

Лекция 2

История развития ядерной отрасли в мире и России. Текущее состояние ядерной энергетики в России. Предприятия ядерного топливного цикла. Планы на развитие ядерной энергетики в России. Проблемы ядерной энергетики.

2.1. История развития ядерной отрасли в мире и России.

1930-е

Эксперименты с источниками нейтронов

Сечения взаимодействия нейтронов с ядрами среды

Радиохимический анализ (выделение радиоактивных веществ химическими способами)

Открытие деления урана

1932

Открытие Дж. Чэдвигом нейтрона и вычисление его массы.

Выдвинута протонно-нейтронная гипотеза строения ядер (В. Гейзенберг, Д.Д. Иваненко).

1934

Открыта реакция захвата нейтрона протоном с испусканием гамма-кванта – радиационный захват (Д. Ли).

Открытие искусственной радиоактивности, обусловленной нейтронами (Э. Ферми).

Положено начало нейтронной физике (Э. Ферми).

Э. Ферми открыл явление замедления нейтронов в веществе.

1935

Открыт изотоп уран-235 (А. Демпстер).

Открыто сильное взаимодействие тепловых нейтронов с кадмием (Дж. Даннинг, Дж. Пеграм, Дж. Финк, Д. Митчелл).

Проведены первые измерения сечения рассеяния медленных нейтронов протонами (Дж. Даннинг, Дж. Пеграм и др.).

Разработан первый селектор скоростей для медленных нейтронов (Дж. Даннинг, Дж. Пеграм, Д. Митчелл, Э. Сегре, Дж. Финк).

Установлен резонансный характер взаимодействия медленных нейтронов с ядрами (П. Мун, Дж. Тильман и др.).

1936

Введено понятие альbedo для случая диффузии нейтронов (Э. Ферми).

Г. Брейт и Ю. Вигнер предложили дисперсионную формулу ядерных реакций (формула Брейта – Вигнера).

Создание капельной модели ядра (Н. Бор, Я.И. Френкель).

Создание Н. Бором теории составного ядра (компаунд-ядра).

Э. Ферми и Э. Амальди выполнили первые измерения сечения захвата нейтронов протонами.

1938

Открыто явление деления ядра урана (О. Ган, Ф. Штрассманн), предсказанное в 1934 г. И. Ноддак.

1939

6 января в журнале *Naturwissenschaften* опубликована статья Гана и Штрассманна об открытии деления урана.

Выдвинута идея использования графита как замедлителя нейтронов (Дж. Пеграм, Л. Сцилард, Э. Ферми, Г. Плачек).

И. Нишина показал, что торий-232 делится быстрыми нейтронами.

Интерпретация Л. Мейтнер и О. Фришем экспериментов О. Гана и Ф. Штрассманна как распада ядра урана на два осколка почти одинаковой массы. Введение Л. Мейтнер понятия «деление ядра».

Обоснована возможность протекания в уране цепной ядерной реакции деления (Л. Сцилард, Ю. Вигнер, Э. Ферми, Дж. Уилер, Ф. Жолио-Кюри, Я.Б. Зельдович, Ю.Б. Харитон). Идею цепной ядерной реакции выдвинул в 1934 г. Сцилард.

Открытие запаздывающих нейтронов (Р. Робертс, Р. Мейер, П. Ванг).

Экспериментальное доказательство деления ядра урана на два осколка и непосредственное измерение энергии деления (О. Фриш, Ф. Жолио-Кюри, Г. Андерсон, Дж. Даннинг).

- Бомбардировка нейтронами урана (Ган, Штрассман, Мейтнер, Фриш)

- Энергия деления измерялась по ионизации осколков (Фриш, Ферми)

В начале марта 1939 г. Лео Сцилард, венгерский физик, давно уже эмигрировавший в США, и Уолтер Зинн поставили эксперимент, который убедил их в том, что при делении ядра урана действительно выбрасываются нейтроны. Почти в это же время две другие группы ученых удостоверились в том же – группа Э. Ферми и Г. Андерсона в Колумбийском университете и группа Фредерика Жолио-Кюри в Париже, в которую входили также Х. фон Халбан, Лев Коварски и Ф. Перрен. Последние немедленно опубликовали в английском журнале сообщение – «Высвобождение нейтронов в ядерном взрыве урана».

- Открытие запаздывающих нейтронов (Робертс, Мейер, Воонг)

- Интегральное уравнение односкоростной диффузии, критический размер реактора без отражателя (Пайерлс)

- Теория цепной реакции деления (первая часть) (Я.Б.Зельдович, Ю.Б.Харитон)

- Оценена критическая масса ^{235}U с отражателем в цепной реакции на быстрых нейтронах (Я.Б.Зельдович, Ю.Б.Харитон, И.И.Гуревич)

1940-е Осуществление цепной ядерной реакции

Создание ядерного реактора

Создание обогатительного производства

Создание атомной бомбы

Разработка теории ядерных реакторов

Создание научных и учебных центров будущей ядерной отрасли

1940

Выделен чистый уран-235 (Дж. Даннинг, А. Нир).

Доказано, что уран-235 делится медленными нейтронами (Ю. Бут, Дж. Даннинг, А. Гросс).

Получены данные, свидетельствующие о возможности протекания в системе с ураном и тяжелой водой цепной ядерной реакции деления (Х. Халбан, Л. Коварски).

Получены данные, свидетельствующие, что при определенных условиях можно управлять цепной реакцией под действием медленных нейтронов.

Синтезирован 94-й элемент – плутоний (Г. Сиборг, А. Валь, Дж. Кеннеди, Э. Сегре). 1940 г.

Синтезирован первый трансурановый элемент – нептуний (Э. Макмиллан, Ф. Абельсон).

Г.Н.Флеров и К.А. Петржак открывают спонтанное деление урана – новый вид естественной радиоактивности.

- Теория цепной реакции деления (вероятность избежать резонансного захвата в гомогенной среде, формула четырех сомножителей) (Я.Б.Зельдович, Ю.Б.Харитон)

1941

Введена единица ядерного сечения – барн.

Работа И.В.Курчатова «Деление тяжелых ядер»

Оценена критмасса урана 235 с отражателем в цепной реакции на быстрых нейтронах (Я.Б.Зельдович, Ю.Б.Харитон, И.И.Гуревич)

1942

Основан МИФИ

В США важнейшие необходимые для этого производственные и научно-исследовательские предприятия были в ведении «Манхеттанского военно-инженерного округа», которому 13 августа 1942 был передан «Урановый проект». В Колумбийском университете (Нью-Йорк) группой сотрудников под руководством Э.Ферми и В.Цинна были проведены первые эксперименты, в которых изучалось размножение нейтронов в решетке из блоков диоксида урана и графита – атомном «котле». В январе 1942 эта работа была перенесена в Чикагский университет, где в июле 1942 были получены результаты, показывавшие возможность осуществления самоподдерживающейся цепной реакции.

2 декабря 1942 г. работа Ферми завершилась успехом. Атомный реактор был пущен; в нем возникла цепная реакция, регулируемая кадмиевыми стержнями (поглотители нейтронов), и тем самым доказывалась целесообразность уже начатых работ по созданию атомного оружия. О ее пуске сообщили по телефону шифром: «Итальянский мореплаватель только что прибыл в Новый Свет».

1943

В феврале организована лаборатория №2 АН СССР во главе с И.В.Курчатовым (ИАЭ)

- Серия экспотенциальных опытов с чистым графитом и графитом уран-графитовыми сборками: длина диффузии, возраст нейтрона, коэффициент размножения (И.В.Курчатов, И.С.Панасюк)

- возрастная теория замедления (Я.Б.Зельдович, Э.Ферми)

- теория резонансного поглощения (И.И.Гуревич, И.Я.Поменарчук, Вигнер)

(заложены теоретические и экспериментальные основы физики ядерных реакторов)

- критические эксперименты на сферах из урана (природного и обогащенного)

Построен первый ядерный реактор на природном уране с тяжелой водой в качестве замедлителя (Аргоннская национальная лаборатория). [3]

Синтезированы 95-й и 96-й элементы – америций и кюрий (Г. Сиборг, Р. Джеймс, Л. Морган, А. Гиорсо). [2]

1944

И.Я.Померанчук вывел формулу для критического размера реактора в возрастном приближении (формула Ферми-Померанчука)

- однокоростная диффузионная теория коэффициента использования тепловых нейтронов в гетерогенных системах, понятие блок-эффекта (И.И.Гуревич, Я.Б.Зельдович) (внутренний и внешний блок-эффект)

1945

И.М.Франк и Е.Л.Фейберг положили начало науке о термализации нейтронов.

М.С.Козодаев заложил основы точечной кинетики реактора, вывел уравнение обратных часов.

В.С.Фурсов и независимо А.Д.Галанин выдвинули и реализовали идею двухгрупповой модели ядерного реактора, положив начало многогрупповой теории.

Возможность получения больших количеств ядерной энергии была впервые продемонстрирована 16 июля 1945 при взрыве первой атомной бомбы на полигоне в Аламогордо (шт. Нью-Мексико).

6 августа 1945 г. на японский город Хиросиму одиночный американский самолет сбросил бомбу, изготовленную из урана-235, и более 140 тысяч человек мирного населения было убито и ранено. А через три дня испепеляющая смерть обрушилась на другой японский город – Нагасаки. Ее принес не уран, а новый, созданный человеком химический элемент – плутоний. Спустя некоторое время еще несколько тысяч человек умерло от последствий этой варварской акции.

Достоверных сведений о том, чего достигла Германия в области атомного оружия, не было до конца войны. Были только предположения, догадки и косвенные данные вроде производства тяжелой воды. Как только американские войска вступили на территорию фашистской Германии, начала усиленно работать секретная миссия «Алсос». Это была неслыханная по своим масштабам разведывательная операция по розыску и интернированию ученых, захвату оборудования, лабораторий, документов, сырья – всего, что имело отношение к атомному производству.

Построена первая электронная цифровая вычислительная машина (США). В СССР ЭЦВМ разработана в 1950 г.

Создан нейтронный спектрометр.

1946

Основание лаборатории №3 АН СССР под руководством А.И.Алиханова (ИТЭФ)

25 - 26 декабря осуществлена цепная ядерная реакция в первом советском ядерном реакторе (И.В. Курчатов). Уран-графитовый Ф-1

(1946-48) Теория гетерогенного реактора (метод источников – стоков) И.Я.Померанчук, А.И.Ахиезер, А.М.Будкер, А.Б.Мигдал, А.Д.Галанин, С.М.Фейнберг.

Г.Н.Флеров выдвигает идею реактора-размножителя, в котором нарабатывается ядерное топливо в количестве, большем, чем сгоревшего.

Получено значение константы деления урана (Дж. Шарф-Гольдхабер, Дж. Клайбер).

Получены холодные нейтроны (Э. Ферми, Г. Андерсон. Д. Митчелл).

1947

Первая монография по физике реакторов.

А.И.Ахиезер, И.Я.Померанчук. Введение в теорию нейтронных мультиплицирующих систем (реакторов). М.: ИздАТ, 2002

(Лаборатория №3, будущий ИТЭФ)

И.Я.Померанчук и А.Д.Галанин провели полный расчет тяжеловодного гетерогенного реактора на природном уране (1947-48)

А.Д.Галанин, Е.Л.Фейнберг, С.М.Фейнберг применяют метод сферических гармоник для расчета тепловых нейтронов в ячейке, что позволяет дать строгий расчет коэффициента использования тепловых нейтронов в гетерогенных системах.

Заложены основы нейтронографии (Э. Ферми и др.).

Сооружен первый английский ядерный реактор.

1948

А. Снелл и Л. Миллер экспериментально обнаружили бета-распад нейтрона. В 1951 г. это также сделал Дж. Робсон, измерив к тому же период его полураспада.

Изобретение нейтронной радиографии (Х. Кальман).

Первое наблюдение когерентного рассеяния нейтронов (К. Шулл и др.).

Синтезирован 97-й элемент – берклий (Г. Сиборг, С. Томпсон, А. Гиорсо, К. Стрит-младший).

Сооружен первый французский ядерный реактор 20E.

В апреле А.И.Алиханов, В.В.Владимирский и С.Я.Никитин осуществили пуск тяжеловодного гетерогенного реактора на естественном уране. [1]

1949

В СССР начаты работы по созданию реакторов на быстрых нейтронах. (ФЭИ)

29 августа испытана первая советская атомная бомба (И.В. Курчатов).

Осуществлен пуск первого советского тяжеловодного реактора (А.И. Алиханов). [3]

Получение поляризованных пучков нейтронов (Д. Юз, М. Берджи).

1950-е Проектирование и строительство первых АПЛ, АЭС

Создание АЭС

«Гонка вооружений» (массовые ядерные испытания)

Создание промышленных предприятий ядерной отрасли

Развитие численных методов расчета ядерных реакторов

1950

Выдвинута идея термоизоляции горячей плазмы магнитным полем, положенная в основу работы всех термоядерных установок (И.Е. Тамм и др.).

Наблюдение резонансного рассеяния на ядре (Р. Дрессел, М. Гольдхабер, А. Хансон), предсказанного в 1948 г. Гольдхабером и Э. Теллером.

Синтезирован 98-й элемент – калифорний (Г. Сиборг, С. Томпсон, А. Гиорсо, К. Стрит-младший).

Ф.Л.Шапиро количественно рассмотрел влияние доплеровского уширения на резонансное поглощение в блочных системах.

1951

Вступил в строй первый экспериментальный реактор-размножитель EBR-1 с расширенным воспроизводством топлива (бридерный реактор), построенный в Аргоннской национальной лаборатории, от которого впервые получена электрическая энергия (В. Зинн).

1952

Основание НИКИЭТ им Н.А.Доллежала

Идентифицирован 99-й элемент – эйнштейний – из осколков, образовавшихся в первом термоядерном взрыве (Г. Сиборг, А. Гиорсо, С. Томпсон и др.).

Осуществлено неуправляемое высвобождение большого количества термоядерной энергии в первом экспериментальном термоядерном взрыве (о. Бикини).

1953

12 августа впервые испытана водородная бомба (И.В. Курчатов).

В. Фитч и Дж. Рейнуотер измерили радиусы ядер в области значений Z от 13 до 83, показав, что ядерный радиус равен $1,2 \cdot 10^{-13}$ см.

Выработана современная терминология элементарных частиц (барионы, гипероны, лептоны) и символика.

Идентифицирован 100-й элемент – фермий – из осколков, образованных в первом термоядерном взрыве (Г. Сиборг, А. Гиорсо, С. Томпсон и др.).

М.Б.Елизаров, В.С.Дикарев и В.Г.Мадеев проводят подробное экспериментальное изучение резонансного поглощения в урановых блоках и определяют абсолютные

значения резонансных интегралов. Аналогичные измерения проводит Н.А.Бугров (1952-1955)

В.В.Орлов строит теорию резонансного поглощения в блоках урана с учетом рассеяния нейтронов

1954

27 июня вступила в строй первая в мире атомная электростанция мощностью 5000 кВт в г. Обнинске (Д.И. Блохинцев, А.К. Красин и др.) [2]

1955

В СССР построены первые установки «Токамак».

Запущен первый советский экспериментальный реактор на быстрых нейтронах БР-1.

Построена первая атомная подводная лодка.

Синтезирован 101-й элемент – менделевий (Г. Сиборг, А. Гиорсо, Б. Гарвей, Г. Чопин, С. Томпсон).

Первая международная конференция по мирному использованию атомной энергетики (Женева).

1956

Вступила в строй первая английская атомная электростанция (Колдер – Холл) с газографитовым реактором.

1957

Вступила в строй первая американская атомная электростанция (Шиппингпорт) с реактором водо-водяного типа под давлением.

Ю.В.Петров и независимо В.В.Орлов (1958 г.) обобщают теорию резонансного поглощения в гетерогенных системах на случай тесных решеток урана и находят эффекты, учитывающие взаимную экранировку блоков.

Ледокол «Ленин»

1958

Вступила в строй термоядерная установка с магнитными зеркалами «Огра-1», самая большая в то время.

1960-е Становление ядерной отрасли

Начало массового строительства АЭС во всем мире

Начало использования ЭВМ при проектировании реакторов

Развитие термоядерных исследований

1960

Построен импульсный реактор на быстрых нейтронах (И.М. Франк, Д.И. Блохинцев). Дубна, ОИЯИ

1962

Вступили в строй советские термоядерные установки ПР-5 и «Токамак-3»

1963

Экспериментально открыто явление испускания запаздывающих протонов (В.А. Карнаухов и др.).

Экспериментально установлено явление спонтанного деления атомных ядер, находящихся в нестабильном состоянии (Г.Н. Флеров, С.М. Поликанов и др.).

14 августа вступила в строй первая в мире ядерная установка «Ромашка» с непосредственным превращением ядерной энергии в электрическую (М.Д. Миллионщиков и др.).

Выдвинута идея получения высокотемпературной плазмы с помощью сфокусированного излучения лазера (лазерный термоядерный синтез) (Н.Г. Басов, О.Н. Крохин).

Синтезирован 104-й элемент – курчатовий – при облучении мишени плутония-242 ускоренными ионами неона-22 (Г.Н. Флеров и др.).

1964

ВВЭР-210 Нововоронежская АЭС (первый ВВЭР в СССР)

1965

Г.Н. Флеров с сотрудниками синтезировал изотоп 103 в реакции облучения америция-243 ионами кислорода-18.

1967

Вступила в строй советская термоядерная установка «Ураган».

1968

В СССР на установке «Токамак-3» зарегистрированы первые термоядерные нейтроны (Л.А. Арцимович).

Впервые зафиксировано возникновение нейтронов от плазмы, нагретой лазерным лучом (Н.Г. Басов).

Наблюдение ультрахолодных нейтронов (Ф.Л. Шапиро).

1970-е Становление ядерной отрасли (головокружение от успехов)

Бурный рост ядерной энергетики (экспонента удвоение 4-6 лет)

Программы нейтронно-физического расчета

Ленты ENDF-B

Экономика ядерной отрасли (оценка запасов урана, вывод о необходимости быстрых реакторов)

Монографии ФЯР

1970

Синтезирован 105-й элемент при облучении америция ионами неона (Г.Н. Флеров и др.).

1971

В СССР создан первый в мире действующий термоэмиссионный реактор-преобразователь «Топаз».

1973

В СССР осуществлен энергетический пуск опытной промышленной АЭС с реактором на быстрых нейтронах БН-350 и опреснительной установкой (г. Шевченко).

РБМК-1000 на Ленинградской АЭС

1974

Синтезирован 106-й элемент (Г.Н. Флеров и др.).

Белл Д., Глесстон С., Теория ядерных реакторов, 1974, М.: Атомиздат

1975

Вступила в строй термоядерная установка «Токамак-10».

1979

Авария на американской АЭС «Три-Майл-Айланд»

1980-е Накопление проблем в ядерной отрасли

Продолжение роста ядерной энергетики (экспонента удвоение 4-6 лет)

Строительство АЭС по миру (Азия, Латинская Америка)

Концепция самозащищенных реакторов

1986

Авария на 4-ом блоке Чернобыльской АЭС

1990-е Кризис ядерной отрасли

Стабилизация числа энергетических реакторов

Политические вопросы ядерной энергетики (нераспространение ЯМ, учет и контроль ЯМ, физическая защита ЯО)

Проблема РАО

2000-е Возрождение интереса к ядерной отрасли (Ядерный ренессанс)

2.2. Текущее состояние ядерной энергетики в России.

На рис. 2.6 представлен фрагмент таблицы, которая появилась на запрос о ядерной энергетике России по типам реакторам в базе данных PRIS, о которой говорилось в на предыдущей лекции.

PRIS Home Page - Microsoft Internet Explorer

Файл Правка Вид Избранное Сервис Справка

Назад Поиск Избранное Журнал

Адрес http://www.iaea.org/programmes/a2/

IAEA PRIS

WHAT IS PRIS
PUBLICATIONS
SERVICES
HOW TO ORDER
PRIS PC SOFTWARE

NUCLEAR POWER PLANT INFO
WORLD SUMMARY
REACTOR DETAILS

Select Country
Russian Federation

Sorting Order
by type

SEARCH

(*) Information on nuclear power plants in Taiwan, China can be provided on request.

Registered Users

POWER REACTOR INFORMATION SYSTEM

Russian Federation: Nuclear Power Reactors - By Type

Under Construction	7	Operational	31
Shutdown	5		

Annual Electrical Power Production for 2007	
Total Power Production (including Nuclear)	Nuclear Power Production
925200 GWh(e)	147770 GWh(e)

Click on the name of a reactor to view its full details.

Name	Type	Status	Location	Capacity (MWe)		Date
				Net	Gross	
BELOYARSKY-3 (BN-800)	FBR	Operational	SVERDLOVSK	560	600	1980/04/08
BELOYARSKY-4 (BN-800)	FBR	Under Construction	SVERDLOVSK	750	800	
APS-1 OBNINSK	LWGR	Permanent Shutdown	KALUGA	5	6	1954/06/26
BELOYARSKY-1	LWGR	Permanent Shutdown	SVERDLOVSK	102	108	1964/04/26
BELOYARSKY-2	LWGR	Permanent Shutdown	SVERDLOVSK	146	160	1967/12/29
PILIPINO 1	LWGR	Permanent Shutdown	SVERDLOVSK	146	160	1967/12/29

Рис. 2.1. Информация о ядерной энергетике России.

Как видно из таблицы в 2007 году в России работал 31 энергетический реактор, 7 реакторов строятся и 5 реакторов не эксплуатируются длительное время (остановлены). Так же из приведенного фрагмента таблицы видно, что блок №3 Белоярской АЭС (БН-600): является реактором на быстрых нейтронах (FBR); имеет электрическую мощность 600 МВт из которых 560 МВт отдает в сеть; был подключен к сети 8 апреля 1980 г. Название реактора является в данной таблице активной кнопкой. Используя активную кнопку можно более подробно узнать и работе реактора по всем годам эксплуатации. Например, для реактора БН-600 можно узнать: строительство началась 1 января 1969 г.; за все время эксплуатации, включая 2007 год, передано в сеть 96920 ГВт*час электрической энергии; средний КИУМ за все время работы составил 73,35%.

В 2008 году в России работало на 10 АЭС 31 ядерный реактор с общей электрической мощностью 23,2 ГВт.

АЭС	реакторы	Мощность, ГВт
Балаковская	ВВЭР-1000 – 4	4,0
Белоярская	БН-600 - 1	0,6
Билибинская	ЭГП-6 - 4	0,05
Волгодонская	ВВЭР-1000 – 1	1,0
Калининская	ВВЭР-1000 – 3	3,0
Кольская	ВВЭР-440 – 4	1,76
Курская	РБМК-1000 - 4	4,0
Ленинградская	РБМК-1000 - 4	4,0
Нововоронежская	ВВЭР-1000 – 1 ВВЭР-440 - 2	1,88
Смоленская	РБМК-1000 - 3	3,0

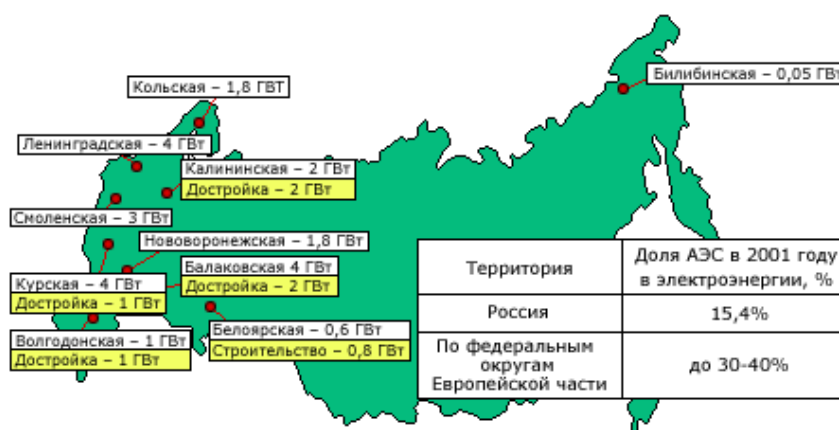


Рис. 2.1. Ядерная энергетика России

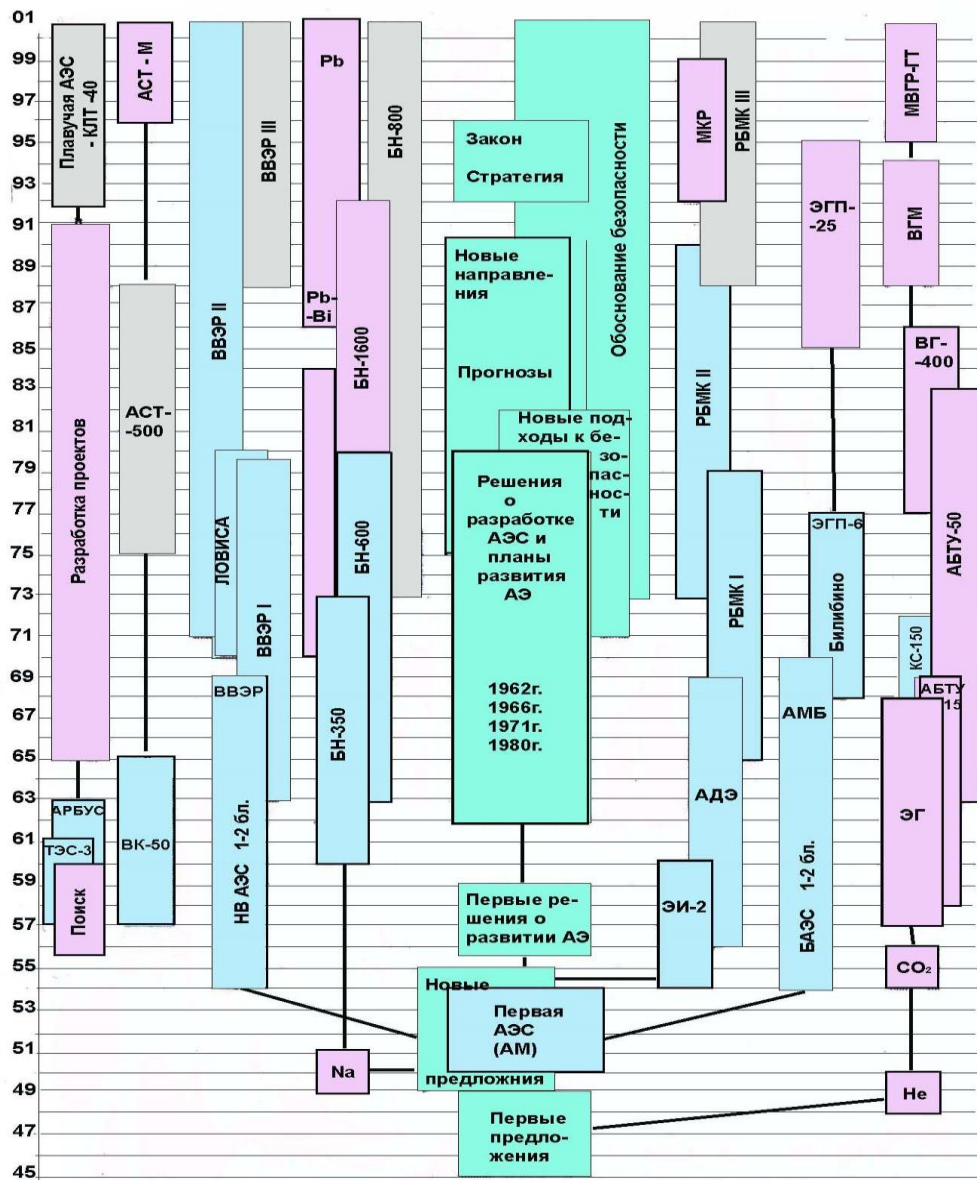


Рис. 2.2. Дерево развития ядерной энергетики СССР и России

2.3. Предприятия ядерного топливного цикла.

Топливный цикл - комплекс операций на предприятиях ядерной энергетики, таких как добыча и переработка руды, обогащение урана изотопом U-235, приготовление ядерного топлива, фабрикация топливных элементов и сборок, переработка выгоревшего топлива, захоронение радиоактивных отходов.



2.4. Планы развития ядерной энергетики в России.

ФЕДЕРАЛЬНАЯ ЦЕЛЕВАЯ ПРОГРАММА

"Развитие атомного энергопромышленного комплекса России на 2007 - 2010 годы и на перспективу до 2015 года"

Целями Программы являются:

реализация ускоренного развития атомного энергопромышленного комплекса для обеспечения геополитических интересов страны и энергетической безопасности Российской Федерации за счет ввода в эксплуатацию новых типовых серийных энергоблоков атомных электростанций общей установленной электрической мощностью не менее 2 ГВт в год, продвижение продукции (работ, услуг) российских организаций ядерного топливного цикла на мировые рынки и переход к строительству и эксплуатации атомных электростанций за пределами территории Российской Федерации.

Задачами Программы являются:

- развитие мощностей атомных электростанций, включая достройку энергоблоков атомных электростанций высокой степени готовности, продление сроков эксплуатации действующих энергоблоков атомных электростанций, строительство и ввод в эксплуатацию новых типовых серийных энергоблоков атомных электростанций;
- развитие и реконструкция производственных мощностей организаций ядерного топливного цикла;
- развитие мощностей по обращению с отработавшим ядерным топливом и радиоактивными отходами на атомных электростанциях и подготовка к выводу из эксплуатации энергоблоков атомных электростанций;
- переход к инновационным технологиям развития атомной энергетики.

Последовательность ввода энергоблоков по Генеральной схеме



2.5. Проблемы ядерной энергетики.

Безопасность окружающей среды

Аварии на АЭС (Три-Майл_Айланд 1979, Чернобыль 1986)

Отходы производств ЯТЦ (РАО) (р.Теча ПО «Маяк»)

ОЯТ (переработка и захоронение)

Вывод из эксплуатации реакторов и АЭС

Ограниченная топливная база для АЭС на тепловых нейтронах

Проблема нераспространения ДМ

ФЕДЕРАЛЬНАЯ ЦЕЛЕВАЯ ПРОГРАММА

**"Обеспечение ядерной и радиационной безопасности на 2008 год
и на период до 2015 года"**

Лекция 3. Состав атомных ядер. Ядерные силы. Энергия связи. Формула Вайцекера. Радиоактивный распад. Типы распадов. Закон радиоактивного распада.

3.1. Состав атомных ядер.

В 1932 г. Иваненко высказал гипотезу, что в состав ядра атома входят только два вида элементарных частиц протоны ${}^1_1\text{p}$ и нейтроны ${}^1_0\text{n}$.

Массу ядер измеряют в единицах атомной массы (1/12 массы изотопа углерода ${}^{12}_6\text{C}$). Число протонов в ядре равно порядковому номеру Z элемента в периодической таблице, изотопы отличаются числом нейтронов. Нуклоны (протоны и нейтроны) связаны в ядре сильным взаимодействием, переносчиком которого являются мезоны. Сильное взаимодействие удерживает протоны от кулоновского расталкивания.

Различные изотопы одного элемента имеют одинаковые химические свойства, поскольку электрический заряд ядра и структура электронных орбит у них одинакова. Однако изотопы имеют различные массы и различные ядерные свойства. Большинство элементов в природе имеет несколько стабильных изотопов, которые образуют природную смесь изотопов. В таблице Менделеева для элемента приводится средне взвешенная масса по всем изотопам. Состав природной смеси и свойства изотопов можно найти в специальных таблицах и базах данных. На рис.3.1 представлен фрагмент таблицы изотопов (N.E.Holden, 2000)

Из рисунка 3.1 видно, что водород имеет два стабильных изотопа: ${}^1_1\text{H}$ - легкий изотоп (водород) и ${}^2_1\text{H}$ - тяжелый водород (дейтерий). Дейтерий присутствует во всех водородосодержащих средах и его доля составляет $0,015 \pm 0,001\%$ по атомам. У водорода имеются радиоактивные изотопы. Наиболее известный и важный радиоактивный изотоп водорода ${}^3_1\text{H}$ (тритий) имеет период полураспада 12,33 года. Тритий в результате минус-бета распада превращается в стабильный изотоп гелия ${}^3_2\text{He}$. Другие радиоактивные изотопы водорода имеют очень малые периоды полураспада и не представляют практического интереса. Поэтому данные о них часто не приводятся в аналогичных таблицах.

TABLE OF ISOTOPES (CONTINUED)

Elem. or Isot.	Natural Abundance (%)	Atomic Mass or Weight	Half-Life	Decay Mode/Energy (/MeV)	Particle Energy /Intensity (MeV/%)	Spin (h/2p)	Nuclear Magnetic Mom. (nm)	Elect. Quadr. Mom. (b)	g-ray/Energy Intensity (MeV/%)
1_0n		1.008664924	614. s	β^- 0.78235	0.782/100.	1/2+	-1.913043		
1_1H		1.00794(7)							
1H	99.985(1)	1.007825032				1/2+	+2.79285		
2H	0.015(1)	2.014101778				1+	+0.85744	+2.86 mb	
3H		3.016049268	12.33 y	β^- 0.01859	0.01860/100.	1/2+	+2.97896		
4H		4.0278	1.9×10^{-22} s	n/	/100	2-			
5H		5.040	$8. \times 10^{-23}$ s	n/	/100				
6H		6.0449	$3. \times 10^{-22}$ s						
2He		4.002602(2)							
3He	1.37×10^{-4}	3.016029309				1/2+	-2.12762		
4He	$\approx 100.$	4.002603250				0+			
5He		5.01222	7.6×10^{-22} s	n, α		3/2-			
6He		6.018888	0.807 s	β^- 73.508, d	3.510/100.	0+			
7He		7.02803	$3. \times 10^{-21}$ s	n		(3/2)-			
8He		8.03392	0.119 s	β^- 710.65, t	13/88.	0+			0.9807/84. 0.4776/5.
9He		9.0438	$7. \times 10^{-21}$ s	n	/100	(1/2-)			
^{10}He		10.0524	$3. \times 10^{-21}$ s	2n	/100	0+			
3Li		6.941(2)							
4Li		4.0272	$9. \times 10^{-23}$ s	p/	/100	2-			
5Li		5.01254	$\approx 3. \times 10^{-22}$ s	p/		3/2-			

Рис. 3.1. Фрагмент таблицы изотопов

В столбцах таблицы изотопов, изображенной рис. 3.1, содержится следующая информация:

Element or isotope	Для элемента приводится атомный номер и химический символ- A_ZX Для изотопа приводится массовое число и химический символ- AX Для изомера рядом с массовым числом указывается m – ^{24m}Na
Natural Abundance	Доля изотопа в природной смеси в атомных %
Atomic Mass	Относительная атомная масса в а.е.м. (1/12 массы изотопа ^{12}C)
Half-life	Период полураспада и его размерность
Decay mode/Energy	Тип распада и выделяемая энергия, МэВ
Particle energy	Энергия частиц, МэВ и интенсивность, %
Spin	Спин ядра, h/2p
Nucl.Magnetic mom.	Магнитный дипольный момент ядра
Elect.Quadr.Mom.	Электрический квадрупольный момент
g-ray Energy/Intens.	Энергия гамма-квантов, МэВ и интенсивность, %

Другим способом представления информации об изотопах является карта нуклидов. Эта таблица, в которой в столбцах указывается число нейтронов, а в строках число протонов в ядре. Таким образом, каждая ячейка таблицы отводится под определенный изотоп. Все изотопы одного элемента располагаются в одной строках.

																					22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34					
																						21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33				
																						20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32				
																						18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31			
																						17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30			
																						14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	
																						12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28
																						10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	
																						9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22			
																						7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19				
																						6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16						
																						4	5	6	7	8	9	10	11	12								
																						3	4	5	6	7	8	9	10									
																						1	2	3	4	5	6											
																						n																

Рис. 3.2. Фрагмент карты нуклидов.

Некоторые из карт нуклидов представлены в Интернете. Например, JANIS (Java-based nuclear information software) – программа визуализации ядерных данных (<http://www.nea.fr/janis/>). Разработка системы была начата в 90-х годах прошлого века при поддержке европейского ядерного энергетического агентства (NEA/OECD) в университете Бирмингема при сотрудничестве с французским центром ядерной спектроскопии (CSNSM-Orsay). Старое название программы JEF-PC. С помощью JANIS обеспечивается доступ к информации, содержащейся в трех банках данных: оцененных ядерных данных (ENDF формат), экспериментальных ядерных данных (EXFOR формат) и библиографических данных (CINDA).

3.2. Ядерные силы. Энергия связи. Формула Вайцекера.

Для того, чтобы атомные ядра были устойчивыми, протоны и нейтроны должны удерживаться внутри ядер огромными силами, во много раз превосходящими силы кулоновского отталкивания протонов. Силы, удерживающие нуклоны в ядре, называются ядерными. Они представляют собой проявление самого интенсивного из всех известных в физике видов взаимодействия – так называемого сильного взаимодействия. Ядерные силы примерно в 100 раз превосходят электростатические силы и на десятки порядков превосходят силы гравитационного взаимодействия нуклонов. Важной особенностью ядерных сил является их короткодействующий характер. Ядерные силы заметно проявляются, как показали опыты Резерфорда по рассеянию α -частиц, лишь на расстояниях порядка размеров ядра (10^{-12} – 10^{-13} см). На больших расстояниях проявляется действие сравнительно медленно убывающих кулоновских сил.

На основании опытных данных можно заключить, что протоны и нейтроны в ядре ведут себя одинаково в отношении сильного взаимодействия, т. е. ядерные силы не зависят от наличия или отсутствия у частиц электрического заряда.

Важнейшую роль в ядерной физике играет понятие энергии связи ядра.

Энергия связи ядра равна минимальной энергии, которую необходимо затратить для полного расщепления ядра на отдельные частицы. Из закона сохранения энергии следует, что энергия связи равна той энергии, которая выделяется при образовании ядра из отдельных частиц.

Энергию связи любого ядра можно определить с помощью точного измерения его массы. В настоящее время физики научились измерять массы частиц – электронов, протонов, нейтронов, ядер и др. – с очень высокой точностью. Эти измерения показывают, что масса любого ядра $M_{\text{я}}$ всегда меньше суммы масс входящих в его состав протонов и нейтронов:

$$M_{\text{я}} < Zm_{\text{p}} + Nm_{\text{n}}.$$

Разность масс протонов и нейтронов, составляющих ядро, и массы ядра называется дефектом массы.

$$\Delta M = Zm_{\text{p}} + Nm_{\text{n}} - M_{\text{я}}.$$

По дефекту массы можно определить с помощью формулы Эйнштейна $E = mc^2$ энергию, выделившуюся при образовании данного ядра, т. е. энергию связи ядра $E_{\text{св}}$:

$$E_{\text{св}} = \Delta Mc^2 = (Zm_{\text{p}} + Nm_{\text{n}} - M_{\text{я}})c^2.$$

Эта энергия выделяется при образовании ядра в виде излучения γ -квантов.

Рассчитаем в качестве примера энергию связи ядра гелия, в состав которого входят два протона и два нейтрона. Масса ядра гелия $M_{\text{я}} = 4,00260$ а. е. м. Сумма масс двух протонов и двух нейтронов составляет $2m_{\text{p}} + 2m_{\text{n}} = 4,03298$ а. е. м. Следовательно, дефект массы ядра гелия равен $\Delta M = 0,03038$ а. е. м. Расчет по формуле $E_{\text{св}} = \Delta M c^2$ приводит к следующему значению энергии связи ядра: $E_{\text{св}} = 28,3$ МэВ. Это огромная величина. Образование всего 1 г гелия сопровождается выделением энергии порядка 10^{12} Дж. Примерно такая же энергия выделяется при сгорании почти целого вагона каменного угля. Энергия связи ядра на много порядков превышает энергию связи электронов с атомом. Для атома водорода например, энергия ионизации равна 13,6 эВ.

В таблицах принято указывать удельную энергию связи, т. е. энергию связи на один нуклон. Для ядра гелия удельная энергия связи приблизительно равна 7,1 МэВ/нуклон. На рис.3.3 приведен график зависимости удельной энергии связи от массового числа A . Как видно из графика, удельная энергия связи нуклонов у разных атомных ядер неодинакова. Для легких ядер удельная энергия связи сначала круто возрастает от 1,1 МэВ/нуклон у дейтерия до 7,1 МэВ/нуклон у гелия. Затем, претерпев ряд скачков, удельная энергия медленно возрастает до максимальной величины 8,7 МэВ/нуклон у элементов с массовым числом $A = 50-60$, а потом сравнительно медленно уменьшается у тяжелых элементов. Например, у урана она составляет 7,6 МэВ/нуклон.

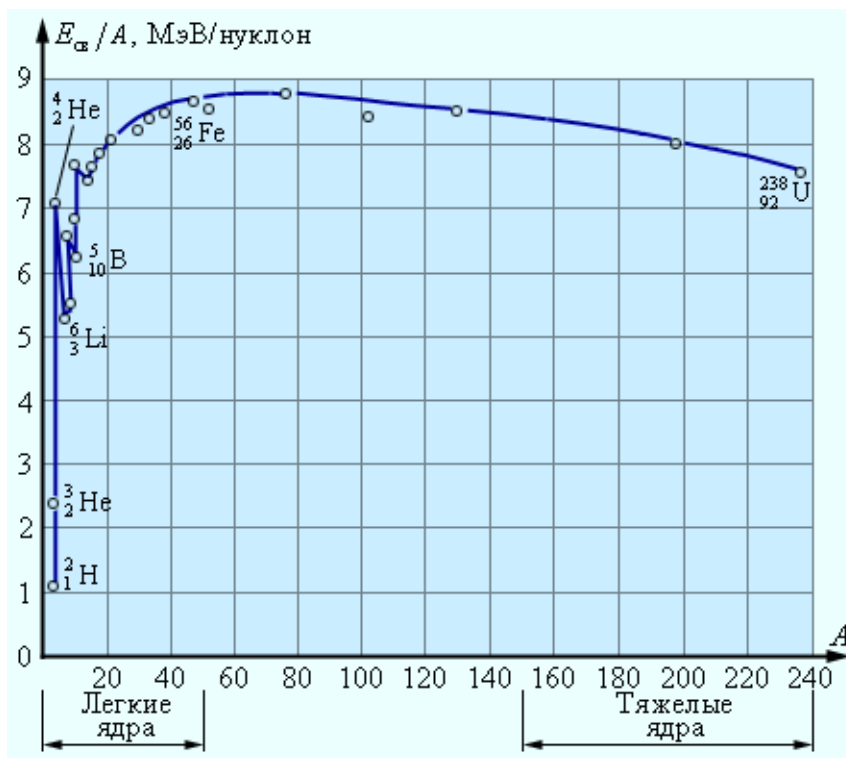


Рис. 3.3. Удельная энергия связи ядер.

Уменьшение удельной энергии связи при переходе к тяжелым элементам объясняется увеличением энергии кулоновского отталкивания протонов. В тяжелых ядрах связь между нуклонами ослабевает, а сами ядра становятся менее прочными.

В случае стабильных легких ядер, где роль кулоновского взаимодействия невелика, числа протонов и нейтронов Z и N оказываются одинаковыми. Под действием ядерных сил как бы образуются протон-нейтронные пары. Но у тяжелых ядер, содержащих большое число протонов, из-за возрастания энергии кулоновского отталкивания протонов для обеспечения устойчивости требуются дополнительные нейтроны. На рис.3.4 приведена диаграмма, показывающая числа протонов и нейтронов в стабильных ядрах. У ядер, следующих за висмутом ($Z > 83$), из-за большого числа протонов полная стабильность оказывается вообще невозможной.

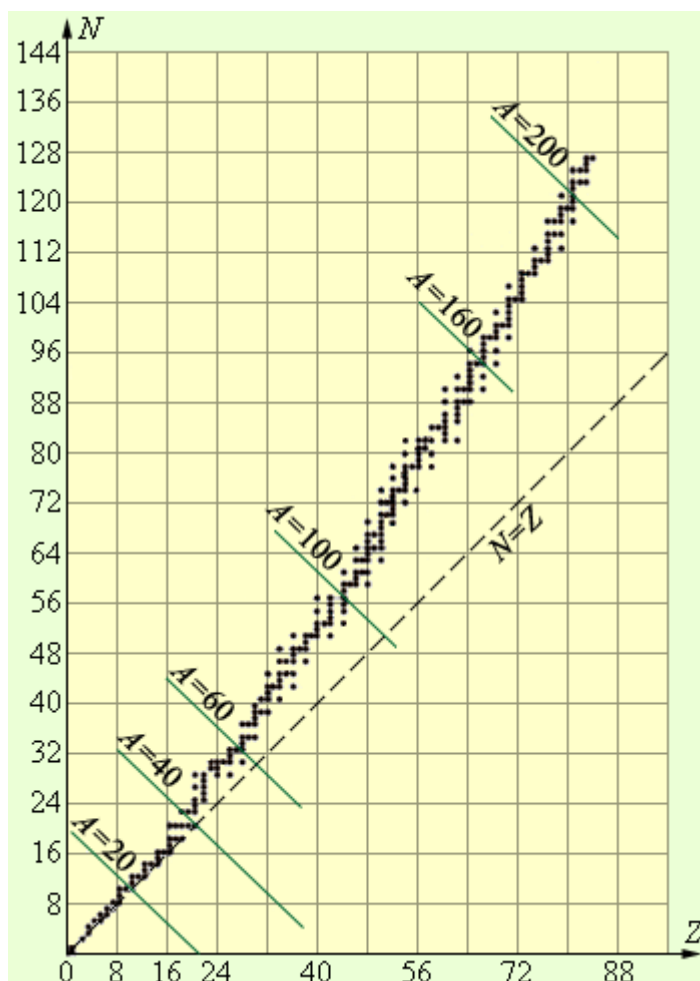


Рисунок 3.4. Числа протонов и нейтронов в стабильных ядрах.

Из рис.3.3 видно, что наиболее устойчивыми с энергетической точки зрения являются ядра элементов средней части таблицы Менделеева. Это означает, что существуют две возможности получения положительного энергетического выхода при ядерных превращениях: 1) деление тяжелых ядер на более легкие; 2) слияние легких ядер в более тяжелые. В обоих этих процессах выделяется огромное количество энергии. В настоящее время оба процесса осуществлены практически: реакции деления и термоядерные реакции. Следует обратить внимание на то, что синтез легких ядер сопровождается примерно в 6 раз большим выделением энергии на один нуклон по сравнению с делением тяжелых ядер.

На основе капельной модели Вейцеккер предложил полуэмпирическую формулу для энергии связи ядер.

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{\frac{2}{3}} - \gamma \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - \zeta \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta A^{-\frac{2}{3}}$$

где коэффициенты определены экспериментально и делаются попытки их теоретического обоснования. Например, часто используют следующие коэффициенты $\alpha=15,75$ МэВ, $\beta=17,8$ МэВ, $\gamma=0,71$ МэВ, $\zeta=94,8$ МэВ. $\delta = |\delta|$ для четно – четных ядер, $\delta = 0$ для нечетных ядер, $\delta = -|\delta|$ для нечетно-нечетных ядер. $|\delta| = 34$ МэВ.

3.3. Радиоактивный распад. Типы распадов. Закон радиоактивного распада.

Радиоактивность была открыта в 1896 г. Беккерелем: естественная радиоактивность солей урана, засветившая фотопластинку. Все химические элементы с номерами большими 83 - радиоактивны.

Радиоактивный распад - это самопроизвольное превращение одного изотопа в другой (возможно даже в изотоп другого элемента) сопровождающийся сбросом энергии ядра в окружающее пространство.

Все известные типы радиоактивных превращений являются следствием фундаментальных взаимодействий микромира: сильных взаимодействий (ядерные силы) или слабых взаимодействий. Первые ответственны за превращения, сопровождающиеся испусканием ядерных частиц, например α -частиц, протонов или осколков деления ядер; вторые проявляются в β -распаде ядер. Электромагнитные взаимодействия ответственны за квантовые переходы между различными состояниями одного и того же ядра, которые сопровождаются испусканием гамма-излучения. Эти переходы не связаны с изменениями состава ядер и поэтому, согласно современной классификации, не принадлежат к числу

радиоактивных превращений. Понятие радиоактивности распространяют также на β -распад нейтронов.

Поэтому условно нижней границей продолжительности жизни радиоактивных ядер считается время порядка 10^{-12} секунд.

Типы радиоактивных превращений. Все известные виды радиоактивности можно разделить на две группы: элементарные (одноступенчатые) превращения и сложные (двухступенчатые). К первым относятся: 1) альфа-распад, 2) все варианты бета-распада (с испусканием электрона, позитрона или с захватом орбитального электрона), 3) спонтанное деление ядер, 4) протонная радиоактивность, 5) двупротонная радиоактивность, 6) двунейтронная радиоактивность. В случае β -распада достаточно большое время жизни ядер обеспечивается природой слабых взаимодействий. Все остальные виды элементарных радиоактивных процессов обусловлены ядерными силами и потенциальными барьерами внутри ядер.

К двухступенчатым радиоактивным превращениям относят процессы испускания т. н. запаздывающих частиц: протонов, нейтронов, α -частиц, ядер трития и ${}^3\text{He}$, а также запаздывающее спонтанное деление. Запаздывающие процессы включают в себя β -распад как предварительную стадию, обеспечивающую задержку последующего, мгновенного испускания ядерных частиц. Таким образом, в случае двухступенчатых процессов критерий радиоактивности относительно времени жизни удовлетворяется только для первой стадии, благодаря её осуществлению за счёт слабых взаимодействий.

Закон радиоактивного распада дает зависимость $N(t)$ - числа радиоактивных ядер от времени. Поскольку отдельные радиоактивные ядра распадаются независимо друг от друга, можно считать, что число ядер dN , распадавшихся в среднем за интервал времени от t до $t+dt$, пропорционально числу ядер $N(t)$, имеющихся в момент времени t и промежутку времени dt :

$$dN = -\lambda \cdot N(t) \cdot dt \quad (3.1)$$

здесь λ - постоянная радиоактивного распада. Знак минус указывает на то, что число ядер уменьшается.

Предположим, что в нулевой момент времени имелось N_0 радиоактивных ядер. Интегрирование дифференциального уравнения (3.1) до момента времени t приводит к зависимости числа радиоактивных ядер от времени.

$$N(t) = N_0 \cdot \exp(-\lambda \cdot t) \quad (3.2)$$

Формула (3.2) и выражает собой закон радиоактивного распада. Зависимость числа радиоактивных ядер от времени изображена на рис. 3.5.

Периодом полураспада $T_{1/2}$ называется время, за которое распадается половина первоначального количества ядер. Из (3.2) для $t=T_{1/2}$ имеем:

$$N_0 / 2 = N_0 \cdot \exp(-\lambda \cdot T_{1/2})$$

откуда:

$$T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$$

Период полураспада для различных радиоактивных ядер имеет разное значение, изменяющееся в очень широких пределах: от $3 \cdot 10^{-7}$ с до $5 \cdot 10^{15}$ лет.

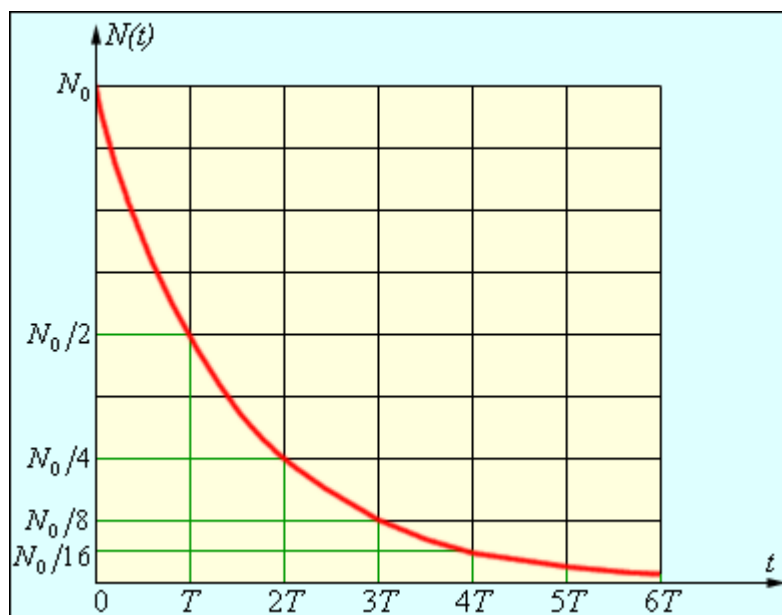


Рис. 3.5. Зависимость количества радиоактивных ядер от времени

Активностью A радиоактивного вещества называется число распадов в единицу времени.

$$A = \lambda \cdot N(t)$$

Единицей активности в системе СИ является Беккерель (Бк), равный одному распаду в секунду. Используется также и внесистемная единица активности - Кюри (Ки), равная $3,7 \cdot 10^{10}$ распадов в секунду.

Возникающие в результате радиоактивного распада ядра часто тоже оказываются радиоактивными. В результате возникает целый ряд радиоактивных превращений, заканчивающихся стабильным элементом. В настоящее время обнаружено четыре

радиоактивных ряда: ряды, начинающиеся с тория ${}_{90}^{232}\text{Tn}$ и двух изотопов урана ${}_{92}^{235}\text{U}$ и

${}_{92}^{238}\text{U}$, заканчиваются стабильными изотопами свинца ${}_{82}^{208}\text{Pb}$ для тория

($^{207}_{82}\text{Pb}$ для $^{235}_{92}\text{U}$ и $^{208}_{92}\text{Pb}$ для $^{238}_{92}\text{U}$). Ряд нептуния $^{237}_{93}\text{Np}$ заканчивается стабильным ядром висмута $^{209}_{83}\text{Bi}$.

Радиоактивность существующих в природе ядер называется *естественной*. Радиоактивность ядер, полученных посредством ядерных реакций, называется *искусственной*. Процесс радиоактивного превращения и в том и в другом случае подчиняется одним и тем же законам.

Лекция 4.

Определение ядерной реакции. Элементарные частицы. Особенности ядерных реакций с нейтронами. Классификация нейтронов по энергии. Сечение ядерной реакции. Микроскопическое и макроскопическое нейтронные сечения.

4.1. Определение ядерной реакции.

Ядерная реакция — процесс превращения атомных ядер, происходящий при их взаимодействии с элементарными частицами, гамма-квантами и друг с другом, часто приводящий к выделению колоссального количества энергии. Спонтанные (происходящие без воздействия налетающих частиц) процессы в ядрах — например, радиоактивный распад — обычно не относят к ядерным реакциям. Для осуществления реакции между двумя или несколькими частицами необходимо, чтобы взаимодействующие частицы (ядра) сблизилась на расстояние порядка 10^{-13} см, то есть характерного радиуса действия ядерных сил. Ядерные реакции могут происходить как с выделением, так и с поглощением энергии. Реакции первого типа, экзотермические, служат основой ядерной энергетики и являются источником энергии звёзд. Реакции, идущие с поглощением энергии (эндотермические), могут происходить только при условии, что кинетическая энергия сталкивающихся частиц (в системе центра масс) выше определённой величины (порога реакции). Исходные частицы и ядра в результате ядерных реакций превращаются в продукты реакции.

4.2. Элементарные частицы

По первоначальному смыслу понятие "элементарный" означает простейший, не имеющий внутренней структуры, неделимый. По мере углубления наших знаний о природе материи многие объекты микромира, ранее считавшиеся элементарными, потеряли право так называться.

Известным примером такого рода является атом (по-гречески "неделимый"). Атомы, отвечающие определенным хим. элементам, как известно, состоят из электронов и атомных ядер. Физические исследования показали, что ядра тоже составные частицы, они построены из протонов и нейтронов. Следовательно, ни ядра, ни тем более атомы не являются. Электроны, а также протоны и нейтроны часто называются элементарными частицами, хотя протоны и нейтроны, как установлено, состоят из кварков. На современном уровне знаний у электронов и других лептонов (см. ниже), а также у кварков внутренняя структура не обнаружена, хотя и существуют теоретические модели, согласно

которым и лептоны, и кварки построены из более фундаментальных кирпичиков мироздания - преонов (этот термин, впрочем, пока не является общепринятым).

Исторически первыми экспериментально обнаруженными элементарными частицами были электрон, протон, а затем нейтрон. Казалось, что совокупности этих частиц и кванта электромагнитного поля фотона достаточно для построения известных форм вещества (атомов и молекул). Вещество при таком подходе строилось из протонов, нейтронов и электронов, а электромагнитное поле осуществляло взаимодействие между ними. Однако вскоре выяснилось, что мир устроен значительно сложнее. Было установлено, что для каждой частицы имеется своя античастица, отличающаяся от нее лишь знаком зарядов (см. ниже); для частиц с нулевыми значениями всех зарядов античастица совпадает с частицей (пример - фотон). Далее, с развитием экспериментальной ядерной физики, к перечисленным выше четырем (или с учетом античастиц - семи) частицам прибавилось еще свыше 300 частиц. Можно считать установленным, что большинство этих частиц построено из кварков, число которых равно 6 (или 12 с учетом антикварков).

Еще одним важнейшим достижением физики микромира стало открытие, что элементарным частицам присуще не только электромагнитное взаимодействие. С изучением строения атомных ядер выяснилось, что силы, удерживающие протоны и нейтроны в ядре, не являются электромагнитными. Характерное для нуклонов (протонов и нейтронов в ядре) взаимодействие получило название сильного или ядерного. Оно оказалось короткодействующим - на расстояниях r , превышающих 10^{-13} см, сильное взаимодействие пренебрежимо мало. Однако при $r < 10^{-13}$ см его величина существенно (в 10-100 раз) превосходит электромагнитное, что отражено в его названии. Открытие нестабильности нейтрона и некоторых атомных ядер указало на существование еще одного типа взаимодействия, названного слабым. Тремя перечисленными выше типами взаимодействий, а также гравитационным взаимодействием исчерпываются известные типы фундаментальных физических взаимодействий. Существует точка зрения, что все 4 (или хотя бы 3) типа взаимодействий представляют собой явления одной природы и должны описываться единым образом. Классификация элементарных частиц приведена в таблице 4.1.

Кроме частиц, приведенных в таблице 4.1, имеется большое число короткоживущих частиц, т.н. резонансов, обладающих временем жизни $\sim 10^{-20}$ - 10^{-24} с. Для приведенных частиц в таблице частиц не указаны их античастицы, имеющие те же значения массы, времени жизни, но противоположные знаки квантовых чисел Q, L, B, S, C . Должны существовать барионы с большими значениями C (до 3), а также с ненулевыми

значениями C и S одновременно; недавно обнаружен мезон ($m \approx 5$ ГэВ), у которого не равно нулю квантовое число ("красота"), приписываемое b -кварку.

Таблица 4.1.

Элементарные частицы (Q - Электрич. заряд, L - Лептонный заряд, B - Барийонный заряд, S - Странность, C - Очарование).

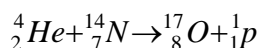
Тип частицы	Символ	Масса m , МэВ	Спин, в ед. \hbar	Время жизни, с	Q	L	B	S	C		
Лептоны	e^-	0,511	1/2	$> 6 \cdot 10^{29}$	-1	1	0	0	0		
	ν_e	$\leq 3 \cdot 10^{-5 2)}$		Стабильно	0						
	μ^-	105		$2, 2 \cdot 10^{-6}$	-1						
	ν_μ	$< 0,52^2)$		Стабильно	0						
	τ^-	1784		$\approx 5 \cdot 10^{-13}$	-1						
	ν_τ	$< 150^2)$		Стабильно	0						
Мезоны-переносчики взаимодействия	γ	0	1	Стабилен	0	0	0	0	0		
	W^\pm	$\approx 8,3 \cdot 10^4$		$\approx 3 \cdot 10^{-25 4)}$	± 1						
	Z^0	$\approx 9,3 \cdot 10^4$		$\approx 3 \cdot 10^{-25 4)}$	0						
	Глюон	0		стабилен	0						
Мезоны (адроны)	π^0	135	0	$0, 8 \cdot 10^{-16}$	0	0	0	0	0		
	π^+	140		$2, 6 \cdot 10^{-8 7)}$	+1			0	0		
	K^0	498			0			+1	0		
	K^+	494		$1, 2 \cdot 10^{-8}$	+1			0	0	+1	0
	D^0	1864		$\approx 5 \cdot 10^{-13}$	0			0	+1	0	
	D^+	1869		$\sim 10^{-12}$	+1			0	+1	0	
	F^+	2020		$\approx 2 \cdot 10^{-13}$	+1			-1	+1	0	
Барионы (адроны)	p	938,3	1/2	$> 10^{38}$	+1	0	1	0	0		
	n	939,6		≈ 900	0			0	0		
	Λ	1115		$2, 6 \cdot 10^{-10}$	0			-1	0		
	Σ^+	1189		$0, 8 \cdot 10^{-10}$	+1			-1	0		
	Σ^0	1192		$6 \cdot 10^{-20}$	0			-1	0		
	Σ^-	1197		$1, 5 \cdot 10^{-10}$	-1			-1	0		
	Ξ^0	1315		$2, 9 \cdot 10^{-10}$	0			-2	0		
	Ξ^-	1321		$1, 6 \cdot 10^{-10}$	-1			-2	0		
	Ω^-	1672		$0, 8 \cdot 10^{-10}$	-1			-3	0		
	Λ_c^+	2280		$\sim 10^{-13}$	+1			0	1		

В 1964 г. американским физиком М. Гелл-Маном была выдвинута гипотеза, подтвержденная последующими исследованиями, что все тяжелые фундаментальные частицы – адроны – построены из более фундаментальных частиц, названных кварками. На основе кварковой гипотезы не только была понята структура уже известных адронов,

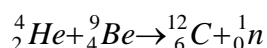
но и предсказано существование новых. Теория Гелл-Мана предполагала существование трех кварков и трех антикварков, соединяющихся между собой в различных комбинациях. Так, каждый барион состоит из трех кварков, антибарион – из трех антикварков. Мезоны состоят из пар кварк–антикварк. С принятием гипотезы кварков удалось создать стройную систему элементарных частиц. Однако предсказанные свойства этих гипотетических частиц оказались довольно неожиданными. Электрический заряд кварков должен выражаться дробными числами, равными $1/2$ и $1/3$ элементарного заряда. Многочисленные поиски кварков в свободном состоянии, производившиеся на ускорителях высоких энергий и в космических лучах, оказались безуспешными. Ученые считают, что одной из причин ненаблюдаемости свободных кварков являются, возможно, их очень большие массы. Это препятствует рождению кварков при тех энергиях, которые достигаются на современных ускорителях. Тем не менее, большинство специалистов сейчас уверены в том, что кварки существуют внутри тяжелых частиц – адронов.

Исторически первыми были осуществлены ядерные реакции взаимодействия альфа-частиц с различными веществами. Альфа-частица, возникающая в результате альфа распада, часто обладает кинетической энергией, достаточной для преодоления кулоновского барьера ядра.

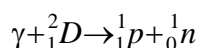
Реакция, приведшая к открытию протона в 1919 году Э.Резерфордом



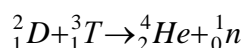
Реакция, приведшая к открытию нейтрона в 1932 году Чедвиком



Реакции взаимодействия ядер с гамма-квантами (фотоядерные реакции)



Термоядерная реакции, с которой связана надежда человечества на получение энергии в термоядерных реакторах



Существует огромное количество ядерных реакций, которые протекают в природе и могут быть инициированы искусственным путем. Изучением условий протекания и возможности использования ядерных реакций занимается ядерная физика.

4.3. Особенности ядерных реакций с нейтронами.

После открытия нейтрона большой интерес вызвали реакции взаимодействия нейтронов с ядрами, потому что нейтрон не имеет электрического заряда и может подходить к ядру не испытывая кулоновское отталкивание. Взаимодействие нейтронов с

ядрами может приводить к появлению различных продуктов реакции. Наиболее часто для большинства ядер происходят реакции рассеяния и радиационного захвата. Данные реакции происходят при всех энергиях нейтронов. Другие реакции, как правило, протекают при энергии нейтрона, большей некоторой величины. Такие реакции называются пороговыми. К ним относятся реакции неупругого рассеяния, $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, (n, p) и другие. На тяжелых изотопах, начиная с тория, взаимодействие нейтрона с ядром может привести к делению ядра на осколки.

Реакции взаимодействия нейтронов с ядрами среды очень разнообразны. Однако, в ядерном реакторе, в основном, происходят следующие реакции: упругое и неупругое рассеяние, радиационный захват и деление.

4.4. Классификация нейтронов по энергии.

Рождающиеся при делении ядер нейтроны имеют энергию не выше 10,5 МэВ. В последующем при неупругом и упругом рассеянии нейтроны снижают кинетическую энергию вплоть до энергии теплового движения атомов и молекул среды. Энергетическое распределение находящихся в тепловом равновесии со средой нейтронов является распределением Максвелла. Однако, поскольку нейтроны поглощаются ядрами атомов среды, какое-то их число в тепловой области энергий может находиться только при непрерывном поступлении нейтронов из более высоких энергетических областей. Поэтому хотя распределение Максвелла не ограничивается со стороны высоких значений энергий, в случае нейтронов можно указать условную границу распределения: это та энергия, при которой поток замедляющихся нейтронов равен потоку нейтронов, уже пришедших в тепловое равновесие со средой. В ядерных реакторах, работающих на тепловых нейтронах, эта энергия примерно равна 0,2 эВ.

Характер взаимодействия нейтронов с ядрами различен в диапазоне энергий от 0 до 10 МэВ. Поэтому обычно весь возможный диапазон энергий нейтронов в ядерном реакторе разделяют на три области, характеризующиеся своими особенностями взаимодействия: область быстрых, промежуточных и тепловых нейтронов. Границы между областями условные, и процессы, характерные для какой-то области, не исключаются в других:

Быстрая область.....0,1-10 МэВ
Промежуточная область.....0,2-105 эВ
Тепловая область.....0-0,2 эВ

При таком делении быстрой области принадлежит 99 % шкалы энергий, 1 % - промежуточной и ничего - тепловой. Вместе с тем в замедляющих средах значимость

энергетических областей как раз обратная. Нейтроны очень быстро покидают быструю область, какое-то время пребывают в промежуточной и накапливаются в тепловой, пока не поглощаются. Так что в тепловой области нейтронов оказывается много больше, чем во всех остальных. В соответствии с классификацией нейтронов и ядерные реакторы называются быстрыми, промежуточными или тепловыми в зависимости от того, какие нейтроны вызывают наибольшее число реакций деления.

4.5. Сечение ядерной реакции. Микроскопическое и макроскопическое нейтронные сечения.

Два макроскопических шара радиусами $R1$ и $R2$ сталкиваются друг с другом, если центр одного из них при движении пересекает область, описанную радиусом $R1 + R2$ около центра второго шара. Площадь σ поперечного сечения этой области

$$\sigma = \pi (R1 + R2)^2$$

и ее абсолютное значение определяет вероятность столкновения двух шаров при движении в заданной области пространства. Хотя оба шара имеют конечный размер, указанное поперечное сечение можно приписать телу-мишени, и тогда от первого остается только центр или бомбардирующее тело рассматривается как точка.

Ядерные эффективные сечения, или эффективные сечения взаимодействия частиц, имеют тот же смысл: эффективное сечение есть площадь поперечного сечения такой области пространства около частицы-мишени, при пересечении которой бомбардирующей частицей-точкой со 100%-ной вероятностью возникает взаимодействие, сопровождающееся рассеянием или реакцией.

Отметим: 1) ни в пределах объема ядра, ни вблизи элементарной частицы нет такой области, при пересечении которой другой частицей обязательно произойдет взаимодействие. 2) эффективные сечения определяются не столько геометрическими размерами сложных микрочастиц или радиусами действия сил, сколько волновыми свойствами частиц. Ядерные эффективные сечения в физике нейтронов также называются нейтронными эффективными сечениями, определяются экспериментально и измеряются в барнах: $1 \text{ барн} = 10^{28} \text{ м}^2$.

Направленный поток нейтронов в протяженном теле изменяется по экспоненциальному закону. Константой распределения Σ является величина

$$\Sigma = \rho \sigma$$

которая при описании прохождения через вещество потоков нейтронов называется - макроскопическим сечением. Название связано с тем, что представляет как бы сечение

всех ядер единицы объема вещества ρ . Макроскопическое сечение измеряется в 1/м.

Лекция 5.

История открытия реакции деления. Осколки деления. Выходы осколков деления. Мгновенные и запаздывающие нейтроны. Распределение энергии между продуктами деления. Спонтанное деление. Особенности сечений деления основных делящихся изотопов.

5.1. История открытия реакции деления

1932

Открытие нейтрона Чедвиком.

Открытие позитрона. К.Д.Андерсон в Технологическом институте в Калифорнии.

Г.К.Юри, Ф.Г.Брикуэдде и Дж.М.Мерфи обнаружили у водорода изотоп с массовым числом 2, содержащийся в естественном водороде в количестве 1:5000.

1934

Кюри и Жолио сообщили о том, что некоторые легкие элементы (бор, магний, алюминий), подвергнутые бомбардировке альфа-частицами, в течении известного времени продолжали испускать позитроны после того как бомбардировка была прекращена.

!!! Искусственная радиоактивность. Стимул к экспериментам в других лабораториях.

Облучение нейтронами ядер урана (Э.Ферми и сотрудники)

1939

16 января 1939 года Нильс Бор прибыл в США, чтобы провести несколько месяцев в Пристоне (Нью-Джерси). ... Как раз перед тем, как Бор покинул Данию, двое его сотрудников О.Р.Фриш и Л.Мейтнер (оба эмигранты из Германии) поделились с ним своей догадкой о том, что поглощение нейтрона ядром урана вызовет иногда расщепление этого ядра на две приблизительно равные части, сопровождающееся освобождением колоссальных количеств энергии. Поводом для этой гипотезы послужило важное открытие О.Гана и Ф.Штрассмана в Германии (опубликовано в первых числах января 1939 г. в журнале *Naturwissenschaften*), которые доказали, что при действии нейтронов на уран получается изотоп бария.

По приезду в США Бор поделился новостью со многими физиками.

26 января 1939 г в Вашингтоне состоялась конференция по теоретической физики на которой Бор и Ферми обсуждали проблему деления, и, в частности, Ферми упомянул, что могут испускаться нейтроны. Хотя это было лишь догадкой, из нее с очевидностью вытекала возможность цепной реакции. По вопросу деления в печати был опубликован ряд сенсационных статей.

Повторение результатов и их опубликование в Physical Review от 15 февраля 1939 г. 30 января 1939 г. Ф. Жолио также опубликовал свои первые результаты.

Более сотни докладов и статей по делению за 1939 год !!!

5.2. Продукты деления. Выходы осколков деления.

Термины «продукты» и «осколки» деления в некоторых работах используются как синонимы, в других работах как различные термины. В настоящем курсе будем придерживаться второй точки зрения. В отличие от осколков деления, которые, как правило, являются ионами короткоживущих изотопов, продукты деления – нейтральные атомы в основных энергетических состояниях. Осколки деления появляются непосредственно в результате деления тяжелого ядра. Осколки становятся продуктами деления после торможения в среде. Ядра осколков и продуктов деления являются ядрами изотопов элементов середины периодической таблицы (от цинка до гадолиния). Осколки и большинство продуктов деления имеют в своем составе избыток нейтронов по сравнению с устойчивыми атомами данной массы и поэтому являются бета-активными. Деление ядер осуществляется по более чем 50 каналам, в каждом из которых появляются различные осколки деления. Осколков, как правило, два – легкий с массой около 85–105 а.е.м. (As, Se, Br, Kr, Rb, St, Y, Zr, Nb, Mo и др.) и тяжелый с массой около 130–150 а.е.м. (Sn, Sb, Te, I, Xe, Cs, Ba, La, Ce, Pr, Nd, Pm, Sm и др.). Приблизительно на 1000 делений на два осколка происходит деление ядра на три осколка, при котором появляются легкие ядра с массами 1–20 а.е.м. (H, He, Li, Be, B, C, N и др.). Каждый изотоп, который может появиться в результате деления конкретного тяжелого ядра, характеризуется двумя числами: независимым (прямым) выходом осколка в процессе деления и кумулятивным (итоговым) выходом.

Прямой выход i -го осколка равен вероятности его появления непосредственно в процессе деления, в дальнейшем его будем обозначать – y_i . Итоговый выход i -го осколка равен вероятности его появления как непосредственно в процессе деления, так и в процессе бета-распадов других осколков, в дальнейшем его будем обозначать – y^{Σ}_i . Значения обоих выходов конкретного изотопа зависят от делящегося ядра и энергии налетающего нейтрона. Цепочка последовательных бета-распадов осколков и продуктов деления состоит из изотопов с одинаковым массовым числом – A , поэтому ее часто называют изобарной цепочкой. Для каждого массового числа A можно вычислить суммарный выход по цепочке – y^A . Распределение суммарных выходов по изобарным цепочкам представлено на рис. 5.1. В качестве иллюстрации к вышесказанному прямые и

итоговые выходы конкретных изотопов при делении ^{235}U тепловыми нейтронами для изобарных цепочек с $A = 135$ и $A = 137$ представлены в табл. 5.1 и 5.2. Как видно из данных таблиц изобарная цепочка состоит из 5–7 звеньев и заканчивается долгоживущим или стабильным изотопом. ξ_n – доля распада с появлением нейтрона.

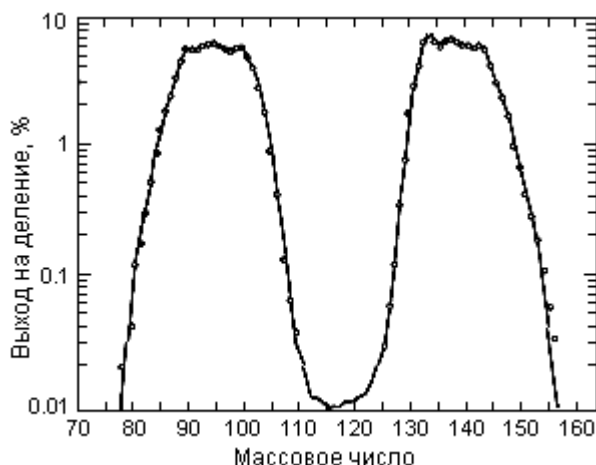


Рис.5.1. Распределение выходов по изобарным цепочкам при делении ^{235}U тепловыми нейтронами

Таблица 5.1.

**Изобарная цепочка осколков и продуктов деления с $A = 135$
без запаздывающих нейтронов**

	^{50}Sn	^{51}Sb	^{52}Te	^{53}I	^{54}Xe	^{55}Cs
y_i	9,3-6	1,1-3	0,036	0,026	0,003	4,4-6
y_i^{Σ}	9,3-6	1,1-3	0,037	0,063	0,066	0,066
$T_{1/2}$	0,85 с	1,7 с	19 с	6,61 ч	9,09 ч	2,3+6 лет

Таблица 5.2.

**Изобарная цепочка осколков и продуктов деления с $A=137$
с запаздывающими нейтронами**

	^{51}Sb	^{52}Te	^{53}I	^{54}Xe	^{55}Cs	^{56}Ba
y_i	2,2–5	5,0–3	0,031	0,028	9,0–4	6,3–7
y_i^{Σ}	2,2–5	5,0–3	0,035	0,061	0,062	0,062

$T_{1/2}$	0,36 с	2,5 с	24,5 с	3,8 мин	30 лет	–
ξ_n	4,0–3	0,03	0,07	–	–	–

В табл. 5.3 приведены суммарные выходы наиболее значимых изобарных цепочек и характеристики изотопов, которые являются последними звеньями данных цепочек. В редких случаях бета-распада продукты деления испускают запаздывающие нейтроны. Данные нейтроны в отличие от мгновенных нейтронов появляются через некоторое время после реакции деления. Это время пропорционально времени жизни ядра-предшественника, при распаде которого они появляются. Примеры таких распадов представлены в табл. 5.2. Изотоп йода ^{137}I в семи случаях из 100 испытывает ($\beta + n$) распад, при котором возбуждение ядра ^{137}Xe снимается путем испускания нейтрона, а не гамма-квантов как в остальных 93 случаях. Запаздывающие нейтроны играют существенную роль при управлении цепной реакцией деления в ядерных реакторах. Характеристики наиболее важных предшественников запаздывающих нейтронов приведены в табл. 5.4.

Таблица 5.3.

**Концы изобарных цепочек с выходами более 1 % при делении ^{235}U
тепловыми нейтронами**

A	y^A , %	Эл-т	$T_{1/2}$	Эл-т	$T_{1/2}$	Эл-т	$T_{1/2}$
85	1,3	Kr	10,7 лет	Rb			
86	2,0	Kr					
87	2,5	Rb					
88	3,5	Sr					
89	4,8	Sr	50 сут	Y			
90	5,9	Sr	28,8 лет	Zr			
91	5,9	Y	58 сут	Zr			
92	5,9	Zr					
93	6,3	Zr	$1,5 \cdot 10^6$ лет				
94	6,5	Zr					
95	6,6	Zr	64 сут	Nb	35 сут	Mo	

96	6,3	Zr					
97	6,0	Mo					
98	5,8	Mo					
99	6,2	Tc	$2,1 \cdot 10^5$ лет	Ru			
100	6,2	Mo					
101	5,2	Ru					
102	4,3	Ru					
103	3,0	Ru	39 сут	Rh			
104	1,9	Ru					
105	1,0	Pd					
106	0,4	Pd					
127	0,12	Te	0,3	I			
128	0,33	Te					
129	0,79	Te*	34 сут	I	$1,6 \cdot 10^7$ лет		
130	1,82	Te					
131	2,89	I	8 сут	Xe			
132	4,27	Xe					
133	6,61	Cs					
134	7,75	Xe					
135	6,6	Cs	$2,3 \cdot 10^6$ лет				
136	6,3	Xe					
137	6,3	Cs	30 лет	Ba			
138	6,76	Ba					
139	6,47	La					
140	6,3	Ba	12,7 сут	La	1,7 сут	Ce	
141	5,85	Ce	32,5 сут	Pr			
142	5,8	Ce					
143	5,95	Ce	1,38 сут	Pr	13,6 сут	Nd	
144	5,5	Ce	285 сут	Pr	17 мин	Nd	
145	3,9	Nd					
146	3,0	Nd					
147	2,27	Nd	11 сут	Pm	2,62 лет	Sm	10^{11} лет
148	1,67	Nd					

149	1,05	Pm	2,2 сут	Sm			
150	0,65	Nd					

Таблица 5.4

**Параметры некоторых предшественников запаздывающих нейтронов
при делении ^{235}U тепловыми нейтронами**

Изотоп	Выход изотопа на деление y^{Σ}	Период полураспада, с	Доля распада с запаздывающим нейтроном p	Число на акт деления $\beta_f = y^{\Sigma} \cdot p$
^{85}As	0,0016	2,03	0,59	0,0009
^{86}As	0,0005	0,9	0,33	0,0002
^{87}Br	0,021	55,7	0,025	0,0005
^{88}Br	0,018	16,5	0,066	0,0012
^{89}Br	0,0138	4,4	0,14	0,0019
^{90}Br	0,0054	1,7	0,25	0,0014
^{93}Rb	0,035	5,7	0,014	0,0005
^{94}Rb	0,016	2,7	0,10	0,0016
^{99}Y	0,020	1,5	0,019	0,0004
^{135}Sb	0,0018	1,7	0,17	0,0003
^{136}Te	0,019	17,5	0,013	0,0003
^{137}I	0,03	24,5	0,071	0,0021
^{138}I	0,015	6,4	0,055	0,0008
^{139}I	0,0063	24,5	0,1	0,0006
^{143}Cs	0,016	1,8	0,016	0,0003

Значения всех выходов осколков деления, рассмотренные выше, зависят от делящегося ядра и энергии нейтрона, вызвавшего деление. Выходы более 600 осколков измерены для различных делящихся изотопов. Однако на сегодняшний день точность этих данных для большинства осколков не высокая (10–30 %).

Как уже отмечалось, в процессе деления тяжелых атомов могут образовываться более 600 различных продуктов деления. При этом большинство из них – короткоживущие, и их влияние на работу реактора и параметры ОЯТ после некоторого времени выдержки

пренебрежимо мало. Однако такие изотопы вносят основной вклад активность ОЯТ сразу после остановки реактора, и поэтому их концентрации необходимо оценивать, так же как и концентрации долгоживущих изотопов. Список наиболее значимых долгоживущих продуктов деления приведен в табл. 5.5. В таблице также приведены средние энергии электронов и гамма-квантов выделяющиеся на 1 распад с учетом последующих звеньев изобарной цепочки. Рассмотрим, в качестве примера, изотоп цезия ^{137}Cs . При его распаде в 94,6 случаев из 100 появляется метастабильный изотоп бария $^{137\text{m}}\text{Ba}$, а в 5,4 случаях – стабильный изотоп бария ^{137}Ba . При этом электрон уносит в среднем 0,19 МэВ энергии, а гамма-квантов практически не появляется. Метастабильный изотоп бария может перейти в основное состояние (стабильный изотоп бария ^{137}Ba) либо испуская гамма-квант с энергией 0,661 МэВ, либо передавая энергию электронам атома, выбивая их с орбит. Вероятность испускания гамма-кванта около 90 %, поэтому энергия, которую уносят гамма-кванты при распаде ^{137}Cs , составляет приблизительно $0,946 \cdot 0,9 \cdot 0,661 = 0,56$ МэВ. Вероятность передачи энергии электронам около 10 %, поэтому при распаде $^{137\text{m}}\text{Ba}$ электроны получают приблизительно $0,946 \cdot 0,1 \cdot 0,661 = 0,06$ МэВ. Полная энергия электронов, появляющихся в распаде ^{137}Cs , составит $0,19 + 0,06 = 0,25$ МэВ.

Таблица 5.5.

Долгоживущие продукты деления

Изотоп	$T_{1/2}$	$y_{i}^{\Sigma,*}$, %	Q_e^{**} , МэВ	Q_{γ}^{**} , МэВ
Se-79	$6,5 \cdot 10^4$ лет	0,05	0,05	0,05
Kr-85	10,7 лет	0,29	0,25	0,002
Sr-90	29,1 лет	5,85	1,13	
Zr-93	1,53 года	6,32	0,05	0,02
Tc-99	$2,1 \cdot 10^5$ года	6,18	0,09	
Ru-106	1,01 года	0,41	1,42	0,20
Pd-107	$6,5 \cdot 10^6$ лет	0,14	0,01	
Sn-126	$1,0 \cdot 10^5$ лет	0,06	0,70	1,80
Sb-125	2,73 года	0,03	0,10	0,43
I-129	$1,6 \cdot 10^7$ лет	0,78	0,06	0,02
Cs-134	2,06 года	0***	0,16	1,55
Cs-135	$2,3 \cdot 10^6$ лет	6,58	0,06	
Cs-137	30,0 лет	6,24	0,25	0,56
Ce-144	285 суток	5,46	1,30	0,05

Pm-147	2,62 года	2,27	0,06	
Sm-151	88,73 года	0,42	0,03	
Eu-154	8,6 года	0***	0,28	1,23
Eu-155	4,96 года	0,03	0,06	0,06

* Полные выходы при делении ^{235}U тепловым нейтроном.

** Энергия, с учетом последующих звеньев изобарной цепочки.

*** Накапливается в результате поглощения нейтронов более легким изотопом данного элемента.

5.3. Мгновенные и запаздывающие нейтроны.

Отношение числа нейтронов к числу протонов в ядре ^{235}U равно 1.55, в то время как у стабильных элементов, имеющих массу, близкую к массе осколков деления, это отношение 1.25-1.45 (см. рис.5.2). Следовательно, осколки деления сильно перегружены нейтронами и должны быть неустойчивы к минус бета-распаду как было отмечено в предыдущем разделе.

Нарушение характерного для стабильных ядер соотношения числа протонов и нейтронов, приводит к вылету мгновенных нейтронов деления. Эти нейтроны испускаются возбужденными движущимися осколками за время, меньшее, чем $4 \cdot 10^{-14}$ с. В таблице 5.6 показаны результаты измерения среднего количества мгновенных нейтронов ν_f , образующихся в одном акте деления. В среднем в каждом акте деления испускается 2-3 мгновенных нейтрона.

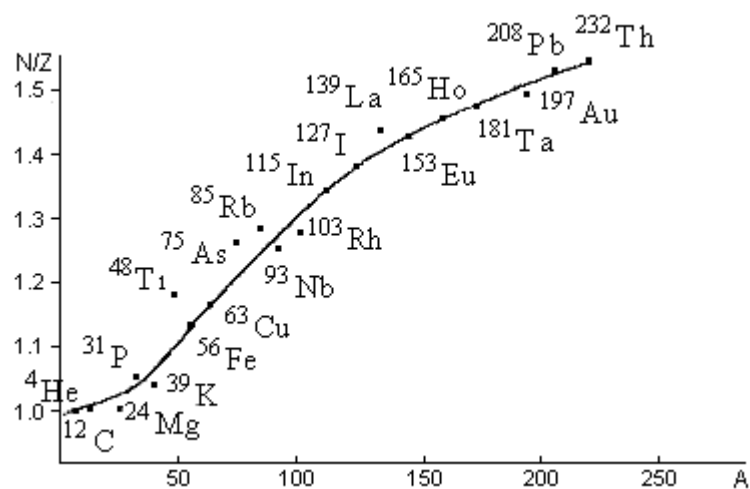


Рис.5.2. Отношение числа нейтронов N к числу протонов Z в зависимости от массового числа A для ядер долины стабильности

Таблица 5.6.

Среднее количество мгновенных нейтронов ν_f , образующихся в одном акте деления

Ядро	Вынужденное деление			Спонтанное деление				
	$^{233}\text{U} + n$	$^{235}\text{U} + n$	$^{239}\text{Pu} + n$	^{238}Pu	^{240}Pu	^{242}Pu	^{242}Cm	^{244}Cm

v_f	2.58	2.47	3.05	2.33	2.26	2.18	2.65	2.80	3.87
-------	------	------	------	------	------	------	------	------	------

Энергетический спектр мгновенных нейтронов непрерывный с максимумом около 1 МэВ. Средняя энергия мгновенного нейтрона близка к 2 МэВ. Энергетический спектр нейтронов, аппроксимируется соотношением

$$N(T) \sim (\varepsilon)^{1/2} \exp(-\varepsilon/k),$$

где ε - кинетическая энергия нейтронов в МэВ (рис.5.3).

Это соотношение получено в предположении, что нейтроны испускаются движущимися осколками. Хорошее описание экспериментальных данных, показывает, что нейтроны испускаются после того, как ядро разделилось. Значения параметра k для некоторых ядер приведены в таблице 5.7.

Таблица 5.7.

Ядро	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu
k	131	129	133

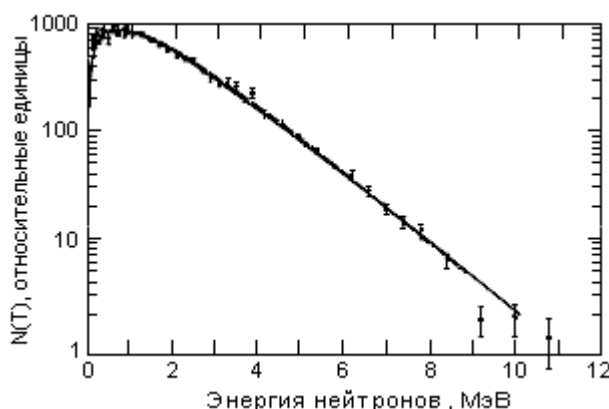


Рис.5.3. Энергетический спектр нейтронов, испущенных при делении тепловыми нейтронами ядра ^{235}U

Оказалось, что небольшая доля (~1%) нейтронов, испускающихся в процессе деления, появляется с некоторым запаздыванием относительно момента деления (так называемые запаздывающие нейтроны). Время запаздывания достигает 1 мин. Было установлено, что запаздывающие нейтроны испускаются остановившимися осколками после предварительного бета-распада. Причины испускания запаздывающих нейтронов легко понять из рис. 5.4. Бета-распад осколков приводит к образованию дочерних ядер не только в основном, но и в возбужденных состояниях. Если энергия возбуждения

превышает энергию отделения нейтрона $B(n)$, то происходит испускание запаздывающих нейтронов.

5.4. Распределение энергии между продуктами деления.

Таблица 5.8.

Примерное распределение энергии между продуктами деления

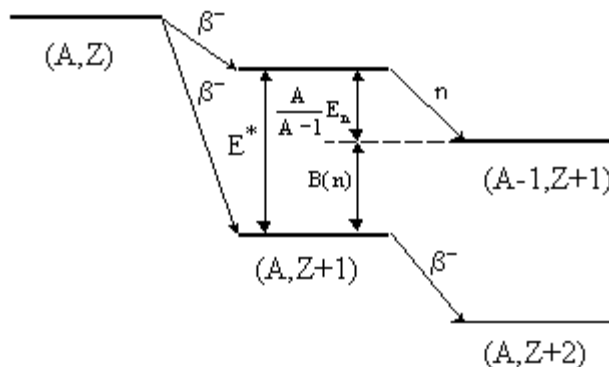


Рис. 5.4. Схема образования запаздывающих нейтронов: E^* - энергия возбуждения ядра $(A, Z+1)$; $B(n)$ - энергия отделения нейтрона в ядре $(A, Z+1)$; E_n - кинетическая энергия запаздывающего нейтрона

Составляющие	Энергия, МэВ
Мгновенное энерговыделение	
Осколки деления	166–168
Мгновенные нейтроны	5
Мгновенные гамма-кванты	6–7
Запаздывающее энерговыделение	
Электроны бета-распада	6–7
Гамма-кванты бета-распада	6–7
Антинейтрино бета-распада	10–11

В одной реакции деления должно выделиться около 200 МэВ энергии. При этом около 88 % энергии выделится непосредственно в процессе деления, а оставшиеся 12 % выделяются только через некоторое время. Эта задержка энерговыделения связана с тем, что часть энергии деления будет выделяться в процессах бета-распадов осколков и продуктов деления.

5.5. Спонтанное деление.

Через два года после открытия реакции деления, в 1940 году, Г.Н. Флеров и К.А. Петржак обнаружили, что ядра урана могут делиться самопроизвольно (спонтанно). Период полураспада спонтанного деления ^{238}U оказался равным $8 \cdot 10^{15}$ лет. Это означает, что в 1 кг урана за одну секунду происходит около 7 спонтанных делений и появляется приблизительно 20 нейтронов.

Практически все актиноиды имеют некоторую вероятность спонтанного деления. Однако, наибольший интерес представляют изотопы, приведенные в таблице 5.9.

Таблица 5.9.

Изотоп	$T_{1/2}$, лет	Выход распадов с делением	Количество делений в 1 г	Примечание
^{238}U	$4,47 \cdot 10^9$	$5,4 \cdot 10^{-7}$	$7 \cdot 10^{-3}$	Источник нейтронов в урановом топливе
^{240}Pu	$6,56 \cdot 10^3$	$5,7 \cdot 10^{-8}$	460	Мешает мощному ядерному взрыву
^{244}Cm	18,1	$1,35 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^6$	Основной вклад в источник нейтронов в ОЯТ
^{252}Cf	2,65	$3,1 \cdot 10^{-2}$	$6,3 \cdot 10^{11}$	Портативные источники нейтронов

5.6. Особенности сечений деления основных делящихся изотопов.

Микроскопические сечения деления тяжелых ядер зависят от энергии нейтрона. Ряд изотопов эффективно делятся нейтронами всех энергий. Такие изотопы называются делящимися. К делящимся изотопам относятся изотопы урана – 235 и 233, а также изотопы плутония 239 и 240. Изотопы, которые эффективно делятся нейтронами быстрых энергий и практически не делятся тепловыми нейтронами называются делимыми или сырьевыми. Такими изотопами, которые есть в природе, являются изотоп тория 232 и изотоп урана 238. На рис.5.5 изображены зависимости делящихся изотопов ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu от энергии налетающего нейтрона. Из рисунка 5.5 видно, что сечение деления всех

делящихся изотопов в тепловой области возрастает по закону $1/v$ и достигает в тепловой точке значений нескольких сотен барн. При этом значение сечения радиационного захвата для этих изотопов также изменяется по закону $1/v$, но имеет меньшие абсолютные значения. Поэтому в тепловой области часто используется одно число - α , характеризующее соотношение между сечениями радиационного захвата и деления:

$$\alpha = \frac{\sigma_c}{\sigma_f}$$

Сечения делящихся изотопов в тепловой области различаются между собой не только значением параметра α , но и другими параметрами: значением сечения деления в тепловой точке ($E=0,0253$ эВ)- σ_{f0} ; числом вторичных нейтронов при делении тепловым нейтроном - ν_f ; числом вторичных нейтронов при захвате теплового нейтрона - η . Параметры делящихся изотопов в тепловой области приведены в таблице 5.10.

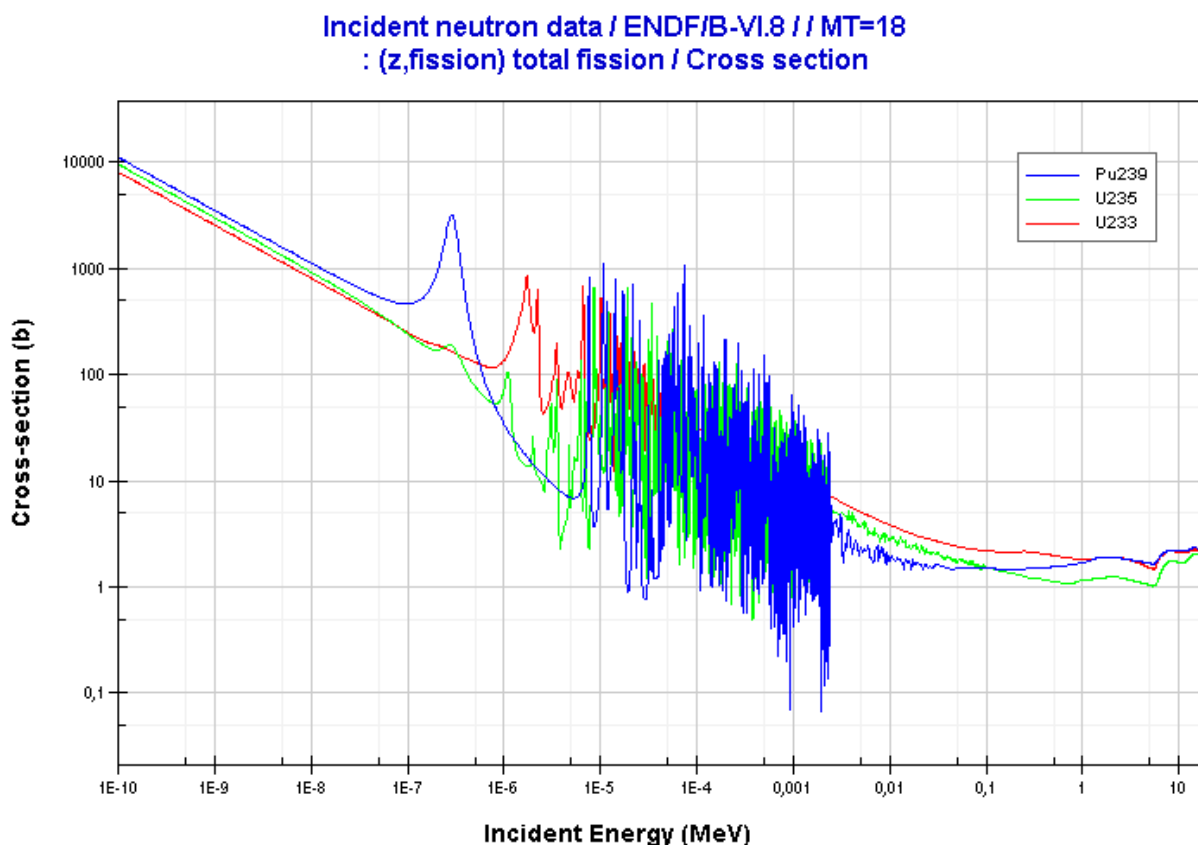


Рис. 5.5. Зависимость сечения деления делящихся изотопов от энергии нейтрона

Таблица 5.10.

Параметры делящихся изотопов в тепловой области (ENDF/B-6.8)

	σ_{f0}	α	ν_f	η
^{233}U	529	0,086	2,48	2,28
^{235}U	585	0,167	2,42	2,07
^{239}Pu	748	0,359	2,86	2,11

Лекция 6

Цепная самоподдерживающаяся реакция деления. Коэффициент размножения. Способы достижения критичности. Критические и подкритические эксперименты. Первый ядерный реактор.

6.1. Цепная самоподдерживающаяся реакция деления

В результате реакции деления появляются нейтроны, которые могут вызвать деление новых ядер. Однако кроме деления нейтроны могут захватиться ядрами без деления (радиационный захват и другие реакции, в результате которых нейтрон исчезает) и вылететь (утечь) из системы.

Неконтролируемая (неуправляемая) цепная реакция – ядерный взрыв осуществляется в атомной бомбе. Реакции деления протекают в течении долей секунды и все деления осуществляются быстрыми нейтронами.

Контролируемая (управляемая) цепная реакция – ядерное горение осуществляется в атомных (ядерных) реакторах. Реакции деления протекают непрерывно длительное время от нескольких дней до нескольких лет. В настоящее время большинство действующих ядерных реакторов являются тепловыми. Это реакторы, в которых большинство реакций деления осуществляются тепловыми (медленными) нейтронами.

Рассмотрим реакцию деления в смеси изотопов урана ^{238}U и ^{235}U .

В отдельных актах деления энергия рождающихся нейтронов может принимать значения от 100 эВ, до 10 МэВ. Средняя энергия около 2 МэВ. Нейтроны с такой энергией, могут разделить изотопы ^{238}U , но на 1 нейтрон, вызвавший деление ^{238}U , придется четыре захваченных без деления, а в результате деления возникает в среднем 2,5 нейтрона, следовательно, коэффициент размножения $K_{эф} = 5/2.5 = 0.5$ - реакция затухающая. Можно сделать вывод, что при наличии только одного изотопа ^{238}U осуществить цепную реакцию невозможно.

Нейтроны, рожденные при делении с энергией 2 МэВ, в результате рассеяния теряют свою энергию (замедляются), чем ниже их энергия, тем больше эффективное сечение деления для изотопа ^{235}U , однако в процессе замедления в какой-то момент времени энергия нейтронов будет находиться в диапазоне 7 эВ - 200 эВ, где сечение захвата для ядер ^{238}U очень сильно возрастает. Поэтому до тепловой энергии, где вероятность деления ^{235}U максимальна, сможет замедлиться лишь малая часть нейтронов.

В естественном уране количество изотопа ^{235}U составляет 0.7 % остальное ^{238}U и для осуществления реакции необходимо произвести обогащение, увеличить концентрацию изотопа ^{235}U таким образом, чтобы нейтроны после рождения сталкивались с ядрами ^{235}U чаще, чем с ядрами ^{238}U . В этом случае мы можем осуществить цепную реакцию деления на быстрых нейтронах.

Другим способом осуществления реакции деления в уране является использование замедлителя, например воды. Если нейтрон после рождения столкнется с ядром водорода, то он сбросит часть своей энергии, после нескольких столкновений (около 14) его энергия снизится до уровня тепловой, где вероятность деления ^{235}U максимальна. В этом случае мы можем получить цепную реакцию в смеси изотопов урана с меньшим обогащением по ^{235}U .

Реакторы, в которых большинство актов деления вызвано тепловыми нейтронами, называют реакторами на тепловых нейтронах. В таких реакторах обязательно используется замедлитель. В качестве замедлителей обычно используют:

- Обычную (легкую) воду H_2O - реакторы типа ВВЭР, PWR;
- Тяжелую воду D_2O - реакторы типа CANDU;
- Графит - реакторы типа РБМК, Magnox, HTGR.

Например, в реакторе РБМК в качестве замедлителя используют графит. Нейтроны в них теряют свою энергию (замедляются) при столкновении с ядрами углерода. Причем количество столкновений необходимое для замедления быстрого нейтрона до тепловой энергии составляет для углерода около 114.

6.2. Коэффициент размножения

Поколение нейтронов

Определение коэффициента размножения системы с делящимися изотопами опирается на понятие поколения нейтронов. Рассмотрим среду с делящимися ядрами, в которую одновременно попало 1000 нейтронов. Назовем эти нейтроны нейтронами первого поколения. Часть нейтронов первого поколения вызовет реакции деления ядер. Нейтроны, которые появятся в результате данных реакций, будут нейтронами второго поколения. Нейтроны второго поколения в результате реакции деления произведут нейтроны третьего поколения и т.д. Следует отметить, что в системе одновременно присутствуют нейтроны нескольких поколений, т.к. нейтроны определенного поколения будут делить ядра не одновременно, а в течении некоторого времени. Зная параметры системы можно рассчитать среднее время жизни нейтрона в системе, которое будет равно

среднему времени жизни поколения. Введение в рассмотрение поколений нейтронов оказалось очень продуктивным для анализа размножающих свойств сред с делящимися материалами. На основе понятия поколение нейтронов вводится одна из основных характеристик таких систем – коэффициент размножения.

Определение:

Коэффициент размножения ($K_{эф}$) - это отношение количества нейтронов следующего поколения к количеству нейтронов предыдущего поколения

При $K_{эф} < 1$ реакция деления затухает.

При $K_{эф} = 1$ реакция деления происходит на постоянной мощности (нормальный режим работы реактора).

При $K_{эф} > 1$ реакция деления разгоняется (увеличение мощности).

Для осуществления преобразования ядерной энергии в электрическую, необходимо поддерживать в реакторе $K_{эф} = 1$.

Коэффициент размножения бесконечной среды (K_{∞}) – коэффициент размножения теоретической системы, которая представляет собой пространство, полностью заполненное некоторой средой (гомогенной или гетерогенной). В бесконечной среде отсутствует утечка нейтронов, поэтому коэффициент размножения любой конечной системы, состоящей из данной среды будет меньше, чем коэффициент размножения бесконечной среды. Зная коэффициент размножения бесконечной среды можно и оценить критические размеры и массу системы конкретной формы.

6.3. Способы достижения критичности

Если известно, что в некоторой среде K_{∞} больше единицы, то можно создать конечную систему с коэффициентом размножения равном единицы (критическую систему). Достижение критического состояния системы сопровождается рядом физических эффектов, наиболее важные из которых: рост потока нейтронов в системе из-за наличия нейтронного источника в виде спонтанного деления; увеличение потока гамма-квантов из-за появления осколков деления; рост энерговыделения, и вследствие этого повышение температуры элементов системы и их объемное расширение. Указанные эффекты легко регистрируются, поэтому достижение критичности может быть установлено с высокой точностью.

Существует множество способов достижения критического состояния, рассмотрим наиболее важные из них:

- Изменение расстояния между двумя подкритическими системами, которые в совокупности представляют надкритическую или критическую систему;
- Изменение геометрических размеров среды с делящимися материалами;
- Изменение поглощения в системе за счет выдвижения поглощающих стержней
- Изменение свойств системы за счет изменения количества замедлителя
- Изменение свойств системы за счет изменения свойств окружения системы (отражателя)

6.4. Критические и подкритические эксперименты

Подкритические эксперименты – эксперименты с внешним источником нейтронов. Позволяют изучать свойства сред, как с делящимися материалами, так и без них.

Экспоненциальные опыты.

Импульсный источник нейтронов.

$$\phi(t) \approx A \cdot \exp(-\alpha_t \cdot t)$$

Стационарный источник нейтронов

$$\phi(z) \approx A \cdot \exp(-\alpha_z \cdot z)$$

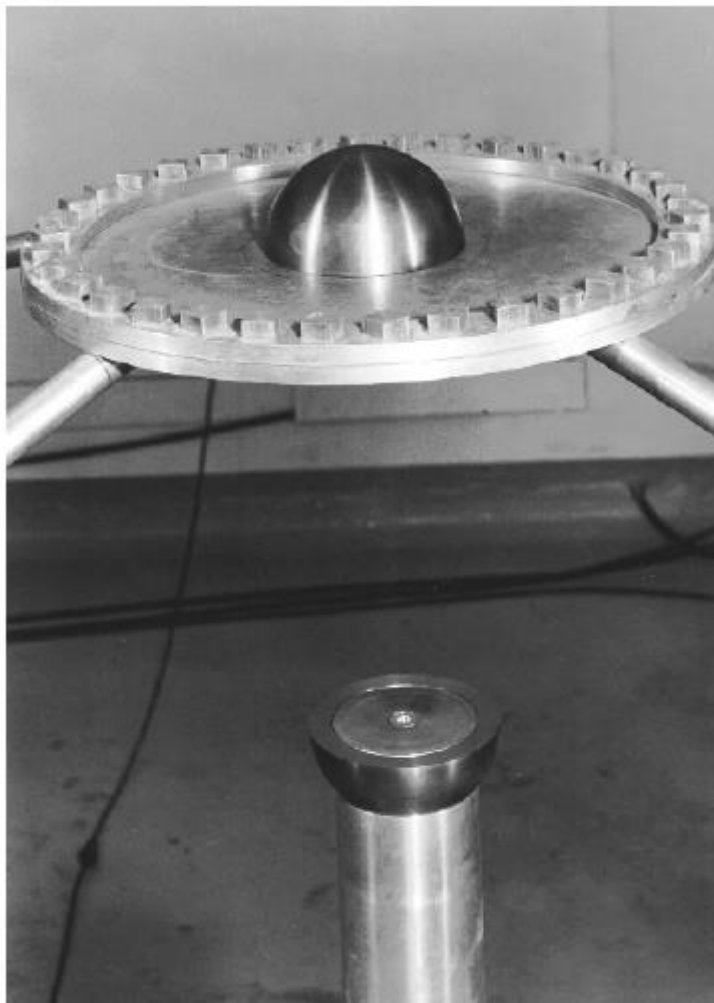
На основе экспоненциальных опытов можно оценить коэффициент размножения бесконечной среды из данного материала.

Критические эксперименты – эксперименты, в которых в системе достигается критическое состояние (нейтронная вспышка).

Критические и подкритические эксперименты проводятся для получения данных, необходимых для проектирования ядерных реакторов, разработки и проверки теоретических моделей. Данные эксперименты проводились и проводятся в настоящее во многих странах мира. Результаты экспериментов представленные в определенном формате собираются в специальной базе данных: **INEC SBE** – база данных по оцененным критическим экспериментам (benchmarks).

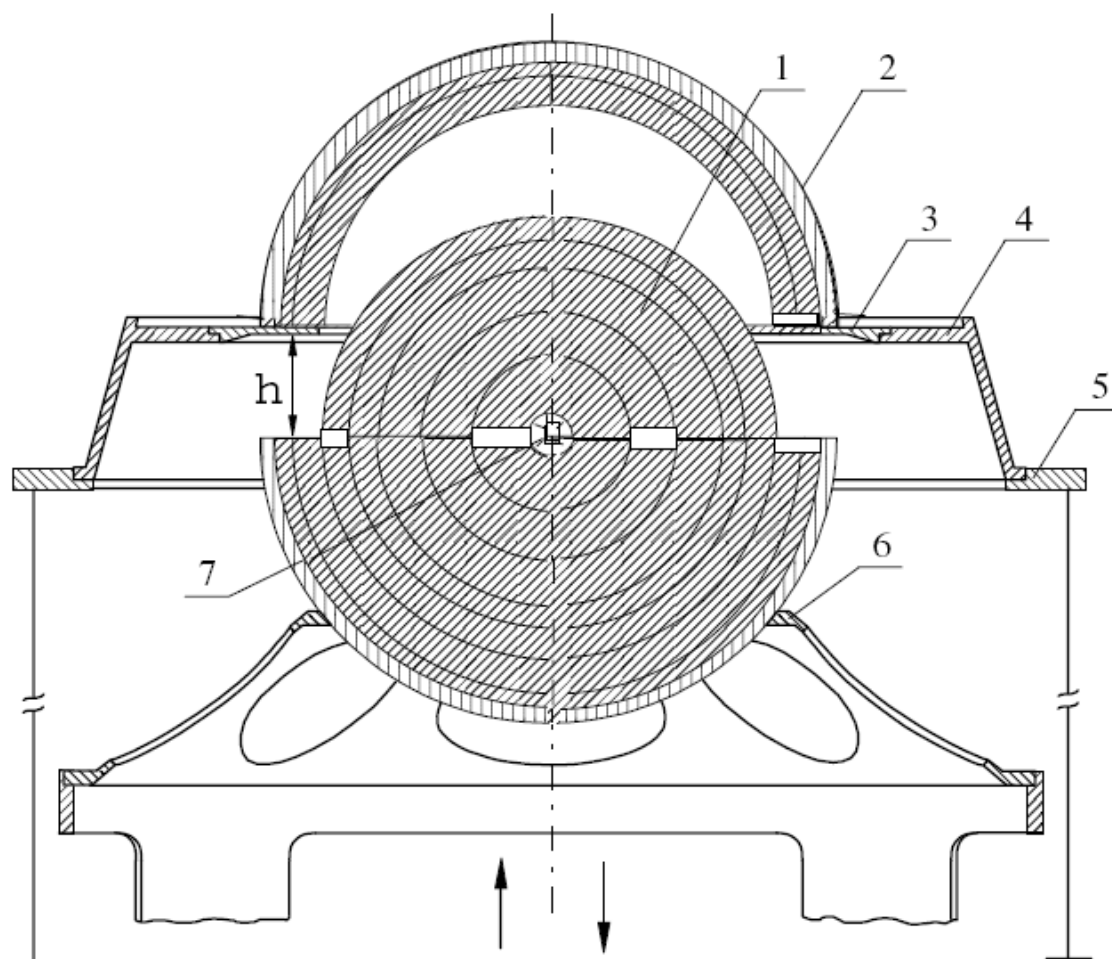
Ниже приведены примеры некоторых критических экспериментов.

А) Сфера из высокообогащенного урана (93%) (Леди Годива). Лос-Аламос (LANL).
1950-е годы.



Критика достигалась за счет движения полусфер навстречу друг другу.

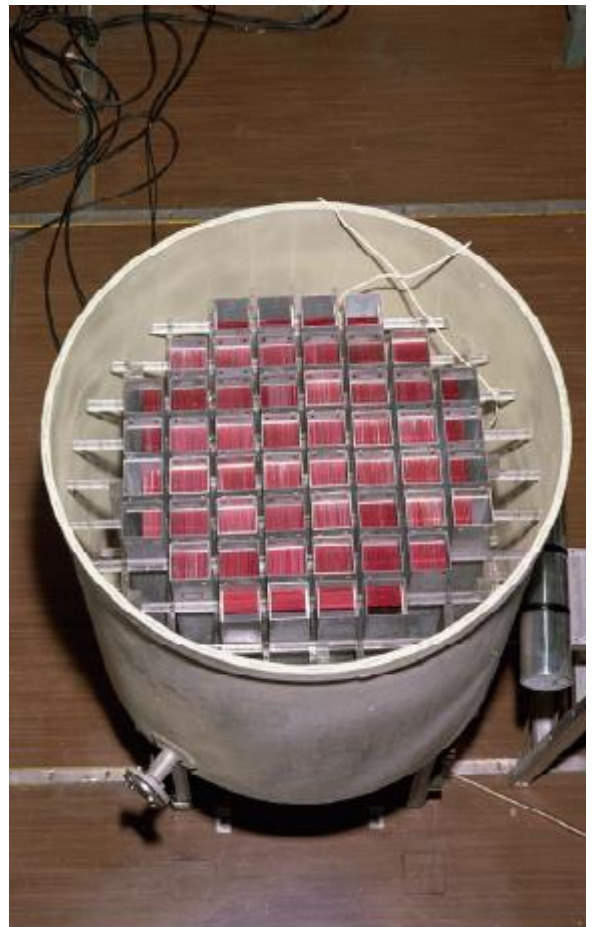
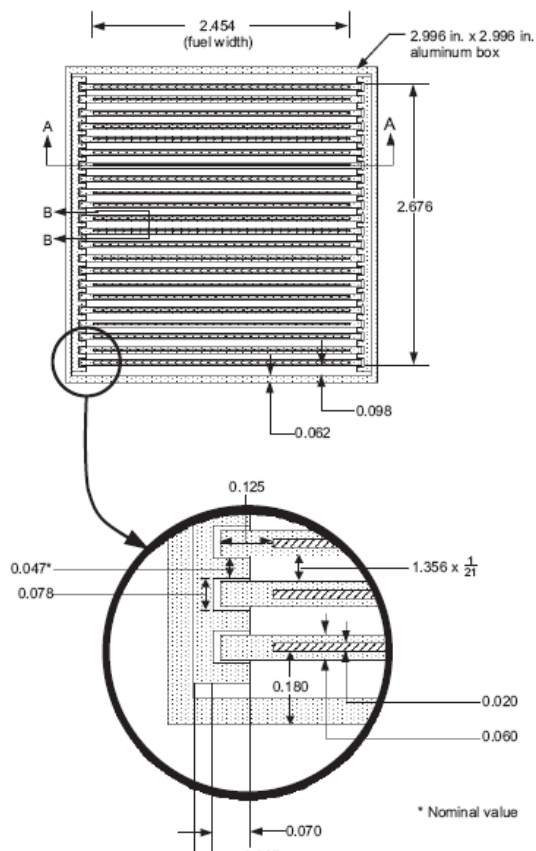
Б) Сфера из высокообогащенного урана (90%) с отражателем. Саров (ВНИИЭФ).
1960-е годы.



- 1 – Нижняя урановая зона с графитовым отражателем
- 2 - Верхняя урановая зона с графитовым отражателем
- 3-6 – Суппорты и опоры
- 7 – Нейтронный источник

Критика достигалась за счет движения зон навстречу друг другу.

В) Системы из пластинчатых ТВЭЛ (SPERT-D) с водой в качестве замедлителя.
Оак Ридж (ORNL). 1960-е годы.

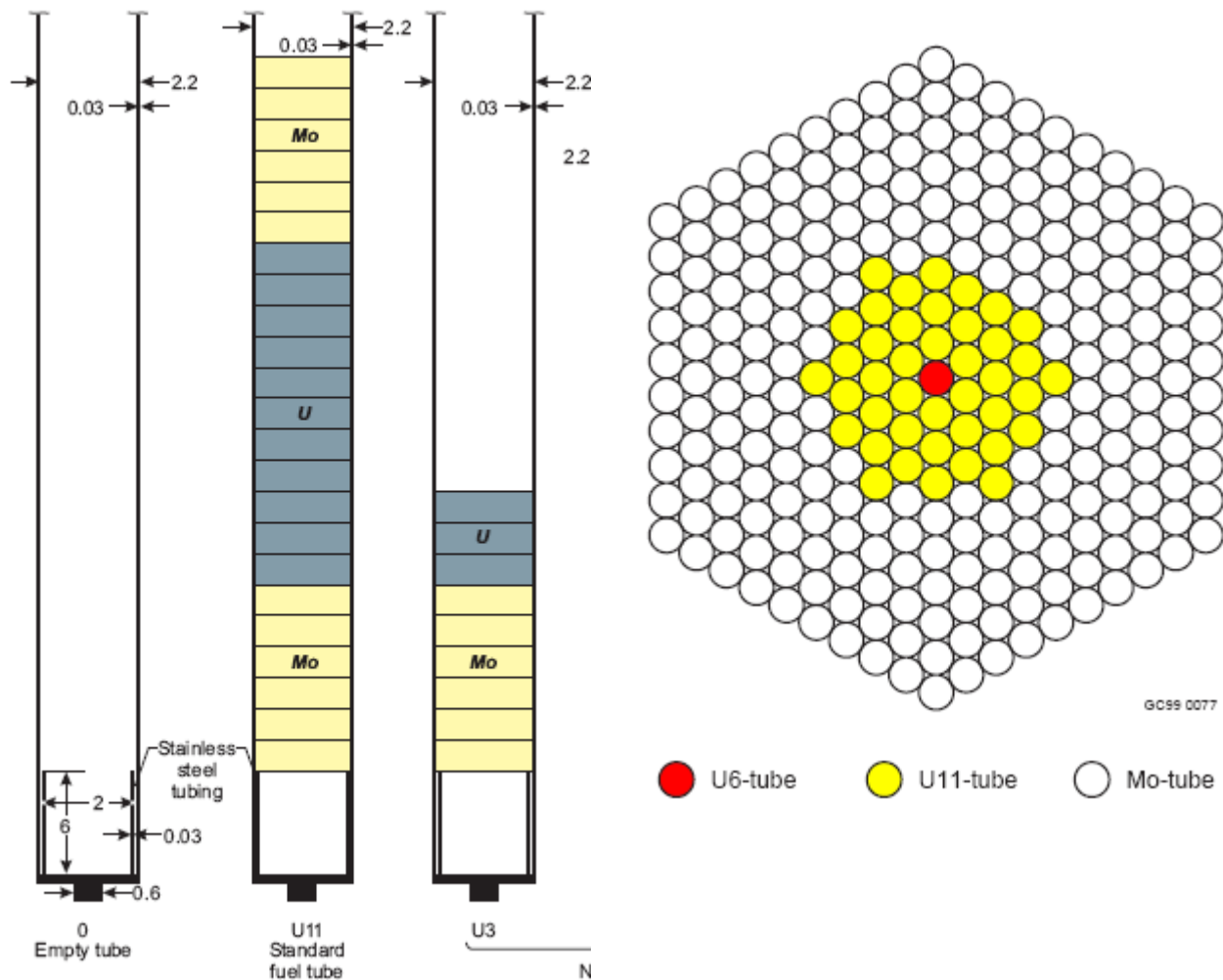


Критика достигалась за счет изменения уровня воды в баке.

Г) Системы из цилиндрических твэлов с молибденом и бериллием.

Обнинск (ФЭИ). 1980-е годы.

Сборка УКС (Универсальная Критическая Сборка)



6.5. Первый ядерный реактор.

Г.Д.Смит, Атомная энергия для военных целей, ТрансЖелДорИздат, 1946, 276 стр.

Официальный отчет о разработке атомной бомбы под наблюдением правительства США.

Издание в США 12 августа 1945 г.

перевод под ред. Г.Н.Иванова. 30000 экз.

<http://base13.glasnet.ru/text/aedvc/t.htm>

Уникальная книга, в которой изложена история разработки атомной бомбы в США в период с 1939 по 1945 г. Подробно описаны проблемы, которые пришлось решить на пути освоения ядерных технологий. Популярно изложены теоретические и экспериментальные вопросы физики реакторов. По мнению многих работников атомной отрасли данная книга оказала большое влияние на формирование интереса молодежи к ядерным проблемам в 1950-е и 1960-е годы, являясь одной из немногих «популярных» книг на данную тему.

Приведем некоторые выдержки из данной книги, связанные с историей разработки первого ядерного реактора.

1939

26 января 1939 г. в Вашингтоне состоялась конференция по теоретической физики на которой Бор и Ферми обсуждали проблему деления, и, в частности, Ферми упомянул, что могут испускаться нейтроны. Хотя это было лишь догадкой, из нее с очевидностью вытекала возможность цепной реакции. По вопросу деления в печати был опубликован ряд сенсационных статей.

Повторение результатов и их опубликование в *Physical Review* от 15 февраля 1939 г. 30 января 1939 г. Ф. Жолио также опубликовал свои первые результаты.

Более сотни докладов и статей по делению за 1939 год !!!

В США создается «Консультативный комитет по урану». Доклад 1 ноября.

1940

В феврале 1940 г. небольшие количества коцентрированных фракций трех изотопов урана с массовыми числами 234, 235 и 238 были получены А.О.Ниром при помощи масс-спектрометра и переданы Э.Т.Бугу, А.фон-Гроссе и Дж.Р.Данингу для исследования при помощи циклотрона Колумбийского университета. Эти ученые вскоре показали, что именно изотоп 235 способен делиться под действием тепловых нейтронов.

В июне создается Исследовательский комитет национальной обороны. Выделяется субсидия на закупку материалов 6000\$ 20 февраля. Первый контракт был заключен с

Колумбийским университетов на проведение работ по дальнейшему измерению ядерных констант и на эксперименты с углеродом и ураном. Контракт NDCrc-32 был подписан 8 ноября 1940 г. на срок с 1 ноября 1940 по 1 ноября 1941 гг. Стоимость составляла 40000 \$.

В июне 1940 г. вся работа по вопросам цепной реакции была сосредоточена в Колумбии под общим руководством Пеграма и при ближайшем участии Ферми и Сциларда.

1941

Лето. Расширение комитета: подкомитеты по разделению изотопов, по теоретическим вопросам, по вопросам производства энергии и тяжелой воды.

Замедление нейтронов в графите было исследовано путем изучения интенсивности активации различных детекторов (родий, индий, иод), расположенных различным образом внутри прямоугольной графитовой колонны, имеющей размеры 3*3*8 фунтов, когда в нее помещали источник нейтронов.

Определение числа нейтронов, испускаемых на один тепловой нейтрон, поглощенный ураном.

Эксперименты по гетерогенному расположению урана в графите. Поиск оптимальной решетки, измерение констант.

Теория «экспотенциальных» опытов – Ферми

Теория резонансного поглощения - Вигнер

Можно сказать, что общая теория цепной реакции для медленных нейтронов к концу 1941 г. была вполне ясна. Оставались неопределенными лишь числовые константы и технологические возможности.

Февраль – начало работ в Колумбии над возможными методами промышленного производства тяжелой воды. Каталитическая реакция обмена между газообразным водородом и жидкой водой.

В Норвегии работал завод по производству тяжелой воды с производительностью несколько кг/сут. Германское правительство заказало большие количества парафина с тяжелым водородом.

1942

Весна – перевод большинства членов группы по урановой проблеме в Чикаго. Руководитель работ Комптон принял решение по переводе в Чикаго Колумбийской и Пристонской групп.

9 марта 1942 г. доклад президенту о состоянии работ и предложение, чтобы в течении лета 1942 г. Военное министерство развернуло строительство промышленных установок.

18 июня 1942 г. полковник Дж.К.Маршалл (инженерные войска) получил указание от начальника Инженерной службы образовать новый округ инженерных войск для выполнения специальной работы (атомной бомбы). Этот округ был официально учрежден 13 августа и назван «Манхеттенский Округ». Работу, которую проводил этот «округ», была в целях секретности названа «Проект ДСМ» (Development of Substitute Materials – разработка замедляющих матермалов).

17 сентября 1942 г. военный министр возложил всю ответственность за военную деятельность по проекту ДСМ на бригадного генерала Л.Р.Гроувза (Инженерная служба).

Декабрь 1942 г. пуск первого реактора под стадионом Чикагского университета. Уран-графитовый «котел» с воздушным охлаждением и кадмиевыми регулирующими стержнями

1943

1 мая – передача Манхэттенскому округу контрактов на научно-исследовательские работы. Начало периода полного контроля Армии.

7 июня 1943 г. Начало работ по постройке первого Хэнфордского производственного котла. Одного из трех запланированных.

4 ноября 1943 года начало работы Клинтонского котла, прототипа промышленной установки, с мощностью 500-2000 кВт. Первая партия облученных урановых стержней поступила на разделительную установку 20 декабря 1943 г. К 1 марта 1944 г. было получены первые граммы плутония.

1944 г.

Январь – пуск заводов по производству тяжелой воды.

4 июля пуск Арагоского котла с ураном и тяжелой водой. 300 кВт из-за недостатка тяжелой воды.

Сентябрь - начало работы первого Хэнфордского котла.

1945

Зима 1944-1945 г. начало работы завода на основе электромагнитного разделения изотопов.

Весна – начало работы установки по разделению изотопов урана на основе газовой диффузии.

Лето - успешные испытания ядерной бомбы.

6 августа – Хиросима («Малыш» – обогащенный уран)

9 августа – Нагасаки («Толстяк» – плутоний)

Приведем выдержки из отчета Г.Д.Смита о первом ядерном реакторе

ОПИСАНИЕ КОТЛА

Согласно первоначальному плану, котел должен был иметь приблизительно сферическую форму, причем наиболее чистые уран и графит нужно было размещать вблизи центра. Контрольные измерения показали, однако, что критические размеры были достигнуты раньше, чем была завершена запроектированная сфера, и, в соответствии с этим, конструкция была видоизменена. В окончательном виде котел представлял сплюснутый сфероид, плоский в верхней части. Было необходимо расположить блоки урана или окиси урана на одинаковых друг от друга расстояниях в кубической решетке, внутри графита. Графит нарезался в виде кирпичей и складывался слоями, попеременно содержащими и не содержащими урановые блоки. Эти блоки располагались по углам квадратных плит графита. Критические размеры были достигнуты, когда котел был уложен до высоты лишь в три четверти той, которая казалась необходимой по самым осторожным расчетам. После этого был добавлен всего лишь один слой.

Применявшийся графит был преимущественно от фирм National Carbon Co. и Speer Graphite Co. Котел содержал 12 400 фунтов урана, который поставлялся фирмами Вестингауз, Metal Hydrides Co. и Эймс. Так как в решетке было значительно больше точек, чем имелось блоков металла, то свободные места были заполнены блоками прессованной окиси урана.

Для управления и выполнения экспериментов имелось десять каналов, пронизывающих весь котел. Три из них вблизи центра применялись для регулирующих и аварийных стержней. Для облегчения экспериментирования, в частности, для удаления образцов, один ряд графитовых кирпичей, несущих уран и проходящих вблизи центра, был уложен так, что его можно было целиком выдвигать из котла.

Графитовая сфера поддерживалась деревянным каркасом, установленным на настиле на утрамбованной площадке ниже Вест-Стэндса (Стэг Филд).

ОЖИДАЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ КОТЛА

Металлическая решетка в центре котла и две другие главные решетки, образующие основную конструкцию остальной части котла, были каждая в отдельности

изучены в экспоненциальных экспериментах №№18, 27 и 29. Эти эксперименты дали для коэффициента размножения значение 1,07 для металлической решетки и 1,04 и 1,03 для решеток из окиси. Причем различие двух последних величин было обусловлено различием сортов применявшегося графита. Необходимо помнить, что это значения коэффициентов размножения для решеток неограниченных размеров. Предсказание действительного эффективного значения коэффициента размножения, $k_{эфф}$ для строящегося котла зависело от достоверности значения k , полученного из экспоненциальных экспериментов, от правильного усреднения для различных решеток и от правильности расчета $k_{эфф}$ из среднего значения k для системы бесконечных размеров. Хотя начальные проектные данные котла были умышленно превышены, его успешное действие, когда он был лишь частично закончен, показывало, что значения коэффициентов размножения, вычисленные из экспоненциальных экспериментов, оказались слишком малыми. Наблюдавшееся эффективное значение коэффициента размножения для фактически построенной части запроектированной установки было около 1,0006, когда все поглотители нейтронов были удалены.

ИЗМЕРЕНИЯ ПРИ СБОРКЕ КОТЛА

Для того, чтобы быть уверенными, что при сборке котла случайно не будут превзойдены критические размеры, непрерывно производились измерения нейтронной активности. Эти измерения служили также для изучения свойств размножения нейтронов и давали возможность предсказать, где будет достигнута критическая точка.

Для измерения интенсивности реакции можно применять любой детектор нейтронов или γ -лучей. Нейтронные детекторы лучше, так как они быстрее реагируют и не подвержены влиянию излучений продуктов деления после прекращения экспериментов. Нейтронные детекторы (счетчик с трехфтористым бором) и ионизационные камеры для измерения γ -лучей были расположены внутри и вокруг котла. Некоторые из ионизационных камер применялись для приведения в действие регистрирующих приборов и автоматических аварийных приспособлений.

В самом котле измерения производились с помощью детекторов двух типов. Счетчик с трехфтористым бором вставлялся в щель на расстоянии в 43" от основания; с этим счетчиком производились частые отсчеты. Кроме того, фольга из индия каждый вечер облучалась в положении, по возможности самом близком к эффективному центру котла, а индуцированная активность фольги измерялась на следующее утро и сравнивалась с отсчетами счетчика с BF_3 .

Результаты подобных измерений могут быть выражены двояким образом. Так как число вторичных нейтронов, образовавшихся в процессе деления, постоянно возрастает по мере того, как котел строится, то активность A , индуцированная в стандартной фольге индия в центре, будет постоянно возрастать с увеличением числа слоев котла. Как только эффективное значение коэффициента размножения превысит единицу, A будет возрастать теоретически до бесконечности. Это приближение к бесконечности трудно наблюдать, и поэтому применяется другой способ выражения результатов. Предположим, что промежутки решетки и чистота материалов графито-урановой конструкции таковы, что коэффициент размножения сферы бесконечных размеров был бы в точности равен единице. Тогда, для реальной сферы подобной же конструкции, но конечного радиуса, активация детектора, помещенного в центре, была бы пропорциональна квадрату радиуса. Оказалось возможным определить соответствующий эффективный радиус $R_{эфф}$ для реального котла в каждой из стадий его сборки. Отсюда вытекало, что если бы коэффициент k_{∞} был точно равен единице в среднем для решетки в котле, то активность A детектора в центре возрастала бы с возрастанием $R_{эфф}$ таким образом, что $R_{эфф}^2/A$ оставалось бы постоянным. Если бы k_{∞} для решетки было больше единицы, то при приближении

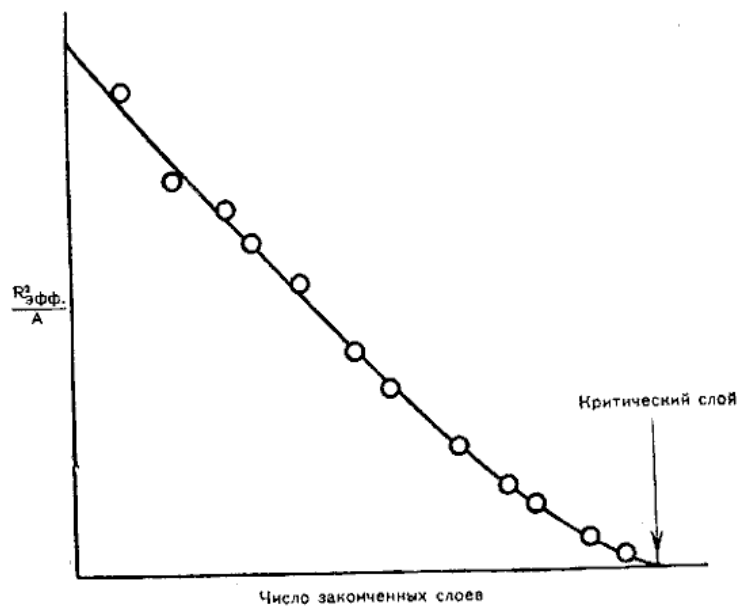


Рис.С1. Число законченных слоев

размеров котла к критическому значению, т.е. при приближении значения $k_{эфф}$ к единице, A должно было бы стремиться к бесконечности и, следовательно $R_{эфф}^2/A$ стремиться к нулю. Экстраполируя кривую зависимости $R_{эфф}^2/A$ от размера котла, т.е. от числа слоев до точки ее пересечения с осью абсцисс, можно предсказать, в каком слое $k_{эфф}$ станет равным единице. Такая кривая, изображенная на рис.С1, показывает, в каком слое достигаются

критические размеры. Менее удобный, но более прямой способ записи результатов изображен на рис.С2, который показывает рост активности нейтронов котла с увеличением числа слоев.

При сборке котла, значительно ранее достижения критического слоя, в соответствующие щели были вставлены кадмиевые полосы.

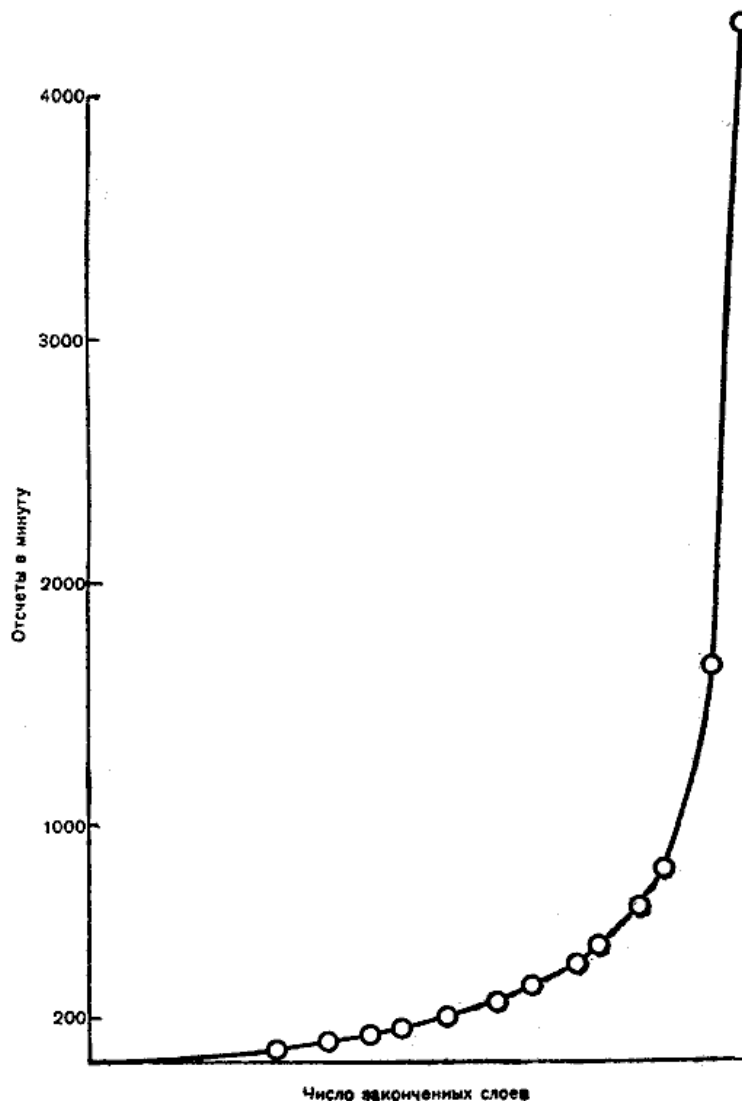


Рис. С2. Число законченных слоев

Они вынимались по одному разу в день, с надлежащими предосторожностями, чтобы не пропустить момента приближения к критическим условиям. Так производилась постройка котла, пока не был уложен критический слой.

УПРАВЛЕНИЕ

Управление реакцией достигалось вдвиганием в котел нескольких полосок из материала, поглощающего нейтроны,— кадмия или бористой стали. Пока котел бездействовал, несколько таких полосок кадмия вставлялись в ряд щелей, что уменьшало эффективный коэффициент размножения до величины намного ниже единицы. Для

доведения котла до условий ниже критических достаточно было лишь одной из кадмиевых полос. Кроме этих полос, которые могли применяться для ручного управления котлом, были предусмотрены еще два аварийных стержня и один стержень для автоматического управления. Стержень автоматического управления приводился в действие двумя электромоторами, реагирующими на воздействие ионизационной камеры и усилительной системы, так что при возрастании интенсивности реакции сверх желаемого уровня стержень вдвигался, и наоборот.

РАБОТА КОТЛА

Для пуска котла все кадмиевые полосы, кроме одной, удалялись. Оставшаяся полоса медленно выдвигалась наружу. По мере приближения к критическим условиям, интенсивность нейтронов внутри котла быстро возрастала. Следует, однако, заметить, что когда последняя полоса кадмия была внутри котла в положении, отвечающем эффективному значению коэффициента размножения, лишь немного меньшему единицы, требовалось много времени для того, чтобы интенсивность достигла насыщения. Аналогично, когда кадмиевая полоса была выдвинута наружу настолько, чтобы $k_{эфф}$ стало больше единицы, интенсивность возрастала довольно медленно. Так, если стержень был выдвинут на 1 см от критического положения, "время релаксации", т.е. время, необходимое для того, чтобы интенсивность удвоилась, составляло около четырех часов. Эти длинные "периоды релаксации" являются результатом наличия запаздывающих нейтронов (Приложение 3), что делает сравнительно легкой эксплуатацию котла при постоянном уровне интенсивности.

Котел впервые был пущен 2 декабря 1942 г., с максимальной мощностью в 1/2 W. 12 декабря интенсивность была доведена примерно до 200 W; повышать далее интенсивность считалось небезопасным для персонала внутри и снаружи здания. Во время работы при высокой интенсивности производились измерения излучения около котла, внутри здания и снаружи.

Лекция 7.

Плотность потока нейтронов. Скорость ядерной реакции. Баланс нейтронов в ядерном реакторе. Коэффициент размножения в бесконечной среде. Групповой подход. Библиотеки групповых констант.

7.1. Плотность потока нейтронов.

Совокупность переменных $\{\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t\}$ называют точкой фазового пространства.

Здесь:

\vec{r} – радиус вектор пространственной точки,

$\vec{\Omega}$ – единичный вектор направления полета нейтрона,

E – энергия нейтрона,

t – момент времени.

Для описания взаимодействия нейтронов со средой в рассматриваемой системе используется функция $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ – плотность нейтронов – число нейтронов в единичном объеме около точки фазового пространства. Размерность этой величины – нейтрон/м³•стрд•эВ.

Уравнение переноса нейтронов в реакторе обычно записывают для величины

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

называемой плотностью потока нейтронов (иногда просто потоком нейтронов), где v – скорость нейтрона. Размерность этой величины – нейтрон/м²•стрд•эВ•с.

Газокинетическое уравнение переноса нейтронов в реакторе (надкритической системе) записывают для величины

$$\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$$

стационарной плотности потока нейтронов. Размерность стационарной плотности потока нейтронов – нейтрон/м²•стрд•эВ•с.

Иногда используется понятие интегрального по углам потока нейтронов:

$$\Phi(\vec{r}, E) = \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E).$$

Размерность этой величины – нейтрон/м²•эВ•с.

Можно определить понятие полного потока нейтронов в пространственной точке

\vec{r} :

$$\Phi(\vec{r}) = \int_0^{\infty} dE \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E).$$

Размерность этой величины – нейтрон/м²•с. Физический смысл величины $\Phi(\vec{r})$ полного потока нейтронов – число нейтронов в пространственной точке \vec{r} , за единицу времени пересекающих площадку единичной площади, расположенной перпендикулярно направлению полета нейтронов.

7.2. Скорость ядерной реакции .

Скорость ядерной реакции является важной характеристикой для описания взаимодействия нейтронов со средой в рассматриваемой системе. Скорость ядерной реакции в некотором объеме системы – число реакций данного типа x , происходящих в единицу времени. Эта величина может быть вычислена как:

$$\int_V d\vec{r} \int_0^\infty dE \Sigma_x(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, E),$$

где V – объем системы,

$\Sigma_x(\vec{r}, E)$ – макроскопическое сечение реакции типа x взаимодействия нейтронов с ядрами среды.

Размерность этой величины – 1/с.

При составлении баланса нейтронов в ядерном реакторе записывают распределенную скорость реакции взаимодействия нейтронов с ядрами:

$$\Sigma_x(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E),$$

т.е. произведение макроскопического сечения взаимодействия и плотности потока нейтронов.

7.3. Баланс нейтронов в ядерном реакторе.

Баланс нейтронов в ядерном реакторе (надкритической системе) записывается квазикритическим газокинетическим уравнением переноса. Особенностью квазикритического уравнения переноса нейтронов является отсутствие в нем внешнего источника нейтронов.

Обозначив: $\Phi = \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$, $\Phi' = \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E')$, запишем это уравнение в виде:

$$\begin{aligned} \vec{\Omega} \cdot \nabla \Phi + \Sigma_{tot}(\vec{r}, E) \Phi &= \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega}, E \leftarrow \vec{\Omega}', E') \Phi' + \\ &+ \frac{1}{k} \frac{\chi(\vec{r}, E)}{4\pi} \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \int_0^\infty dE' \nu_f(\vec{r}, E') \Sigma_f(\vec{r}, E') \Phi' \end{aligned} \quad (1)$$

Физический смысл слагаемых в левой части уравнения (1) следующий:

первое $\vec{\Omega} \cdot \nabla \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ описывает миграцию нейтронов в системе, т.е. скорость вылета нейтронов через внешнюю поверхность системы,

второе $\Sigma_{tot}(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ – увод нейтронов из системы в результате взаимодействия с ядрами среды, т.е. скорость реакции полного взаимодействия нейтронов (взаимодействия всех возможных реакций типа x), $\Sigma_{tot}(\vec{r}, E)$ – полное макроскопическое сечение взаимодействия.

Физический смысл слагаемых в правой части уравнения (1) следующий:

первое слагаемое описывает процессы рассеяния нейтронов ядрами среды, приводящие к изменению направления полета $\vec{\Omega}'$ и энергии нейтрона E' на $\vec{\Omega}$ и E , т.е. скорость появления нейтронов за счет всех типов реакции рассеяния нейтронов. Здесь $\Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega}, E \leftarrow \vec{\Omega}', E')$ – дваждыдифференциальное макроскопическое сечение рассеяния (индикатриса рассеяния).

второе слагаемое – скорость появления нейтронов в результате деления ядер среды нейтронами. Здесь k – коэффициент размножения системы. Это слагаемое для квазикритического уравнения переноса нейтронов является единичным источником деления.

Интегро-дифференциальное уравнение (1) решается совместно с системой граничных условий. Число граничных условий совпадает с числом границ системы.

Наиболее часто в реакторных задачах ставится нулевое граничное условие на границе \vec{R}_0 с вакуумом (со стороны границы \vec{R}_0 системы в нее не влетают нейтроны):

$$\Phi(\vec{R}_0, \vec{\Omega}, E) = 0, \text{ если } (\vec{n} \cdot \vec{\Omega}) < 0,$$

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

7.4. Коэффициент размножения в бесконечной среде .

Коэффициент размножения в бесконечной среде ko определяет возможность получения цепной самоподдерживающейся реакции в конечном объеме вещества. Только при условии $ko > 1$ достижимо критическое состояние. Значение ko не может превышать число вторичных нейтронов деления ν , которое намного больше единицы. В реальных средах ko далеко не всегда превышает единицу. Даже в чистых делящихся материалах ko меньше ν , поскольку делящиеся ядра не только делятся, но и захватывают нейтроны без деления. Активные зоны ядерных реакторов, особенно на тепловых нейтронах, обычно содержат мало делящегося материала. Наряду с ^{235}U в них всегда присутствует ^{238}U . Уран

или плутоний могут применяться в виде химических соединений с кислородом, углеродом, азотом. Кроме того, активные зоны реакторов содержат конструкционные материалы, теплоноситель, а большая часть объемов активных зон реакторов на тепловых нейтронах занята замедлителем. Все эти вещества поглощают нейтроны, что снижает коэффициент размножения.

Часто под коэффициентом размножения в бесконечной среде понимают коэффициент размножения бесконечного реактора, набранного из повторяющихся элементов (элементарных ячеек) активной зоны реального реактора. Тогда для вычисления k_0 можно решить уравнение переноса (1) для следующих условий:

- 1) рассматриваемая система – элементарная ячейка,
- 2) на границе ячейки \vec{R}_0 ставится граничное условие отражения (все нейтроны, вылетающие через границу \vec{R}_0 , возвращаются в нее):

$$\Phi(\vec{R}_0, \vec{\Omega}, E) = \Phi(\vec{R}_0, -\vec{\Omega}, E), \text{ если } (\vec{n} \cdot \vec{\Omega}) < 0,$$

где \vec{n} - единичный вектор нормали к внешней границе системы в точке \vec{R}_0 в направлении из системы.

Приближенное вычисление коэффициента размножения в конкретной размножающей среде основано на рассмотрении нейтронного цикла и учете всех возможных процессов, приводящих к изменению числа нейтронов одного поколения. Самый продолжительный цикл - в реакторе на тепловых нейтронах. Этот цикл рассматривается в предположении, что топливом является уран, и приводит к формуле четырех сомножителей вычисления коэффициента размножения.

7.5. Групповой подход. Библиотеки групповых констант.

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

$$\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = F_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) U(E). \quad (2)$$

Проинтегрируем уравнение переноса в энергетическом диапазоне ΔE_g . Каждый такой диапазон называется энергетической группой или просто группой, а их совокупность $\{E_g\}$ - групповым разбиением.

Рассмотрим второе слагаемое уравнения переноса, в котором требуется проинтегрировать поток с весом зависящего от энергии макроскопического полного сечения взаимодействия. С учетом (2) имеем:

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

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

$$\int_{\Delta E_g} dE \Sigma_{\text{tot}}(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \Sigma_{\text{tot}}^g F_g(\vec{r}, \vec{\Omega}), \quad (3)$$

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

Σ_x^g - среднее по группе g сечение процесса типа x (в формуле (3) - полное).

$$\Sigma_x^g = \frac{\int_{\Delta E_g} dE \Sigma_x(E) U(E)}{\int_{\Delta E_g} dE U(E)} \quad (4)$$

Для того, чтобы (3) выполнялось точно, необходимо получить функции $F(\vec{r}, \vec{\Omega})$ и $U(E)$ из решения уравнения переноса. Но это означает сохранение размерности и, следовательно, трудоемкости численного решения исходной задачи. Суть группового метода заключается в том, чтобы не решать исходное уравнение относительно $U(E)$ – спектра нейтронов в зоне, а значения (4) получить, используя некоторую известную функцию $S(E)$ – спектра свертки. Тогда величина Σ_x^g - групповое сечение процесса типа x определяется:

$$\Sigma_x^g = \frac{\int_{\Delta E_g} dE \Sigma_x(E) S(E)}{\int_{\Delta E_g} dE S(E)},$$

где $S(E)$ – спектр свертки (известная функция).

Очевидно, что в группах, в которых практически отсутствует зависимость сечения от энергии, то есть $\Sigma_x(E) = \text{const}$, интегралы спектра в (4) сокращаются. Поэтому групповые сечения вообще не зависят от спектра свертки. В случае, когда сечение имеет зависимость от энергии, в качестве спектра свертки используют либо характерные формы

спектра в диапазонах энергии (спектр деления + спектр замедления + спектр Максвелла), либо спектр нейтронов похожей, но уже решенной задачи. Такие известные функции называются стандартными спектрами свертки.

Квазикритическое групповое уравнение переноса нейтронов в рассматриваемой системе имеет вид:

$$\bar{\Omega} \cdot \nabla \Phi^g + \Sigma_{\text{tot}}^g(\bar{r}) \Phi^g = \frac{1}{k} \chi^g \sum_{g'=1}^{NG} (\nu_f \Sigma_f)^{g'}(\bar{r}) \int_{4\pi} d\bar{\Omega}' \Phi^{g'} + \sum_{g'=1}^{NG} \int_{4\pi} d\bar{\Omega}' \Sigma_s^{g \leftarrow g'}(\bar{r}, \mu) \Phi^{g'},$$

где $\Phi^g(\bar{r}, \bar{\Omega})$ - поток нейтронов в группе g .

Для решения такого уравнения требуется набор макроскопических групповых констант:

$\Sigma_{\text{tot}}^g(\bar{r})$ - полное сечение в группе g ;

$(\nu_f \Sigma_f)^g(\bar{r})$ - сечение генерации в группе g ;

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

$\Sigma_s^{g \leftarrow g'}(\bar{r}, \mu)$ - матрица межгрупповых переводов (дважды дифференциальное сечение рассеяния из группы g' в группу g).

Макроскопические групповые константы получаются из микроскопических групповых констант, помещенных в базу данных, называемой библиотекой групповых констант.

Библиотеки групповых констант формируются на основе данных файлов оцененных ядерных данных для определенного круга расчетных задач с учетом группового разбиения и спектра свертки. В таблице 7.1 приведены некоторые значения идентификатора типа данных.

Таблица 7.1. Значения идентификатора МТ в библиотеках групповых констант.

МТ	Тип данных
1	σ_t - полное сечение взаимодействия (информация избыточная, поскольку приводятся все парциальные сечения)
2	σ_{el} - упругое рассеяние
4	σ_{in} - неупругое рассеяние (информация избыточная; сумма сечений неупругого рассеяния с возбуждением различных уровней с МТ=51,52,53, ...,90,91)
18	σ_f - полное сечение деления
102	$\sigma_{n,\gamma}$ - радиационный захват
452	ν_f - среднее число вторичных нейтронов деления

Лекция 8. Нейтронный цикл в реакторе на тепловых нейтронах. Формула четырех сомножителей. Вероятность избежать резонансного захвата и поглощения в замедлителе. Оптимальные параметры размножающих сред. Одногрупповая теория критического реактора. Отражатель нейтронов.

8.1. Нейтронный цикл в реакторе на тепловых нейтронах

Реактор на тепловых нейтронах обладает следующими особенностями:

1. Содержит большие количества замедлителя для эффективного уменьшения энергии нейтронов в пределах активной зоны;
2. Большинство делений происходит тепловыми нейтронами;
3. Урановое топливо имеет небольшое обогащение (0,71 – 5 %) по ядрам ^{235}U .

В гомогенном реакторе топливо представляет собой однородную смесь делящегося материала и замедлителя (раствор, расплав и т.п.)

Нейтронный цикл в реакторе на тепловых нейтронах описывает поведение среднего нейтрона, который вызвал деление урана-235 в тепловой области. Рассмотрим основные процессы взаимодействия нейтронов с ядрами среды в бесконечном гомогенном реакторе на тепловых нейтронах. Средняя энергия нейтрона деления около 2 МэВ, но могут появляться нейтроны с энергией в диапазоне от 0,1 до 10 МэВ. Рассмотрим последовательно процесс взаимодействия нейтронов с ядрами среды в различных диапазонах энергии нейтронов.

1) Диапазон 1-10 МэВ (быстрые нейтроны).

Данные нейтроны могут вызвать реакцию деления или реакцию (n, 2n) на ядрах изотопа ^{238}U , которого в тепловом реакторе значительно больше, чем делящегося изотопа ^{235}U . Поэтому, хотя основной процесс в данной области энергий нейтронов – рассеяние нейтронов на ядрах замедлителя, некоторые нейтроны вызывают деление ядер урана и число нейтронов, покидающих диапазон через границу 1 МэВ, может превышать их начальное число в данном диапазоне. Этот эффект можно учесть введя коэффициент размножения на

быстрых нейтронах – μ . Вместо одного нейтрона, появившегося в реакции деления, из данного диапазона энергий в следующий диапазон будет перетекать μ нейтронов. Для тепловых реакторов $\mu = 1.01 - 1.03$.

2) Диапазон 1 эВ - 1 МэВ (промежуточные, замедляющиеся, резонансные нейтроны).

В данном диапазоне энергий нейтроны в основном рассеиваются на ядрах замедлителя и постепенно теряют свою энергию. Сечение радиационного захвата на ядрах замедлителя в данном диапазоне очень мало и можно предположить, что нейтроны только рассеиваются. Однако, иногда на их пути встречаются ядра урана. Вероятность столкновения с ядрами урана резко возрастает для нейтронов определенных энергий. Эти энергии называются резонансными, т.к. в сечении радиационного захвата нейтрона изотопом ^{238}U имеются резкие пики (резонансы). Для того, чтобы учесть процесс захвата нейтронов на ядрах урана можно ввести еще один коэффициент – вероятность избежать резонансного захвата – ϕ . Произведение коэффициентов μ и ϕ позволяет оценить количество нейтронов, которые достигнут тепловой области энергий.

3) Диапазон $10^{-5} - 1$ эВ (тепловые нейтроны).

В данном диапазоне энергий нейтроны в основном рассеиваются на ядрах замедлителя, но в отличии от предыдущего диапазона, средняя энергия нейтронов не изменяется. В процессе рассеяния энергия нейтрона может, как уменьшаться, так и возрастать из-за того, что энергия ядер среды в данном диапазоне становится сравнимой с энергией налетающего нейтрона. Сечение радиационного захвата ядер замедлителя в тепловой области возрастает и радиационный захват нейтронов на них необходимо учитывать. Для этого можно ввести еще один коэффициент – вероятность избежать поглощения на ядрах замедлителя – θ . Произведение коэффициентов μ , ϕ и θ позволяет оценить количество нейтронов, которые достигнут тепловой области энергий и поглотятся в топливе.

В тепловой области значительно возрастает сечение деления изотопа ^{235}U . Поэтому, несмотря на то, что ядер данного изотопа значительно меньше, чем ядер других изотопов вероятность взаимодействия нейтронов с ядрами ^{235}U становится значимой. Поглощение на ядрах топлива не всегда будет приводить

к делению, т.к. возможна еще реакция радиационного захвата, как на ядрах ^{238}U , так и на ядрах ^{235}U . В лекции 5 для делящихся изотопов была введен параметр η - число вторичных нейтронов при захвате теплового нейтрона. Расширим это понятие на все топливо. Будем считать, что η - число вторичных нейтронов при захвате теплового нейтрона любым изотопом топлива. Значение η зависит от обогащения топлива, но практически не зависит от других характеристик среды. Произведение коэффициентов μ , ϕ , θ и η позволяет оценить количество нейтронов следующего поколения в системе на один быстрый нейтрон предыдущего поколения.

Основные процессы взаимодействия нейтронов с ядрами среды представлены в таблице 8.1.

Таблица 8.1.

Этап	Процессы	Величины
Рождение нейтронов в результате реакции деления		
Замедление в быстрой области энергии Диффузия при замедлении	Взаимодействие с ядрами урана 238 и замедлителя	μ - коэффициент размножения на быстрых нейтронов
Замедление в промежуточной области энергии Диффузия при замедлении	Взаимодействие с ядрами урана 238 и замедлителя	ϕ - вероятность избежать поглощения на ядрах урана при замедлении
Диффузия нейтронов в тепловой области	Взаимодействие с ядрами замедлителя	θ - вероятность избежать поглощения на ядрах замедлителя
Диффузия нейтронов в тепловой области	Взаимодействие с ядрами урана	η - число нейтронов на одно поглощение в топливе (уране)

8.2. Формула четырех сомножителей.

Напомним, что коэффициент размножения бесконечной среды (K_∞) – коэффициент размножения теоретической системы, которая представляет собой пространство, полностью заполненное некоторой средой (гомогенной или гетерогенной). В бесконечной среде отсутствует утечка нейтронов, поэтому коэффициент размножения любой конечной системы, состоящей из данной среды будет меньше, чем коэффициент размножения бесконечной среды.

Отсутствие утечки приводит к тому, что нейтроны могут покинуть систему только за счет поглощения на ядрах среды.

Используя рассмотрение нейтронного цикла, можно записать коэффициент размножения бесконечной среды с большим количеством замедлителя в виде произведения соответствующих коэффициентов. Данный подход был развит в сороковые годы XX века и лег в основу первой теории ядерных реакторов. Измеряя или теоретически оценивая соответствующие вероятности можно оценить K_{∞} различных систем и, как будет показано ниже,

$$K_{\infty} = \mu \cdot \phi \cdot \theta \cdot \eta \quad (8.1)$$

Рассмотрим зависимости составляющих формулы (8.1) от двух параметров, которые характеризуют бесконечную гомогенную среду состоящую из уранового топлива и замедлителя. Первый параметр - разбавление (ϵ), второй - обогащение (x).

Разбавление равно отношению количества ядер замедлителя к количеству ядер топлива:

$$\tilde{n} = \frac{\rho_{\text{зам}}}{\rho_{\text{топ}}}$$

где: $\rho_{\text{зам}}$ – концентрация ядер замедлителя, $\rho_{\text{топ}}$ - концентрация ядер топлива.

От значения разбавления сильно зависят коэффициенты ϕ и θ . Рассмотрим эти зависимости более подробно.

8.3. Вероятность избежать резонансного захвата.

В случае отсутствия замедлителя вероятность избежать резонансного захвата будет небольшой, т.к. ступенька замедления на тяжелых ядрах небольшая и многие нейтроны при замедлении будут иметь энергию вблизи резонансов ^{238}U и активно поглощаться этими ядрами. Из-за этого K_{∞} природного урана значительно меньше 1. При увеличении разбавления ϕ должна возрастать. Чем больше ядер замедлителя по сравнению с ядрами топлива, тем чаще происходят столкновения нейтронов с ядрами замедлителя и тем больше вероятность «проскочить» резонансную область без столкновения с ядрами урана. При бесконечном разбавлении вероятность избежать резонансного захвата будет равна 1.

Для оценки значения φ при конкретном значении разбавления в гомогенной среде можно использовать следующую формулу:

$$\varphi(c) = \exp\left(-\frac{\rho_n \cdot I_{эфф}}{\xi \Sigma_s}\right)$$

где: ρ_n - ядерная плотность резонансного поглотителя;

$I_{эфф}$ - эффективный резонансный интеграл в смеси;

$\xi \Sigma_s$ - замедляющая способность смеси.

От разбавления зависят значения $I_{эфф}$ и $\xi \Sigma_s$. Расчет значения φ представляет сложную задачу и не входит в рассмотрение настоящего курса.

8.4. Вероятность избежать поглощения на ядрах замедлителя.

В случае отсутствия замедлителя вероятность избежать поглощения на его ядрах будет равна 1. При увеличении разбавления θ должна уменьшаться. Чем больше ядер замедлителя по сравнению с ядрами топлива, тем чаще происходят столкновения нейтронов с ядрами замедлителя и тем больше вероятность поглощения нейтронов на этих ядрах в тепловой области. При бесконечном разбавлении вероятность избежать поглощения на ядрах замедлителя будет равна нулю, т.к. рано или поздно произойдет захват нейтрона ядром замедлителя. Следует отметить, что вероятность избежать поглощения на ядрах замедлителя равна вероятности поглотиться в тепловой области на ядрах топлива. Поэтому для оценки значения θ при конкретном значении разбавления в гомогенной среде можно использовать следующую формулу:

$$\theta(c) = \frac{\Sigma_a^{mon}}{\Sigma_a^{зам} + \Sigma_a^{mon}}$$

где: Σ_a^{mon} , $\Sigma_a^{зам}$ - макроскопическое сечение поглощения в тепловой области энергий на ядрах топлива и замедлителя соответственно.

Коэффициент использования тепловых нейтронов η равен числу нейтронов деления (следующее поколение), которые появятся на один захват нейтрона ядром топлива. Коэффициент η не зависит от разбавления. В лекции 5

была рассмотрена данная величина для делящихся изотопов. В случае смеси изотопов захват нейтронов может произойти на различных изотопах топлива, поэтому соответствующую формулу следует записать в виде:

$$\eta = \frac{\nu_f \cdot \Sigma_f^{\text{д}}}{\Sigma_a^{\text{д}}}$$

где: $\Sigma_f^{\text{д}}$, $\Sigma_a^{\text{д}}$ - макроскопические сечения деления и поглощения в тепловой области энергий на ядрах топлива.

8.5. Оптимальные параметры гомогенных размножающих сред (уран природный – замедлитель)

Как было отмечено выше, коэффициент размножения бесконечной среды можно представить в виде произведения четырех сомножителей. Два сомножителя μ и η практически не зависят от разбавления. Два других ϕ и θ зависят от разбавления таким образом, что ϕ возрастает с увеличением разбавления, а θ уменьшается. Можно предположить, что при определенном значении разбавления (параметр - c) коэффициент размножения будет иметь максимальное значение. Данное значение параметра $c_{\text{опт}}$ будем называть оптимальным значением параметра или оптимальным разбавлением.

Различные смеси замедлителей и топлив будут иметь различные оптимальные параметры. В таблице 8.2 приведены значения оптимальных разбавлений и соответствующие им коэффициенты размножения бесконечных сред. Из таблицы 8.2 видно, что гомогенная критический реактор можно построить только на основе из смеси природного урана и тяжелой воды.

Таблица 8.2.

Оптимальные параметры гомогенных размножающих сред
(уран природный – замедлитель)

Замедлитель	$C=N_{\text{зам}}/N_U$	K_{∞}
H ₂ O	2,5	0,84
D ₂ O	167	1,14
C	452	0,85

В заключение настоящего раздела следует отметить, что в гетерогенных средах оптимальные параметры будут другими, т.к. одного значения разбавления уже не достаточно для описания среды. При рассмотрении гетерогенных сред необходимо учитывать размеры топливных блоков и их взаимное расположение в пространстве замедлителя. Из-за этого расчет оптимальных параметров гетерогенной среды представляет более сложную задачу, чем аналогичный расчет гомогенной среды.

8.6. Одногрупповая теория критического реактора

Интегро-дифференциальное уравнение переноса

(Баланс нейтронов в единице фазового объема)

$$\varphi = \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$$

$$\frac{1}{v} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\vec{\Omega} \cdot \nabla \varphi - \Sigma_{tot}(E) \cdot \varphi + Q_s + Q_f + Q_{вн}$$

источник рассеяния

$$Q_s = \int_0^{\infty} \Sigma_s(E') \cdot dE' \int_{4\pi} w(E', \vec{\Omega}' \rightarrow E, \vec{\Omega}) \cdot \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t) \cdot d\vec{\Omega}'$$

источник деления

$$Q_f = \frac{\chi(E)}{4\pi} \int_0^{\infty} \nu_f(E') \cdot \Sigma_f(E') \cdot dE' \int_{4\pi} \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t) \cdot d\vec{\Omega}'$$

внешний источник

$$Q_{вн} = Q_{вн}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$$

Условно-критическое уравнение диффузии

$$\Phi = \Phi(\vec{r}, E) = \int_{4\pi} \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \cdot d\vec{\Omega}$$

$$-D\Delta\Phi + \Sigma_{tot}(E) \cdot \Phi = Q_s + \frac{1}{K_{эфф}} Q_f$$

Введение $K_{эфф}$ позволяет от нестационарной задачи перейти к рассмотрению стационарной задачи

источник рассеяния

$$Q_s = \int_0^{\infty} \Sigma_s(E' \rightarrow E) \cdot \Phi(\vec{r}, E') \cdot dE'$$

источник деления

$$Q_f = \chi(E) \int_0^{\infty} \nu_f(E') \cdot \Sigma_f(E') \cdot \Phi(\vec{r}, E') \cdot dE'$$

Одногрупповое критическое уравнение диффузии

$$\Phi = \Phi(\vec{r}) = \int_0^{\infty} \int_{4\pi} \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \cdot d\vec{\Omega} \cdot dE$$

$$-D\Delta\Phi + \Sigma_a \cdot \Phi = \nu_f \cdot \Sigma_f \cdot \Phi \Rightarrow \Delta\Phi + \alpha_1^2 \Phi = 0$$

Определение критических размеров размножающих сред

Среда с размножающими свойствами $k_{\infty} > 1$

$$\alpha_1^2 = \frac{\nu_f \Sigma_f - \Sigma_a}{D} = \frac{k_{\infty} - 1}{L^2} - \text{материальный параметр. Зависит только от свойств}$$

среды

$$\Delta\Phi + \alpha^2 \Phi = 0$$

Граничные условия

$$\Phi(\vec{r}_g) = 0$$

1) Уравнение однородно относительно потока нейтронов, поэтому решая данное уравнение решение получается с точностью до постоянного множителя.

2) Постановка граничных условий приводит к задаче Штурма-Лиувилля. Граничные условия могут удовлетворяться только при определенных размерах системы

3) Возможны две постановки задачи о нахождении критических размеров:

- известны свойства среды и нужно определить критические размеры в определенной геометрии
- известны размеры системы и нужно определить свойства среды

Плоская геометрия

$$\frac{d^2\Phi(x)}{dx^2} + \alpha^2\Phi(x) = 0$$

$$\Phi(x_0) = 0$$

$$x_0 = \pm \frac{H}{2}$$

$$\alpha^2 = \left(\frac{\pi}{l}\right)^2$$

$$\Phi(x) = \Phi_0 \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot x}{H}\right)$$

Сферическая геометрия

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial r^2} r^2 \Phi(r) + \alpha^2 \Phi(r) = 0$$

$$\Phi(r_0) = 0$$

$$r_0 = R$$

$$\alpha^2 = \left(\frac{\pi}{R}\right)^2$$

$$\Phi(r) = \Phi_0 \cdot \frac{\cos\left(\frac{\pi \cdot r}{R}\right)}{r}$$

Цилиндрическая геометрия

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} \Phi(r) + \alpha^2 \Phi(r) = 0$$

$$\Phi(r_0) = 0$$

$$r_0 = R$$

$$\alpha^2 = \left(\frac{2,405}{R}\right)^2$$

$$\Phi(r) = \Phi_0 \cdot J\left(\frac{2,405 \cdot r}{R}\right)$$

Таблица 8.3.

Параметры критических сфер из делящихся материалов.

Изотоп	Критическая масса, кг	Радиус сферы, см
^{235}U	48	8,5
^{233}U	16	6
^{239}Pu	17	6

8.7. Отражатель нейтронов

Условие критичности реактора с отражателем:

$K_{эф} = K_{\infty}$ - идеальный отражатель.

H – толщина активной зоны.

Δ – толщина отражателя.

χ^2, D_1, L_1^2 – параметры активной зоны.

L_2^2, D_2 – параметры отражателя.

Активная зона:

$$\frac{d^2\Phi_1}{dx^2} + \chi^2 \times \Phi_1 = 0$$

Отражатель:

$$\frac{d^2\Phi_2}{dx^2} + \frac{1}{L_2^2} \times \Phi_2 = 0$$

$$\frac{d\Phi_1}{dx}(0) = 0$$

$$\Phi_2\left(\frac{H}{2} + \Delta\right) = 0$$

Условие сшивки:

$$\Phi_1\left(\frac{H}{2}\right) = \Phi_2\left(\frac{H}{2}\right)$$

$$D_1 \times \frac{d\Phi_1}{dx}\left(\frac{H}{2}\right) = D_2 \times \frac{d\Phi_2}{dx}\left(\frac{H}{2}\right)$$

$$\Phi_1(X) = A \times \cos(\chi \times X)$$

$$\Phi_2(X) = B \times sh\left(\frac{\frac{H}{2} + \Delta - X}{L_2}\right)$$

$$A \times \cos\left(\frac{\chi \times H}{2}\right) - B \times sh\left(\frac{\Delta}{L^2}\right) = 0$$

$$-D_1 \times \chi \times \sin\left(\frac{\chi \times H}{2}\right) - D_2 \times B \times \left(-\frac{1}{L^2}\right) \times ch\left(\frac{\Delta}{L^2}\right) = 0$$

$$\det \begin{vmatrix} \cos\left(\frac{\chi \times H}{2}\right) & -sh\left(\frac{\Delta}{L^2}\right) \\ D_1 \times \chi \times \sin\left(\frac{\chi \times H}{2}\right) & -D_2 \times \frac{1}{L^2} \times ch\left(\frac{\Delta}{L^2}\right) \end{vmatrix} = 0$$

$$-\frac{D_2}{L_2} \times \cos\left(\frac{\chi \times H}{2}\right) \times ch\left(\frac{\Delta}{L^2}\right) + D_1 \times \chi \times \sin\left(\frac{\chi \times H}{2}\right) \times sh\left(\frac{\Delta}{L^2}\right) = 0$$

$$\underline{\underline{\chi \times tg\left(\frac{\chi \times H}{2}\right) = \frac{D_2}{D_1} \times \frac{1}{L_2} \times cth\left(\frac{\Delta}{L^2}\right) - \text{Условие критичности}}}$$

$$\frac{H}{2} = \frac{1}{\chi} \times arctg\left(\frac{1}{\chi} \times \frac{D_2}{D_1} \times \frac{1}{L_2} \times cth\left(\frac{\Delta}{L^2}\right)\right)$$

$$\frac{H_0}{2} = \frac{\pi}{2 \times \chi} - \text{в отсутствии отражателя } (\Delta=0)$$

$$\delta = \frac{H_0}{2} - \frac{H}{2} - \text{добавка отажателя.}$$

$$\begin{aligned} \delta &= -\frac{1}{\chi} \times arctg\left(\frac{1}{\chi} \times \frac{D_2}{D_1} \times \frac{1}{L_2} \times cth\left(\frac{\Delta}{L^2}\right)\right) + \frac{\pi}{2 \times \chi} = \frac{1}{\chi} \left\{ \frac{\pi}{2} - arctg\left(\frac{1}{\chi} \times \frac{D_2}{D_1} \times \frac{1}{L_2} \times cth\left(\frac{\Delta}{L^2}\right)\right) \right\} = \\ &= \frac{1}{\chi} \times arctg\left(\frac{\chi \times D_1 \times L_2}{D_2} \times th\left(\frac{\Delta}{L^2}\right)\right) \end{aligned}$$

Лекция 9. Бесконечная решетка. Элементарная ячейка. Распределение нейтронов различных энергий по ячейке. Коэффициент размножения бесконечной периодической решетки. Твэлы и ТВС реакторов ВВЭР и РБМК.

9.1. Бесконечная решетка

Кроме гомогенной среды топлива и замедлителя возможно создание гетерогенной среды. В гетерогенной среде топливо содержится в виде блоков определенной формы (сфера, цилиндр и т.п.), расположенных в замедлителе в узлах некоторой периодической решетке. Блоки топлива часто называют тепловыделяющими элементами (ТВЭлами). Бесконечная решетка представляет собой пространство, заполненное замедлителем, в котором в определенном порядке расположены блоки топлива.

Оказалось, что у гетерогенной среды имеются значительные преимущества по сравнению с гомогенной средой. Поэтому активные зоны всех существующих реакторов являются гетерогенными. Они заполнены ТВЭлами, объединенными в тепловыделяющие сборки (ТВС), между которыми протекает теплоноситель. В канальных реакторах топливные каналы с топливом и теплоносителем расположены в замедлителе. В корпусных реакторах теплоноситель является одновременно и замедлителем нейтронов.

У гетерогенных реакторов, по сравнению с гомогенными, имеются технологические и физические преимущества. Технологически удобно производить ТВЭлы и ТВС как независимые изделия. Физические преимущества заключаются в возможном росте коэффициента размножения бесконечной среды при переходе от гомогенной среды к гетерогенной в рамках сохранения разбавления и составов. Например: максимальный K_{∞} гомогенной смеси графита и природного урана равен 0,85, однако первые реакторы были изготовлены именно из этих материалов. Основное физическое преимущество заключается в значительном увеличении вероятности избежать резонансного поглощения ϕ . Это связано с так называемым блок-эффектом. Блок-эффект - влияние гетерогенной структуры активной зоны на физические характеристики реактора, заключающееся в:

- Резком уменьшении потока резонансных нейтронов в ТВЭле от края к центру. Большая часть топлива оказывается «заблокирована» для резонансных нейтронов тонким слоем вблизи границы ТВЭла.
- Уменьшении потока тепловых нейтронов в ТВЭле от края к центру
- Уменьшении плотности потока тепловых нейтронов в замедлителе по мере приближения к ТВЭлу в каждой элементарной ячейке активной зоны.

Различия между гетерогенной и гомогенной средами приводит к тому, что коэффициенты в формуле четырех сомножителей изменяются. Качественное сравнение коэффициентов приведено в таблице 9.1.

Таблица 9.1.

Гомогенная среда	Знак	Гетерогенная среда
$\mu_{\text{гом}}$	<	$\mu_{\text{гет}}$
$\Phi_{\text{гом}}$	<	$\Phi_{\text{гет}}$
$\theta_{\text{гом}}$	>	$\theta_{\text{гет}}$
$\eta_{\text{гом}}$	=	$\eta_{\text{гет}}$
$K_{\infty}^{\text{гом}}$	<	$K_{\infty}^{\text{гет}}$

Как видно из таблицы 9.1, при переходе от гомогенной к гетерогенной среде два коэффициента увеличиваются, а один уменьшается. При этом эффект от увеличения вероятности избежать резонансного захвата оказывается более значимым, чем другие. Поэтому при данном переходе максимальный коэффициент размножения в бесконечной среде растет. В таблице 9.2 приведены значения K_{∞} для оптимальных параметров гетерогенных размножающих сред с топливом в виде бесконечных цилиндров в треугольной решетке.

Таблица 9.2.

Оптимальные параметры гетерогенных размножающих сред с топливом в виде бесконечных цилиндров в треугольной решетке
(уран природный – замедлитель)

Замедлитель	$C=N_{\text{зам}}/N_U$	K_{∞}
H ₂ O	1,4	0,99
D ₂ O	50	1,20
C	150	1,07

9.2. Элементарная ячейка

В гетерогенной среде можно выделить пространственную область, которая называется элементарная ячейка. На границах элементарной ячейки можно поставить условия симметрии для нейтронного потока, т.к. в бесконечной гетерогенной среде поток нейтронов любой энергии является периодической функцией от пространственных

координат. При этом период этой функции в любом направлении равен размеру элементарной ячейки. На границах ячейки ток нейтронов равен нулю.

Примеры элементарных ячеек реакторов ВВЭР, РБМК и CANDU изображены на рисунках 9.1, 9.2 и 9.3 соответственно.

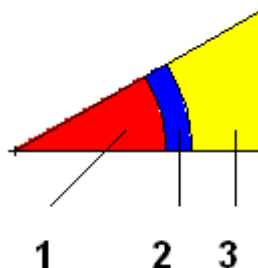


Рис. 9.1. Элементарная ячейка реактора ВВЭР

1 – топливо; 2 – оболочка; 3 – вода (замедлитель и теплоноситель)

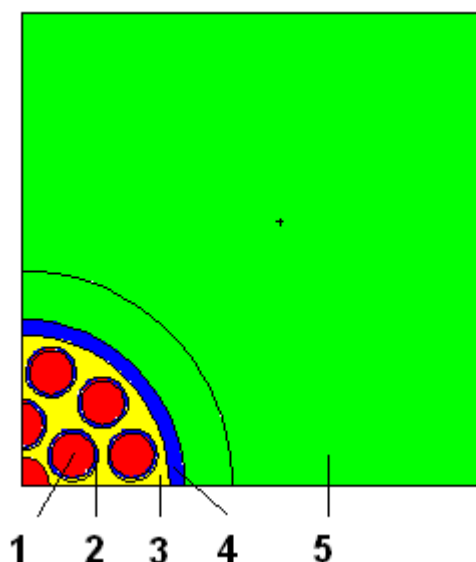


Рис. 9.2. Элементарная ячейка реактора РБМК

1 – топливо; 2 – оболочка; 3 – вода (теплоноситель); 4 – труба; 5 – графит (замедлитель)

9.3. Распределение нейтронов различных энергий по ячейке.

В гомогенной среде пространственное распределение нейтронов отсутствует, т.к. нет пространственных неоднородностей. В ней можно рассматривать только зависимость потока нейтронов от энергии нейтронов.

В гетерогенной среде будет существовать пространственная зависимость нейтронов. Для каждой энергии нейтронов (группы) пространственная зависимость

потока будет периодической функцией. В каждом твэле и замедлителе вокруг него распределение нейтронов будут повторять распределения в аналогичных областях. Поэтому для анализа пространственных эффектов рассматривают характерную область – элементарную ячейку.

9.4. Твэлы и ТВС реакторов ВВЭР и РБМК

Реактор ВВЭР

ВВЭР – водоводяной энергетический реактор. Цилиндрические твэлы ВВЭР расположены узлах треугольной (шестигранной) решетки с шагом 1,25 см. На рис. 9.1 схематично изображены твэл и топливные таблетки ВВЭР-1000. В качестве ядерного топлива для твэл используются топливные таблетки из спеченной двуокиси урана с ужесточёнными допусками и повышенными требованиями по внешнему виду, доспекаемости, пористости, размеру зерна, что приводит к существенной стабилизации и улучшению качества выпускаемой продукции. Таблетки имеют плотность (10,4-10,7) г/см³, наружный диаметр 7,57-0,03 мм, центральное отверстие диаметром 2,35^{+0,2} мм, фаски, снижающие взаимодействие топлива с оболочкой и уменьшающие скалываемость при загрузке. На рис. 9.2 схематично изображена ТВС ВВЭР-1000.

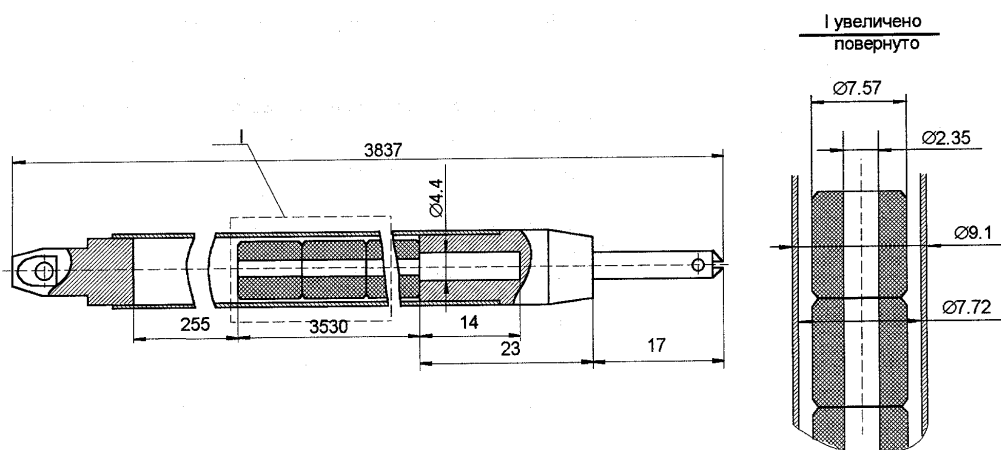


Рис. 9.1. Твэл и таблетки ВВЭР

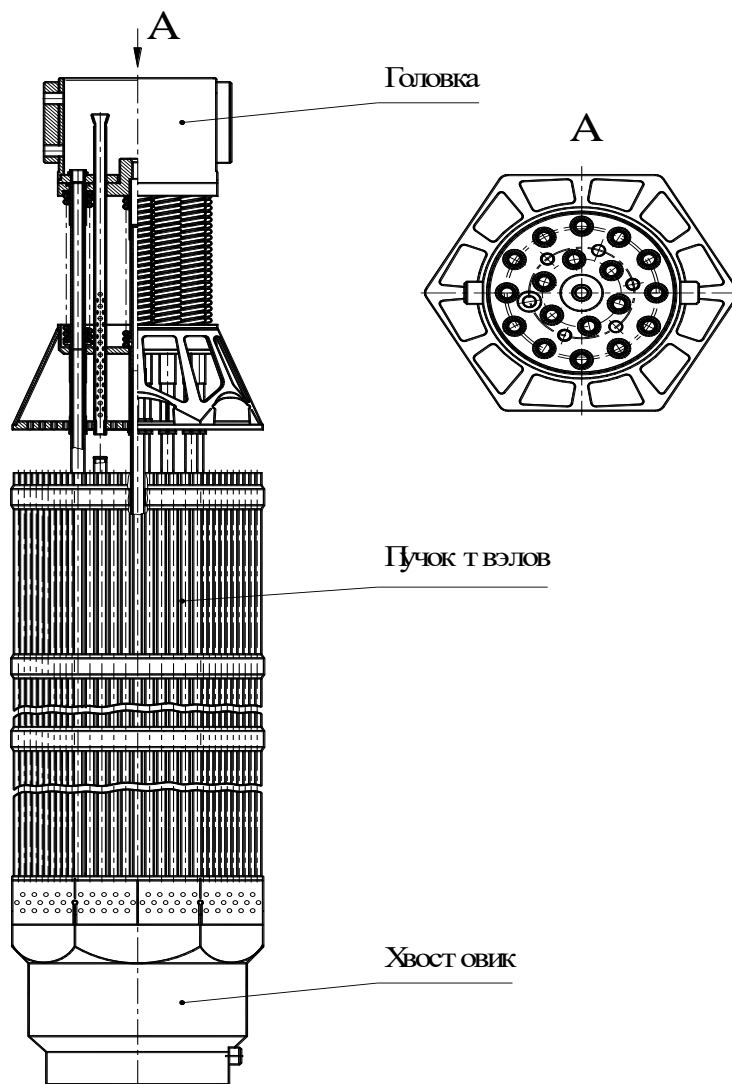


Рис. 9.2. ТВС реактора ВВЭР-1000.

Ректор РБМК

РБМК – реактор большой мощности кипящий (канальный). Цилиндрические твэлы РБМК расположены в топливной трубе, по которой течет вода. Трубы с твэлами расположены в узлах квадратной ячейки с шагом 20 см в графитовых блоках. На рис. 9.3 схематично изображены ТВС реактора РБМК-1000.

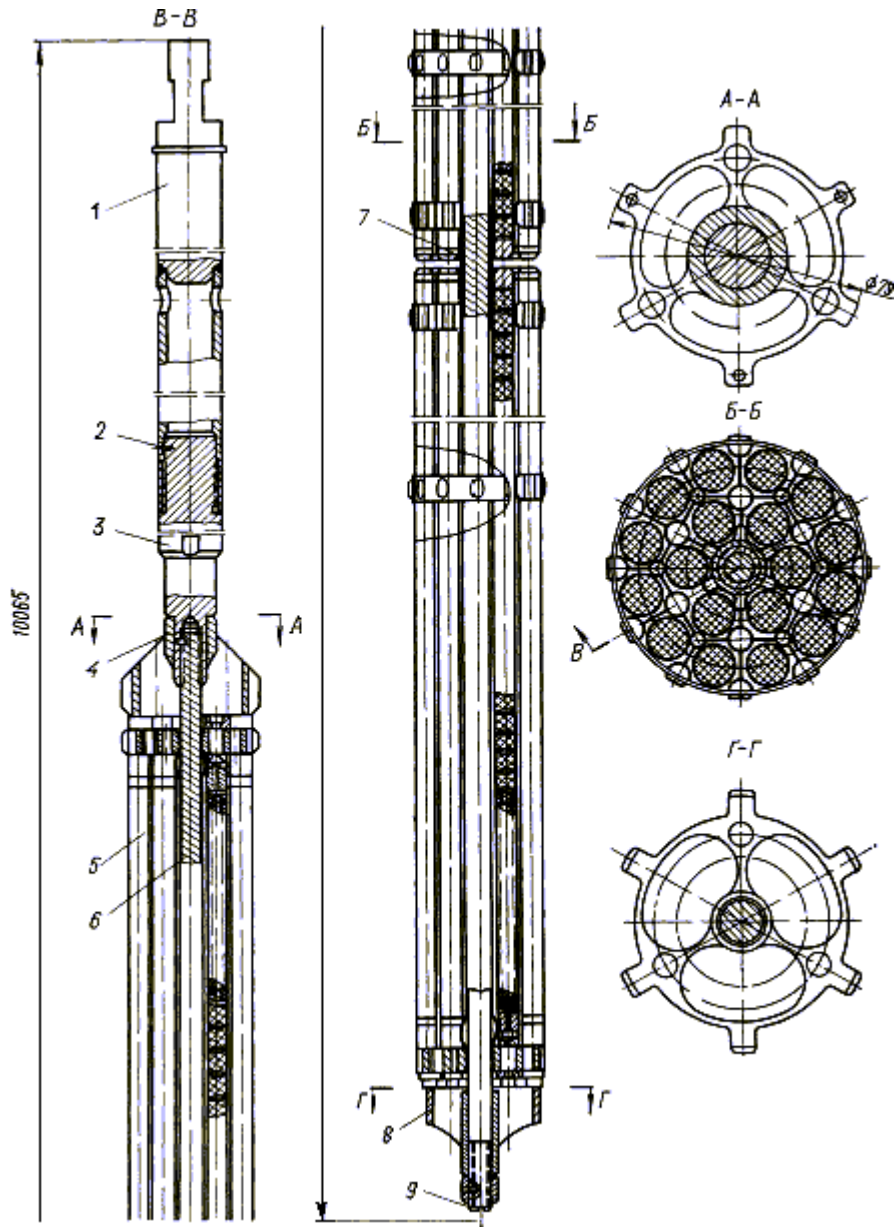


Рис. 9.3. ТВС реактора РБМК-1000

Лекция 10.

Многогрупповой подход. Многогрупповое уравнение диффузии. Внутренние и внешние итерации. Программы нейтронно-физического расчета. Коэффициенты чувствительности коэффициента размножения к изменению параметров реактора.

10.1. Многогрупповой подход.

Многогрупповой подход при решении уравнения диффузии с энергетической зависимостью основан на посылке, что в пределах каждого энергетического диапазона $\{E_g\}$ функция плотности потока нейтронов обладает свойством подобия по энергии. Тогда исходное уравнение диффузии заменяется системой групповых уравнений.

В групповых уравнениях диффузии величина Σ_x^g – групповое сечение процесса типа x определяется:

$$\Sigma_x^g = \frac{\int dE \Sigma_x(E) S(E)}{\int_{\Delta E_g} dE S(E)},$$

где $S(E)$ – спектр свертки (известная по форме функция внутри группы).

В отличие от группового уравнения переноса нейтронов при получении групповых уравнений диффузии возникает особая проблема вычисления групповых коэффициентов диффузии D^g . Это связано с тем, что для их получения требуется ток спектра свертки:

$$D^g = \frac{\int dE D(E) \nabla S(E)}{\int_{\Delta E_g} dE \nabla S(E)},$$

10.2. Многогрупповое уравнение диффузии.

Стационарное групповое уравнение диффузии нейтронов имеет вид:

$$\begin{aligned} & -\nabla D^g(\vec{r}) \nabla \Phi^g(\vec{r}) + \Sigma_0^g(\vec{r}) \Phi^g(\vec{r}) = \\ & = \sum_{g'=1}^{NG} \Sigma_{s,0}^{g \leftarrow g'}(\vec{r}) \Phi^{g'}(\vec{r}) + \chi^g \sum_{g'=1}^{NG} (\nu f \Sigma_f)^{g'}(\vec{r}) \Phi^{g'}(\vec{r}) + Q^g(\vec{r}), \end{aligned}$$

где $\Phi^g(\vec{r})$ и $Q^g(\vec{r})$ - соответственно поток и внешний источник нейтронов в группе g .

Полученное групповое уравнение диффузии можно заменить системой конечно-разностных уравнений по пространственной переменной \vec{r} . Запишем в определенной последовательности значения потока Φ по дискретным значениям \vec{r} в виде вектора $\vec{\Phi}$. Очевидный выбор порядка членов состоит в том, что нумерация начинается с нижнего

левого угла и производится по рядам. Все граничные точки исключаются с помощью граничных условий, например: $\Phi(k, g) = 0$, если $k=0$ или K . Для описания компонент вектора $\vec{\Phi}$ используется единственный индекс: $j = 1, 2, \dots, (K - l) NG$.

Тогда имеем операторный (матричный) вид уравнения диффузии:

$$\hat{L} \vec{\Phi} + \hat{\Sigma} \vec{\Phi} = \hat{S} \vec{\Phi} + \hat{F} \vec{\Phi} + \vec{Q}. \quad (1)$$

Обозначив $\hat{A} = \hat{L} + \hat{\Sigma} - \hat{S} - \hat{F}$, рассмотрим уравнение (1) в виде:

$$\hat{A} \vec{\Phi} = \vec{Q}.$$

Диагональные компоненты матрицы \hat{A} положительны, в то время как недиагональные члены - отрицательны или равны нулю. Сумма недиагональных элементов в любом данном ряду меньше, чем диагональный элемент. Таким образом, матрица \hat{A} является неприводимой диагонально преобладающей. Следовательно, для \hat{A} существует обратная матрица \hat{A}^{-1} , и решение уравнения можно записать в виде:

$$\vec{\Phi} = \hat{A}^{-1} \vec{Q}$$

10.3. Внутренние и внешние итерации.

Прямые методы обращения матрицы \hat{A} могут быть весьма громоздки, поэтому используют итерационные методы решения уравнения. Чтобы понять основные принципы, запишем матрицу \hat{A} в виде суммы трех матриц:

$$\hat{A} = \hat{D} - \hat{U} - \hat{V}$$

где \hat{D} - диагональная матрица (отличные от нуля элементы находятся только на основной диагонали), \hat{U} - верхняя треугольная матрица (отличные от нуля элементы находятся только выше основной диагонали) и \hat{V} - нижняя треугольная матрица (отличные от нуля элементы находятся ниже основной диагонали).

Поскольку матрица \hat{A} является диагонально преобладающей, то элементы матрицы \hat{D} , вообще говоря, имеют большую величину, чем элементы матриц \hat{U} и \hat{V} . Это дает возможность перенести меньшие по величине недиагональные члены в правую часть уравнения. Тогда получаем:

$$\hat{D} \vec{\Phi} = (\hat{U} + \hat{V}) \vec{\Phi} + \vec{Q}.$$

умножить обе части уравнения на \hat{D}^{-1} - матрицу, обратную \hat{D} , такую, что произведение этих матриц равно единичной матрице 1. Так как \hat{D} представляет собой диагональную матрицу, то каждый элемент матрицы \hat{D}^{-1} равен обратной величине соответствующего элемента матрицы \hat{D} . Итерационный процесс можно определить следующим образом:

$$\bar{\Phi}^{(i+1)} = \hat{D}^{-1} (\hat{U} + \hat{V}) \bar{\Phi}^{(i)} + \hat{D}^{-1} \bar{Q}.$$

Итерационный процесс продолжается до тех пор, пока разность между потоками $\bar{\Phi}^{(i)}$ и $\bar{\Phi}^{(i+1)}$ на двух последующих итерациях не будет меньше заданного критерия. В зависимости от физических особенностей решаемой задачи и организованной итерационной схемы может возникнуть проблема сходимости или скорости сходимости итерационного процесса. Разработан ряд улучшенных итерационных методов.

Организация итерационного процесса, включающая внутренние и внешние итерации, основана на идее вычисления компонент $\bar{\Phi}^{(i+1)}$ на базе только вычисленных компонент $\bar{\Phi}^{(i)}$ и $\bar{\Phi}^{(i+1)}$ на внутренних итерациях. На внешних итерациях производится пересчет источника с учетом всех вычисленных $\bar{\Phi}^{(i+1)}$. Часто на внутренних итерациях решается уравнение с фиксированным источником деления, а полученное решение в итерациях по рассеянию используется для пересчета источника деления.

10.4. Программы нейтронно-физического расчета.

Программы нейтронно-физического расчета создаются для расчета некоторых характеристик рассматриваемой системы. Их можно классифицировать по ряду параметров. По решаемым задачам, следовательно, по получаемым характеристикам. Это может быть вычисление критических параметров системы, динамики системы, изменения изотопного состава системы, оптимизации системы и т.д. По заложенным моделям, т.е. решаемым уравнениям. Например, стационарное уравнение переноса и диффузии. По методам решения. По константному обеспечению нейтронно-физического расчета.

Современные программы нейтронно-физического расчета представляют из себя комплексы программ, нацеленные на получение широкого круга характеристик рассматриваемой системы.

10.5. Коэффициенты чувствительности коэффициента размножения к изменению параметров реактора.

Основной характеристикой размножающих свойств среды является коэффициент размножения нейтронов K_{eff} , который характеризует отношение числа нейтронов следующего поколения к предыдущему. Часто удобнее использовать другую величину называемую реактивностью. Она может быть выражена через коэффициент размножения:

$$\rho = \frac{K_{eff} - 1}{K_{eff}} \quad (3.8.1)$$

Если реактор критичен, то реактивность равна нулю, если подкритичен, то реактивность меньше нуля, если надкритичен, то реактивность больше нуля.

Реактор является нестационарной системой и в процессе его работы могут происходить различные события, влияющие на физические параметры активной зоны. Изменение некоторых физических параметров повлечет за собой изменение физических параметров влияющих на нейтранный баланс в активной зоне. Например, измениться могут сечения взаимодействия нейтронов, что поведет за собой изменение реактивности. Изменение реактивности, вызванное изменением физических параметров компонентов активной зоны, называют обратными связями. Обратные связи могут проявлять себя как существенный фактор в нестационарных процессах и, соответственно, в обеспечении безопасности реактора. Поскольку наличие обратных связей, влияющих на баланс нейтронов, сказывается на величине реактивности, будем считать реактивность функцией физических параметров:

$$\rho = \rho(T_T, T_{T/H}, T_3, \gamma_{T/H}, \gamma_3, \dots) \quad (3.8.2)$$

где указанные параметры: температура топлива, температура теплоносителя, температура замедлителя, плотность теплоносителя и плотность замедлителя соответственно.

Обозначив совокупность физических параметров $\{x_i\}$ через \vec{x} , можно записать:

$$\rho(\vec{x}) = \rho_0(\vec{x}_0) + \sum_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} (x_i - x_{i0}) \quad (3.8.3)$$

величина $\frac{\partial \rho}{\partial x_i}$ обозначается α_i и называется коэффициентом реактивности по какому либо

физическому параметру. Изменения реактивности, связанные с изменениями физических параметров называются эффектами реактивности:

$$\Delta \rho_i = \alpha_i (x_i - x_{i0}) \quad (3.8.4)$$

Рассмотри реактор на тепловых нейтронах, здесь бесконечный коэффициент размножения по формуле четырех сомножителей равен:

$$K_\infty = \eta \mu \varphi \theta \quad (1)$$

где множители это: число вторичных нейтронов на захват в топливе, коэффициент размножения на быстрых нейтронах, вероятность избежать захвата при замедлении и вероятность захвата в топливе соответственно. По определению эффективный коэффициент размножения может быть получен из бесконечного путем умножения на вероятность утечки P . Тогда коэффициент реактивности по произвольному параметру:

$$\alpha_i = \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = \frac{1}{K_{eff}} \left(\frac{1}{\eta} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial x_i} + \frac{1}{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} + \frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial x_i} + \frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial x_i} \right) \quad (3.8.6)$$

Коэффициент реактивности по какому либо параметру будет иметь вид:

$$\alpha_i = \frac{1}{K_{eff}^2} \frac{\partial K_{eff}}{\partial x_i} \quad (3.8.7)$$

Рассмотрим несколько коэффициентов реактивности:

1) Мощностной коэффициент реактивности: $\alpha_w = \frac{d\rho}{dW}$

Поскольку истинными причинами изменения баланса нейтронов при изменении мощности являются изменения физических параметров активной зоны можно установить связь между мощностным коэффициентом реактивности и коэффициентами реактивности по параметрам:

$$\alpha_w = \sum \alpha_i \frac{d \tilde{x}_i}{dW} \quad (3.8.9)$$

2) Коэффициент реактивности по температуре топлива.

Увеличение температуры топлива ведет за собой увеличение скорости движения ядер, следствием чего является увеличение диапазона энергий при которых относительная скорость и относительная энергия нейтрона и ядра соответствует резонансному взаимодействию. Поскольку единственным коэффициентом (1) зависящим от температуры является φ , коэффициент реактивности по температуре топлива::

$$\alpha_{T_r} = \frac{1}{\varphi} \frac{d\varphi}{dT_r} \quad (3.8.10)$$

Используя выражение вероятности избежать захвата при замедлении через эффективный резонансный интеграл, имеем:

$$\alpha_{T_r} = - \frac{N^P V_{\text{от}} J_{eff}(T_0)}{\xi \sum_s V_3} \frac{\beta_T}{2\sqrt{T}} = \ln(\varphi) \frac{\beta_T}{2\sqrt{T}} \quad (3.8.12)$$

где N^P - концентрация резонансного поглотителя в топливе, $V_{\text{от}}$ - объем блока топлива, $\xi \sum_s$ - замедляющая способность, V_3 - объем замедлителя, коэффициент β_T зависит от вида топлива и резонансного поглотителя, T - рабочая температура, T_0 - исходная температура топлива равная 300 K .

3) Коэффициент реактивности по плотности теплоносителя.

Изменение плотности теплоносителя ведет за собой изменение вероятности избежать захвата при замедлении φ и вероятности поглотиться в топливе θ :

$$\alpha_\gamma = \frac{d\rho}{d\gamma} = \frac{1}{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial \gamma} + \frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial \gamma} \quad (3.8.13)$$

Первое слагаемое дает благоприятную положительную составляющую, поскольку вероятность избежать резонансного захвата растет с ростом плотности теплоносителя. Второе слагаемое дает неблагоприятную составляющую, так как коэффициент использования тепловых нейтронов падает с ростом плотности теплоносителя.

Используя выражения для φ и θ с учетом начальной γ_0 и конечной γ плотности теплоносителя, в итоге имеем коэффициент реактивности по плотности теплоносителя:

$$\alpha_\gamma = -\frac{1}{\gamma} [\ln \varphi + (1 - \theta)]$$

где φ и θ соответствуют начальному значению плотности теплоносителя.

4) Коэффициент реактивности по температуре теплоносителя.

Изменение температуры теплоносителя при сохраненных прочих условиях может проявить себя в воздействии на реактивность через следующие физические механизмы:

сопутствующее изменение температуры топлива и включение соответствующих обратных связей;

изменение спектра нейтронов (эффект термализации), сопровождающееся изменением средних нейтронных сечений и распределения плотности потока нейтронов в тепловой области энергий;

изменение плотности теплоносителя и включение соответствующей обратной связи по плотности теплоносителя.

В зависимости от типа реактора, типа теплоносителя и состояния активной зоны может доминировать какой либо из эффектов. Например, в реакторах, охлаждаемых водой под давлением, доминирует плотностной эффект. Составляющая, связанная с изменением температуры топлива в любом случае не может быть существенной из-за малой величины коэффициента реактивности, связанного с эффектом Доплера. Проанализируем коэффициент реактивности по температуре теплоносителя на примере реактора с водой под давлением. Ограничимся спектральной и плотностной составляющей. Тогда:

$$\alpha_{T/H} = \frac{d\rho}{dT_{T/H}} = \left. \frac{\partial \rho}{\partial T_{T/H}} \right|_{\gamma=const} + \frac{\partial \rho}{\partial \gamma} \frac{d\gamma}{dT_{T/H}} \quad (3.8.19)$$

Первое слагаемое – спектральная составляющая, судя по данным расчетных исследований, всегда положительно, но, невелико и может быть скомпенсировано вторым. Более весомое второе слагаемое, связанное с плотностным эффектом, всегда отрицательно, поэтому необходимо поддерживать коэффициент реактивности по плотности теплоносителя положительным в течение всей кампании.

Правила ядерной безопасности требуют, чтобы коэффициент реактивности по температуре теплоносителя, а так же другие коэффициенты реактивности были отрицательными на протяжении всей компании во всех возможных состояниях, включая нештатные ситуации, в которых может оказаться реактор.

Лекция 11. Приближения точечной кинетики. Запаздывающие нейтроны. Время жизни нейтронов в реакторе с учетом запаздывающих нейтронов. Система уравнений точечной кинетики с одной группой запаздывающих нейтронов. Реактивность, периоды реактора. Критичность на мгновенных и запаздывающих нейтронах.

11.1. Приближения точечной кинетики

Основной задачей кинетики является описание поведения реактора во времени (при условии постоянства внутреннего состояния реактора).

- $N(t)$ - общее число нейтронов в реакторе пропорционально мощности реактора.
- Спектр нейтронов и их пространственное распределение постоянны, во всех точках изменяются во времени по единому закону.

Условия выполняются при малых отклонениях от критичности.

Уравнение точечной кинетики на мгновенных нейтронах (без учета запаздывающих нейтронов).

$$N(t) = N_0 \cdot \exp\left(\frac{(k-1)}{\tau_i} t\right),$$

$$\tau_m = \tau_{\text{замедления}} + \tau_{\text{диффузии}}$$

Таблица 11.1. времени жизни мгновенных нейтронов.

	РБМК (U+C)	ВВЭР (U+H ₂ O)	БН (U+Na)
τ_i , мс	1	0,1	0,0001

11.2. Запаздывающие нейтроны

Напомним схему появления запаздывающих нейтронов, которые составляют небольшую долю (~1%) нейтронов, испускающихся в процессе деления. Было установлено, что запаздывающие нейтроны испускаются остановившимися осколками после предварительного бета-распада. Причины испускания запаздывающих нейтронов легко понять из рис. 11.1. Бета-распад осколков приводит к образованию дочерних ядер не только в основном, но и в возбужденных состояниях. Если энергия возбуждения

превышает энергию отделения нейтрона $B(n)$, то происходит испускание запаздывающих нейтронов.

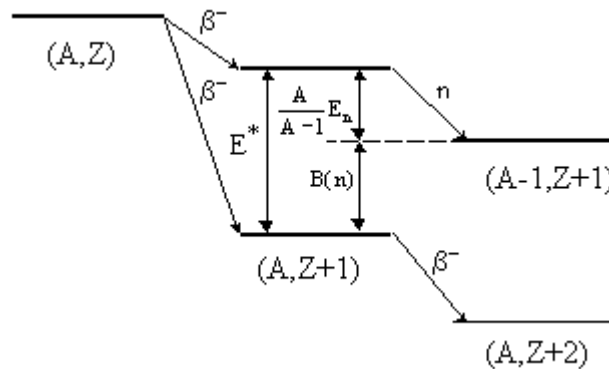


Рис. 11.1. Схема образования запаздывающих нейтронов: E^* - энергия возбуждения ядра $(A, Z+1)$; $B(n)$ - энергия отделения нейтрона в ядре $(A, Z+1)$; E_n - кинетическая энергия запаздывающего нейтрона

Характеристики запаздывающих нейтронов:

$\beta_f = \sum \beta_{fi}$ - число запаздывающих нейтронов на акт деления

$\beta = \frac{\beta_f}{\nu_f}$ - доля запаздывающих нейтронов в полном числе нейтронов деления

Запаздывающие нейтроны появляются в разных распадных цепочках осколков (предшественники запаздывающих нейтронов). Время запаздывания лежит в диапазоне от 1 до 60 секунд.

Таблица 11.2. Примеры предшественников:

Изотоп	Выход изотопа на деление, y^Σ	Период полураспада, секунд	Доля распада с запаздыванием нейтроном, p	Число на акт деления, $\beta_f = y^\Sigma \cdot p$
^{85}As	0,0016	2,03	0,59	0,0009
^{135}Sb	0,0018	1,7	0,17	0,0003
^{89}Br	0,0138	4,4	0,14	0,0019
^{137}I	0,03	24,5	0,071	0,0021

⁸⁷ Br	0,021	55,7	0,025	0,0005
------------------	-------	------	-------	--------

11.3. Время жизни нейтронов в реакторе с учетом запаздывающих нейтронов

Среднее время нейтронного цикла с учетом запаздывающих нейтронов

$$\tau = (1 - \beta) \cdot \tau_m + \beta \cdot \tau_s \cong \beta \cdot \tau_s$$

Таблица 11.3. Характеристики делящихся изотопов.

Изотоп	β_f / β	$\tau_s, \text{с}$	$\tau = \beta \cdot \tau_s, \text{с}$
²³⁵ U	0,0158/0,0065	13,0	0,085
²³⁹ Pu	0,0061/0,0021	15,0	0,032

11.4. Система уравнений точечной кинетики с одной группой запаздывающих нейтронов

Модель точечной кинетики с одной группой запаздывающих реактора может использоваться для расчета изменения мощности реактора в переходных и аварийных процессах. Данная модель формулируется относительно следующих физических величин:

N – число нейтронов в реакторе (пропорционально мощности реактора)

C – число ядер предшественников запаздывающих нейтронов

$\lambda = \frac{1}{\tau_s}$ - постоянная распада ядер предшественников запаздывающих нейтронов

τ_m - время жизни мгновенных нейтронов

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN}{dt} = \frac{K \cdot N \cdot (1 - \beta) - N}{\tau_m} + \lambda \cdot C \\ \frac{dC}{dt} = \frac{K \cdot N \cdot \beta}{\tau_m} - \lambda \cdot C \end{array} \right. , \quad \rho = \frac{K - 1}{K} \quad \tau_{*m} = \frac{\tau_m}{K} \quad \Rightarrow \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{dN}{dt} = \frac{(\rho - \beta) \cdot N}{\tau_{*1}} + \lambda \cdot \tilde{N} \\ \frac{d\tilde{N}}{dt} = \frac{N \cdot \beta}{\tau_{*1}} - \lambda \cdot \tilde{N} \end{array} \right.$$

Решение:

$$N(t) = N_0 \cdot \left(\frac{\beta}{\beta - \rho} \cdot e^{\left(-\frac{\lambda \cdot \rho}{\rho - \beta} t\right)} - \frac{\rho}{\beta - \rho} \cdot e^{\left(-\frac{\beta - \rho}{\tau_m} t\right)} \right)$$

11.5. Реактивность, периоды реактора

Реактивность ядерного реактора ρ — величина, характеризующая динамику цепной реакции в активной зоне ядерного реактора. Реактивность выражается через коэффициент размножения нейтронов следующим образом:

$$\rho = \frac{K - 1}{K}$$

Понятие реактивности широко используется при описании некритических состояний реакторов. Поскольку k обычно мало отличается от единицы, $\rho \approx k - 1$, т. е. реактивность показывает превышение k над единицей. В критическом реакторе $\rho = 0$, в надкритическом реактивность положительна, в подкритическом — отрицательна. Если какое-либо явление приводит к снижению коэффициента размножения, говорят, что оно порождает отрицательную реактивность. Если в результате некоторого эффекта k увеличивается, эффект сопровождается появлением положительной реактивности.

Единицы реактивности

Реактивность — безразмерная величина, это просто число и особых единиц для измерения реактивности не требуется. Однако на практике, для её измерения используются различные относительные и условные единицы. Во-первых, реактивность может измеряться в процентах, то есть в единицах равных одной сотой от единицы, вытекающей из определения реактивности. Во-вторых, реактивность измеряется в обратных часах. Эта единица употребляется для малых реактивностей при измерениях периодов реактора. Обратный час есть такая реактивность, которой соответствует установившийся период реактора в 1 ч. Наконец, реактивность измеряется в единицах β (доли запаздывающих нейтронов) или долларах и центах. За один доллар принимается реактивность, равная β , а центы составляют сотые доли этой реактивности.

Поскольку $\rho = \beta$ является предельным значением реактивности управляемого на запаздывающих нейтронах реактора, понятно почему такая величина реактивности принята за единицу, тем более что абсолютная величина этой единицы зависит от типа ядерного топлива. Так, β ^{239}Pu в три раза меньше, чем β ^{235}U (0,0065 или 0,65%), и

реактивность, выраженная в абсолютных единицах, не всегда указывает на то, насколько она близка к предельному значению. Реактивность в центах всегда выражена в долях её предельного значения, и такое представление реактивности является универсальным.

Управление реактивностью

Реактивность ядерного реактора изменяется путём перемещения в активной зоне элементов управления цепной реакцией — цилиндрической или другой формы регулирующих стержней, материал которых содержит вещества, сильно поглощающие нейтроны (бор, кадмий и др.). Один такой стержень при полном погружении в активную зону вносит отрицательную реактивность или, как говорят, связывает реактивность реактора в несколько тысячных. Величина связываемой реактивности зависит как от материала и величины поверхности стержня, так и от места погружения в активную зону, поскольку число поглощённых нейтронов в материале стержня зависит от нейтронного потока, который минимален в периферийных частях активной зоны. Удаление стержня из активной зоны сопровождается освобождением реактивности, а так как стержень всегда перемещается вдоль своей оси, то приращение реактивности характеризуется изменением положения в активной зоне конца стержня. При полностью погруженном стержне связывается максимально возможная реактивность, однако при этом перемещение стержня на заданную долю его полной длины, например на одну сотую, вызывает наименьшее изменение реактивности реактора, ибо конец стержня перемещается в области с самым низким потоком нейтронов

Если стержень погружен наполовину, он связывает половину возможной реактивности, но теперь перемещение стержня на ту же долю длины сопровождается максимальным освобождением реактивности. В этом последнем случае величина освобождаемой реактивности превосходит в два раза среднюю реактивность, связываемую той же долей длины стержня. Если для определенности предположить, что полная связываемая стержнем реактивность равна $5 \cdot 10^{-3}$, то освобождение реактивности при перемещении стержня на одну сотую его длины не превышает 10^{-4} . Высота активной зоны реактора обычно более метра, а положение конца регулирующего стержня фиксируется с точностью много большей, чем сантиметр. В результате оказывается, что в диапазоне реактивностей от нуля до максимальной реактивности реактора может контролироваться с точностью до 10^{-5} , а установившиеся периоды, соответствующие

таким малым реактивностям, измеряются часами. В отсутствие запаздывающих нейтронов контроль реактивности с точностью до 10^{-5} был бы явно недостаточным.

Оперативный запас реактивности (ОЗР) — это положительная реактивность, которую ядерный реактор имел бы при полностью извлеченных стержнях системы управления и защиты.

Ядерный реактор может в течение длительного времени работать с заданной мощностью только в том случае, если в начале работы имеет запас реактивности. Этот запас создается путём постройки активной зоны с размерами, значительно превосходящими критические. Чтобы реактор не становился надкритичным, реактивность искусственно снижается. Это достигается введением в активную зону веществ, поглощающих нейтроны, которые могут удаляться из активной зоны в последующем. Освобождение связанной реактивности по мере её снижения в силу естественных причин обеспечивает поддержание критического состояния реактора в каждый момент его работы.

ОЗР — безразмерная величина, на практике может измеряться в тех же условных единицах, что и реактивность. На реакторах РБМК принято измерять ОЗР в единицах равных средней реактивности, высвобождаемой при полном извлечении одного стержня системы ручного регулирования. Следует иметь в виду, что оператор не управляет оперативным запасом реактивности. Для поддержания критичности реактора при снижении реактивности по каким-либо причинам, оператор извлекает регулирующие стержни. ОЗР, выраженный в «стержнях», примерно показывает какой запас есть у оператора для увеличения мощности, но суммарная длина погружённых частей стержней не равна произведению длины стержня на ОЗР. Причина этого заключается, в частности, в следующем:

- реактивность, вносимая стержнем, имеет нелинейную зависимость от глубины погружения стержня;
- стержни, находящиеся в разных частях активной зоны, вносят разную реактивность.

Период реактора — время, за которое мощность ядерного реактора изменяется в e раз ($\sim 2,7$ раза). Величина, обратная реактивности. Измеряется в секундах. Наряду с

мощностью (измеряемой в процентах) является одной из основных нейтронно-физических характеристик работающего ядерного реактора.

По величине Периода реактора входит в список параметров, по которым осуществляется аварийная защита реактора. Типичные величины уставок — 10/20/40/80 секунд для АЗ-1,2,3,4 для реактора ВВЭР-440.

Величину периода реактора необходимо контролировать для того, чтобы не допустить разгона на быстрых нейтронах реактора, работающего на тепловых нейтронах. Это возможно при увеличении доли быстрых нейтронов при быстром увеличении мощности реактора. Чтобы этого не произошло, в конструкцию реактора вносят такие изменения, которые не позволяют вводить слишком быстро положительную реактивность. Дополнительно устанавливается аварийная защита, которая остановит или ограничит мощность реактора при уменьшении периода меньше величины установки. Кроме этого вводятся организационные и нормативные ограничения, не позволяющие персоналу проводить какие либо операции, приводящие к быстрому вводу положительной реактивности и, следовательно, быстро увеличивать мощность реактора.

Асимптотический период в некритическом реакторе в рамках модели точечной кинетики с одной группой запаздывающих нейтронов.

	Реактивность	T_{acc}
1.	$\rho < 0$ Подкритика	$\frac{\beta + \rho }{ \rho } \cdot \tau_3$
2.	$0 < \rho < \beta$ Надкритика на запаздывающих нейтронах	$\frac{\beta - \rho}{\rho} \cdot \tau_3$
3.	$\beta < \rho$ Надкритика на мгновенных нейтронах	$\frac{1}{\rho - \beta} \cdot \tau_M$

Много групп запаздывающих нейтронов

Предшественники запаздывающих нейтронов выделены в 6 групп

Группа	Пример	$T_{1/2}, c$	β_f	$\beta = \beta_f / \nu_f$
1	^{87}Br	54-56	0,0005	0,0002
2	^{137}I	21-25	0,0035	0,0014
3	^{89}Br	5-6	0,0031	0,0012
4	$^{85}\text{As}, ^{135}\text{Sb}$	1,9 – 2,3	0,0062	0,0025
5		0,7 – 0,9	0,0035	0,0014
6		0,1 – 0,3		

* - выход по цепочке при делении ^{235}U тепловыми нейтронами.

** - доля распада с испусканием нейтрона.

11.6. Критичность на мгновенных и запаздывающих нейтронах.

$$K = \frac{N_M^i + N_3^i}{N_M^{i-1} + N_3^{i-1}}$$

$$K_M = \frac{N_M^i}{N_M^{i-1} + N_3^{i-1}} \cong \frac{K}{(1 + \beta)}$$

Для уверенного управления реактором необходимо, чтобы вводимая положительная реактивность не превышала долю запаздывающих нейтронов. При выполнении этого условия реактор будет находиться в подкритическом состоянии на мгновенных нейтронах и рост мощности будет определяться периодом удвоения, пропорциональным времени жизни запаздывающих нейтронов.

Лекция 12. Выгорание топлива. Единицы измерения глубины выгорания. Классификация осколков деления. Отравление и зашлаковывание реактора. Ксеноновая яма. Отравление самарием и неодимом.

.

Процессы, происходящие в топливе во время работы реактора.

- Уменьшение ядер делящегося нуклида (^{235}U);
- Накопление осколков деления;
- Накопление актиноидов.

12.1. Выгорание топлива. Глубина выгорания.

Основным процессом, протекающим в ядерном реакторе, является деление ядер урана и плутония при поглощении ими нейтронов. В результате реакции деления ядро тяжелого изотопа распадается на два более легких ядра – осколка деления. Все осколки деления являются радиоактивными ядрами. Из-за избытка нейтронов в этих ядрах они испытывают бета-распад. Очень часто дочернее ядро распада будет находиться в возбужденном состоянии. При переходе из возбужденного состояния в основное ядро будет испускать гамма-кванты или гораздо реже запаздывающие нейтроны. Осколки с одинаковым массовым числом будут образовывать изобарную цепочку изотопов различных элементов.

Все изотопы, находящиеся в работающем ядерном реакторе, могут вступать во взаимодействие с нейтронами. Некоторые ядерные реакции будут приводить к появлению новых изотопов, многие из которых будут радиоактивными. В ядерных реакторах на тепловых нейтронах основными реакциями, приводящими к появлению новых изотопов, являются радиационный захват нейтрона и деление тяжелых ядер.

В результате реакции радиационного захвата нейтрона некоторым ядром появляется ядро нового изотопа того же химического элемента, как правило, в возбужденном состоянии. Возбужденное состояние снимается через испускание гамма-квантов, которые часто называются захватными.

Глубина выгорания ядерного топлива является физической величиной, равной энергии деления, выделенной в процессе эксплуатации ядерного топлива в реакторе, на единицу массы тяжелых атомов в свежем топливе. В данном

случае в качестве размерности глубины выгорания используется $\frac{\text{МВт} \cdot \text{сут}}{\text{кгТА}}$. При делении тяжелого ядра выделяется около 200 МэВ энергии и появляются осколки деления. Масса осколков деления практически равна массе разделившегося ядра. Осколки деления испытывают бета-распад и образуют изобарные цепочки, на концах которых располагаются стабильные изотопы или изотопы с большими периодами полураспада. Учитывая это, глубину выгорания можно определить как отношение массы продуктов деления (ПД или FP), накопленных в процессе облучения топлива в реакторе, к соответствующей начальной массе тяжелых атомов (ТА). Размерность глубины выгорания в данном случае будет равна $\frac{\text{гПД}}{\text{кгТА}}$. Между двумя определениями глубины выгорания, данными выше, существует приблизительное соответствие:

$$1 \frac{\text{МВт} \cdot \text{сут}}{\text{кгТА}} \approx 1,07 \frac{\text{гПД}}{\text{кгТА}}.$$

Деление 1 г $^{235}\text{U} = 0,933 \text{ МВт} \cdot \text{сут}$

Предельная глубина выгорания топлива

Проектная глубина выгорания топлива в реакторе

Максимальная глубина выгорания топлива в реакторе

Средняя глубина выгорания топлива в реакторе

Глубину выгорания также можно определить как долю первоначального количества ядер данного типа, которые испытали ядерное превращение в реакторе при воздействии нейтронов. В этом случае размерность глубины выгорания может быть выражена в процентах от первоначального количества тяжелых атомов. Однако при данном определении возникают вопросы, связанные с учетом или не учетом реакции радиационного захвата на тяжелых ядрах.

Значение глубины выгорания зависит от многих факторов: типа реактора, начального обогащения, истории облучения и т.д. В табл. 12.1 приведены характерные значения обогащения и типичные глубины выгорания для

некоторых энергетических реакторов, работающих в мире. Из табл. 12.1 видно, что чем больше обогащение, тем больше достигаемая глубина выгорания. В последние десятилетия повышение средней глубины выгорания является общей тенденцией для реакторов всех типов. Например, средняя глубина выгорания легководных реакторов повысилась более чем в 2 раза за последние 40 лет. В современных проектах PWR и ВВЭР средние значения приближаются к $50 \frac{\text{МВт} \cdot \text{сут}}{\text{кгТА}}$. Это достигается модернизацией конструкции ТВС, повышением начального обогащения топлива, введением выгорающих поглотителей и т.п.

Таблица 12.1.

Характерные значения глубины выгорания для различных реакторов

Реактор	Обогащение по ^{235}U , %	$B, \frac{\text{МВт} \cdot \text{сут}}{\text{кгТА}}$
CANDU	0,72	8
ВВЭР (PWR)	4,4	40–50
РБМК	2,2	20–30
БН-600	17	70–100

Определение глубины выгорания ядерного топлива после его облучения в реакторе является актуальной задачей. Для решения данной задачи разработано множество расчетных и экспериментальных методик. Расчетные методики определения глубины выгорания ОЯТ и ОТВС основываются на решении уравнения переноса нейтронов в активной зоне реактора для расчета относительного энерговыделения в различных пространственных точках и на решении уравнений выгорания для учета изменения изотопного состава ОЯТ. Для каждого энергетического реактора разрабатывается специализированное программное обеспечение для решения данной задачи. На АЭС глубина выгорания определяется расчетным путем для каждой ТВС и заносится в специальную карточку. Фактически глубина выгорания является основной характеристикой ОТВС, на основе которой определяются другие ее характеристики.

Глубина выгорания ограничена:

1. Нейтронно-физическими изменениями топлива (переход в подкритику)
2. Стойкостью ТВЭЛов

В состав свежего ядерного топлива современных энергетических реакторов, если не учитывать примеси, входит всего несколько изотопов (например, для топлива из диоксида урана это изотопы: ^{235}U , ^{238}U , ^{16}O). Из исходных изотопов в результате ядерных реакций взаимодействия с нейтронами образуются новые нуклиды. Новые нуклиды можно разделить на два класса: изотопы актиноидов и продукты ядерного деления. Изотопы актиноидов образуются, как правило, в результате реакции радиационного захвата и распадов тяжелых атомов. При этом в реакторе накапливаются изотопы элементов, которые отсутствуют в природе – нептуний, плутоний, америций, кюрий и т.д. Для этих элементов часто используют специальный термин – трансурановые элементы (находящиеся за ураном в периодической таблице). Продукты деления образуются в результате бета-распадов осколков деления, непосредственно возникающих в реакции деления тяжелых атомов. Далее будет излагаться информация о наиболее важных изотопах для каждого из указанных классов.

12.2. Классификация осколков деления.

Напомним, что осколки деления появляются непосредственно в результате деления тяжелого ядра. Осколки становятся продуктами деления после торможения в среде. Ядра осколков и продуктов деления являются ядрами изотопов элементов середины периодической таблицы (от цинка до гадолиния). Осколки и большинство продуктов деления имеют в своем составе избыток нейтронов по сравнению с устойчивыми атомами данной массы и поэтому являются бета-активными. Деление ядер осуществляется по более чем 50 каналам, в каждом из которых появляются различные осколки деления.

Значения всех выходов осколков деления, рассмотренные выше, зависят от делящегося ядра и энергии нейтрона, вызвавшего деление. Выходы более 600 осколков измерены для различных делящихся изотопов. Однако на сегодняшний день точность этих данных для большинства осколков не высокая

(10–30 %). Исключение составляют кумулятивные выходы изотопов неодима для основных делящихся изотопов ^{235}U и ^{239}Pu . Эти данные представлены в табл. 12.2.

Таблица 12.2.

Выходы по цепочке изотопов неодима при делении изотопов урана и плутония тепловыми нейтронами

Изотоп неодима	^{235}U		^{239}Pu	
	y_i^Σ	δy_i^Σ	y_i^Σ	δy_i^Σ
143	5,94–2	5,6–4	4,47–2	6,6–4
144	5,46–2	3,8–4	3,75–2	3,7–4
145	3,93–2	3,1–4	3,05–2	4,8–4
146	2,98–2	2,3–4	2,50–2	4,0–4
148	1,67–2	1,7–4	1,69–2	2,5–4
150	6,5–3	6,5–5	9,8–3	1,6–5
Всего	0,206	–	0,164	–

Как видно из табл. 12.2, стабильные изотопы неодима являются концами шести изобарных цепочек с большим суммарным выходом элемента. При этом сечения радиационного захвата «крайних» изотопов неодима в тепловой области не превышают нескольких барн, и поэтому масса неодима накапливается в ОЯТ пропорционально глубине выгорания. Непосредственное выделение неодима из образца ОЯТ является на сегодняшний день самой точной экспериментальной методикой для измерения глубины выгорания.

Как уже отмечалось, в процессе деления тяжелых атомов могут образовываться более 600 различных продуктов деления. При этом большинство из них – короткоживущие, и их влияние на работу реактора и параметры ОЯТ после некоторого времени выдержки пренебрежимо мало. Однако такие изотопы вносят основной вклад активность ОЯТ сразу после остановки реактора, и поэтому их концентрации необходимо оценивать, так же как и концентрации долгоживущих изотопов. Список наиболее значимых долгоживущих продуктов деления приведен в табл. 12.3. В таблице также приведены средние энергии электронов и гамма-квантов выделяющиеся на 1 распад с учетом последующих звеньев изобарной цепочки. Рассмотрим, в

качестве примера, изотоп цезия ^{137}Cs . При его распаде в 94,6 случаев из 100 появляется метастабильный изотоп бария $^{137\text{m}}\text{Ba}$, а в 5,4 случаях – стабильный изотоп бария ^{137}Ba . При этом электрон уносит в среднем 0,19 МэВ энергии, а гамма-квантов практически не появляется. Метастабильный изотоп бария может перейти в основное состояние (стабильный изотоп бария ^{137}Ba) либо испуская гамма-квант с энергией 0,661 МэВ, либо передавая энергию электронам атома, выбивая их с орбит. Вероятность испускания гамма-кванта около 90 %, поэтому энергия, которую уносят гамма-кванты при распаде ^{137}Cs , составляет приблизительно $0,946 \cdot 0,9 \cdot 0,661 = 0,56$ МэВ. Вероятность передачи энергии электронам около 10 %, поэтому при распаде $^{137\text{m}}\text{Ba}$ электроны получают приблизительно $0,946 \cdot 0,1 \cdot 0,661 = 0,06$ МэВ. Полная энергия электронов, появляющихся в распаде ^{137}Cs , составит $0,19 + 0,06 = 0,25$ МэВ.

Таблица 12.3.

Долгоживущие продукты деления

Изотоп	$T_{1/2}$	$y_{i}^{\Sigma*}, \%$	$Q_{e}^{**}, \text{МэВ}$	$Q_{\gamma}^{**}, \text{МэВ}$
Se-79	$6,5 \cdot 10^4$ лет	0,05	0,05	0,05
Kr-85	10,7 лет	0,29	0,25	0,002
Sr-90	29,1 лет	5,85	1,13	
Zr-93	1,53 года	6,32	0,05	0,02
Tc-99	$2,1 \cdot 10^5$ года	6,18	0,09	
Ru-106	1,01 года	0,41	1,42	0,20
Pd-107	$6,5 \cdot 10^6$ лет	0,14	0,01	
Sn-126	$1,0 \cdot 10^5$ лет	0,06	0,70	1,80
Sb-125	2,73 года	0,03	0,10	0,43
I-129	$1,6 \cdot 10^7$ лет	0,78	0,06	0,02
Cs-134	2,06 года	0***	0,16	1,55
Cs-135	$2,3 \cdot 10^6$ лет	6,58	0,06	
Cs-137	30,0 лет	6,24	0,25	0,56
Ce-144	285 суток	5,46	1,30	0,05
Pm-147	2,62 года	2,27	0,06	
Sm-151	88,73 года	0,42	0,03	
Eu-154	8,6 года	0***	0,28	1,23

Eu-155	4,96 года	0,03	0,06	0,06
--------	-----------	------	------	------

* Полные выходы при делении ^{235}U тепловым нейтроном.

** Энергия, с учетом последующих звеньев изобарной цепочки.

*** Накапливается в результате поглощения нейтронов более легким изотопом данного элемента.

Полная энергия, которая должна выделиться при распаде радиоактивного изотопа ^{137}Cs в стабильный изотоп ^{137}Ba , составляет 1,17 МэВ. Ее легко получить, зная соответствующие атомные массы. Опираясь на закон сохранения энергии, можно утверждать, что 0,36 МэВ уносит с собой электронное антинейтрино. Осколки и продукты деления можно разбивать на группы различными способами в зависимости от изучаемых характеристик ЯТ. Например, с точки зрения влияния продуктов деления на коэффициент размножения реактора важны их сечения поглощения, полные выходы изотопов и период полураспада для радиоактивных изотопов. В табл. 12.4 приведены значения данных характеристик для изотопов, вносящих основной вклад в поглощение продуктов деления в процессе работы ядерного реактора. Значения этих характеристик будут определять вклад изотопа в суммарное поглощение осколков в различные моменты времени. На концентрацию любого изотопа влияют два типа ядерных процессов – процессы, приводящие к появлению данного изотопа (распад предшественника по изобарной цепочке, прямой выход в результате деления тяжелых ядер, реакция радиационного захвата на соответствующем изотопе и др.), и процессы, приводящие к исчезновению данного изотопа (распад, радиационный захват нейтрона и др.). Через некоторое время после работы реактора может установиться равновесие для данных конкурирующих процессов, и концентрация изотопа не будет изменяться. В этом случае говорят о равновесных концентрациях изотопов. Равновесные концентрации, как правило, достигаются для короткоживущих изотопов или изотопов, имеющих большое сечение поглощения нейтронов. После остановки реактора или перехода с одного уровня мощности на другой описанное равновесие нарушается, и концентрации изотопов будут изменяться. Из курсов ядерной физики и физики ядерных реакторов хорошо известны термины – йодная яма, ксеноновые колебания, самариевая «смерть». Все эти физические

процессы связаны с изменением концентраций различных продуктов деления.

Таблица 12.4.

Продукты деления, вносящие значимый вклад в суммарное поглощение

Изотоп	$T_{1/2}$	y_i^* , %	σ_n^{**} , барн
Xe-135	9,14 ч	6,58	$2,65 \cdot 10^6$
Rh-103		3,02	147
Nd-143		5,94	325
Xe-131		2,89	85
Sm-149		1,05	$4,02 \cdot 10^4$
Cs-133		6,61	29
Tc-99	$2,1 \cdot 10^5$ года	6,18	20
Pm-147	2,62 года	2,27	167
Sm-151	88,73 года	0,42	$1,52 \cdot 10^4$
Sm-152		0,26	206
Eu-153		0,15	313
Nd-145		3,93	44
Eu-155	4,96 года	0,03	3758
Sm-150		0***	109
Eu-154	8,6 года	0***	1842
Mo-95		6,56	14
Pm-148m	41,3 дня	0***	$1,06 \cdot 10^4$
Ag-109		0,03	91
Ru-101		5,14	3
Rh-105	1,47 дня	0,96	$1,58 \cdot 10^4$

* Полные выходы при делении ^{235}U тепловым нейтроном.

** Сечения радиационного захвата в тепловой точке ($E_n = 0,025$ МэВ).

*** Накапливается в результате поглощения нейтронов более легким изотопом данного элемента.

Для корректного учета поглощения продуктов деления в процессе работы ядерного реактора в настоящее время учитывают концентрации более

100 изотопов различных элементов. При этом часть поглотителей не являются продуктами деления, а появляются в результате радиационного захвата на продуктах деления. В табл. 12.4 такими изотопами являются изотопы: ^{150}Sm , ^{154}Eu и $^{148\text{m}}\text{Pm}$. Известным изотопом данного типа является изотоп цезия ^{134}Cs , который появляется в результате радиационного захвата нейтрона ядром изотопа ^{133}Cs . Изотоп цезия ^{134}Cs в процессе бета-распада испускает несколько характерных гамма-квантов, и его концентрация в ОЯТ может быть определена методами гамма-спектрометрии, так же как и концентрация изотопа ^{137}Cs . Отношение концентраций изотопов цезия ^{134}Cs и ^{137}Cs является информативным индексом, по которому можно судить о характеристиках ОЯТ. Например, в продуктах деления ядерного взрыва значение данного индекса равно 0, так как ^{134}Cs не является продуктом деления. Поэтому значение индекса позволяет делать выводы об источнике загрязнения местности или объекта продуктами деления.

12.3. Отравление реактора

Отравление реактора (Reactor poisoning) - поглощение нейтронов частью ядер, у которых сечения поглощения в области энергии тепловых нейтронов велики (образующихся при делении урана и плутония) концентрация которых относительно быстро достигает равновесного значения. Отравление реактора практически полностью определяется ядрами ^{135}Xe и ^{149}Sm . Рассмотрим отравление ^{135}Xe . Вероятность поглощения тепловых нейтронов этим нуклидом очень велика. Поэтому отравление наиболее существенно в реакторах на тепловых нейтронах и практически отсутствует в реакторах на быстрых нейтронах.

Можно предположить, что ^{135}Xe возникает лишь при делении U-235, потому что выход ^{135}Xe слабо меняется из-за присутствия других делящихся ядер. После пуска реактора количество ^{135}Xe вначале довольно резко возрастает, а затем, через некоторое время из-за ряда процессов достигает стационарного уровня (при работе реактора на стационарном уровне мощности). После остановки реактора количество ядер ^{135}Xe увеличивается и проходит через максимум. При уменьшении потока нейтронов до нуля прекращается убыль ядер ^{135}Xe вследствие поглощения нейтронов, которая является преобладающей

при достаточно больших мощностях. В то же время скорость образования ядер ^{135}Xe уменьшается гораздо медленнее, так как время жизни ^{135}I достаточно велико.

Таким образом, после остановки реактора происходит уменьшение реактивности (обусловленное увеличением отравления ксеноном), которое принято называть йодной ямой. Поэтому при пуске реактора после кратковременной остановки требуется запас реактивности для компенсации йодной ямы. С помощью специальных режимов остановки реактора удается заметно уменьшить глубину йодной ямы, а значит, и запас реактивности, необходимый для пуска реактора после кратковременной остановки. Нестационарное отравление реактора происходит не только при остановке реактора, но и при любом изменении его мощности. Если мощность реактора снижается, то имеет место травление аналогичное йодной яме, но меньшем в масштабе. Увеличение мощности сопровождается обратным эффектом - количество ксенона сначала уменьшается, а спустя некоторый промежуток времени увеличивается. Теперь рассмотрим отравление реактора ^{149}Sm . Потеря нейтронов за счет отравления самарием значительно меньше, чем за счет отравления ксеноном. Аналогично ^{135}Xe , после пуска реактора для ^{149}Sm наблюдается сначала рост концентрации самария, а потом насыщение. Время насыщения определяется мощностью реактора. При остановке реактора происходит возрастание количества ядер ^{149}Sm вследствие радиоактивного распада ^{149}Pm и наблюдается явление, аналогичное йодной яме, с тем, однако, отличием, что число ядер ^{149}Sm монотонно возрастает во времени (практически приближается к насыщению). Последнее связано со стабильностью ^{149}Sm . Количество самария при насыщении тем больше, чем на большей мощности работал реактор до остановки. Уменьшение реактивности при остановке реактора, обусловленное отравлением ^{149}Sm , значительно меньше глубины йодной ямы, зато в отличие от последней оно сохраняется во времени. Снижение реактивности вследствие поглощения нейтронов в активной зоне реактора образующимися продуктами деления (главным образом, ^{135}Xe и ^{149}Sm).

Таблица 12.5.

Изобарная цепочка осколков и продуктов деления с $A = 135$

	^{50}Sn	^{51}Sb	^{52}Te	^{53}I	^{54}Xe	^{55}Cs
--	------------------	------------------	------------------	-----------------	------------------	------------------

y_i	9,3-6	1,1-3	0,036	0,026	0,003	4,4-6
y_i^{Σ}	9,3-6	1,1-3	0,037	0,063	0,066	0,066
$T_{1/2}$	0,85 с	1,7 с	19 с	6,61 ч	9,09 ч	2,3+6 лет

Лекция 13. Воспроизводство делящихся материалов. Уравнения выгорания. Расширенное воспроизводство. Оружейный и энергетический плутоний. Малые актиноиды. Спонтанное деление.

13.1. Воспроизводство делящихся материалов.

На рис. 13.1 приведена схема превращений изотопов тяжелых элементов, которые протекают в ядерном реакторе в результате радиационного захвата нейтронов атомами и бета-распадов изотопов. Более подробную схему превращений можно найти в различных справочниках. Превращения, связанные с альфа-распадами на схеме не указаны, так как: либо имеют большие периоды полураспада, либо не приводят к появлению изотопов не указанных в схеме.

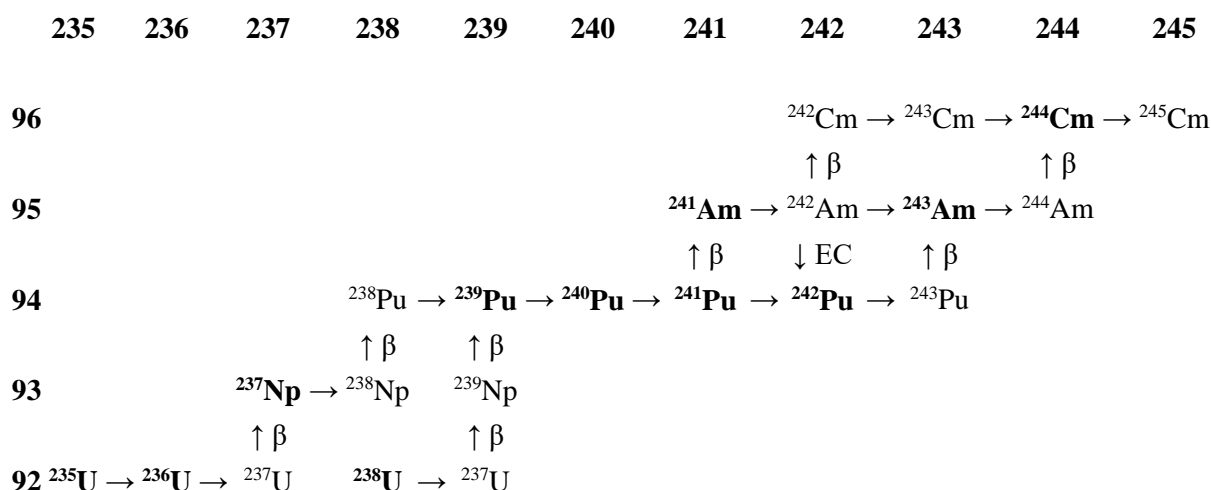


Рис. 13.1. Схема превращений изотопов в уран-плутониевом топливном цикле

Кроме изотопов, представленных на рис. 13.1, в ОЯТ могут накапливаться другие изотопы. Это могут быть как изотопы урана, нептуния, америция и кюрия, так и изотопы протактиния, тория, берклия, калифорния и других элементов. Эти изотопы накапливаются в результате различных ядерных реакций и распадов. Однако концентрации изотопов, которые не включены в представленную схему, в уран-плутониевом топливном цикле пренебрежимо малы.

Не все изотопы, приведенные на рис. 13.1, присутствуют в ОЯТ в значимых количествах. После нескольких месяцев выдержки в ОЯТ остаются только изотопы с периодами полураспада более месяца. Такие изотопы приведены в табл. 13.1.

Таблица 13.1

Изотопы трансурановых элементов, содержащиеся в значимых количествах в ОЯТ уран-плутониевого топливного цикла

Элемент	Изотоп	$T_{1/2}$, лет	Примечание
Нептуний	^{237}Np	$2,14 \cdot 10^6$	Может быть использован для накопления ^{238}Pu
Плутоний	^{238}Pu	87,7	Вносит существенный вклад в нейтронный источник за счет (α , n) реакции.
	^{239}Pu	$2,41 \cdot 10^4$	Вносит существенный вклад в энерговыделение в процессе работы реактора
	^{240}Pu	$6,56 \cdot 10^3$	Имеет значимый выход нейтронов за счет спонтанного деления
	^{241}Pu	14,4	Вносит вклад в энерговыделение в процессе работы реактора. Является источником ^{241}Am при выдержке ОЯТ
	^{242}Pu	$3,74 \cdot 10^5$	
Америций	^{241}Am	432,7	Накапливается за счет распада ^{241}Pu
	$^{242\text{m}}\text{Am}$	141	
	^{243}Am	$7,36 \cdot 10^3$	
Кюрий	^{244}Cm	18,1	Основной источник нейтронов в ОЯТ

13.2. Уравнения выгорания.

$$\frac{d\rho_i}{dt} = \sum_{j=1}^J (R_r^{j \rightarrow i} + R_\lambda^{j \rightarrow i}) - R_r^i - R_\lambda^i \quad (13.1)$$

где:

$R_r^{j \rightarrow i}$ - скорость образования i -го нуклида в результате ядерной реакции на j -го нуклиде;

$R_\lambda^{j \rightarrow i}$ - скорость образования i -го нуклида в результате радиоактивного распада j -го нуклида;

R_r^i - скорость исчезновения i -го нуклида в результате ядерной реакции;

R_{λ}^i - скорость исчезновения i -го нуклида в результате радиоактивного распада;

В уравнение (13.1) скорости $R_r^{j \rightarrow i}$ и R_r^i зависят от потока нейтронов и соответствующих сечений взаимодействия нейтронов с ядрами среды. Скорости $R_{\lambda}^{j \rightarrow i}$ и R_{λ}^i от потока нейтронов не зависят. В действительности поток, как функция пространства, энергии и времени, зависит от концентрации нуклидов.

13.3. Расширенное воспроизводство

Как видно из рис.13.1, в процессе выгорания ядерного топлива в нем будут накапливаться новые делящиеся ядра. Скорость накопления новых делящихся ядер удобно сравнивать со скоростью исчезновения делящихся ядер, которые были в топливе изначально. Отношение скоростей образования и исчезновения делящихся ядер называют коэффициентом воспроизводства – КВ. Можно рассматривать локальный КВ, который зависит от времени облучения и изменяется в процессе выгорания. Можно рассматривать интегральный КВ, который определяется как отношение количества делящихся ядер в ОЯТ к количеству делящихся ядер в свежем топливе. Если интегральный КВ превышает единицу, то говорят о расширенном воспроизводстве топлива.

Различают открытый и замкнутый топливные циклы. В открытом топливном цикле повторное использование ядерного топлива после облучения в реакторе не предусматривается, а в замкнутом топливном цикле предусматривается. При этом в открытом топливном цикле возможна переработка отработавших ТВС для фракционирования отходов при их долговременном хранении. Например, в России на заводе РТ-1 ведется переработка ТВС реакторов ВВЭР-440 и АПЛ. Однако выделенные тяжелые элементы повторно не используются. Во Франции реализован замкнутый топливный цикл. Уран и плутоний, выделенные из отработавших ТВС, используются при изготовлении МОХ-топлива, которое затем эксплуатируется на европейских АЭС.

Ядерные топливные циклы также можно классифицировать на основе используемых делящихся и сырьевых изотопов. В земной коре в больших количествах присутствуют уран и торий. В природной смеси урана содержится делящийся изотоп ^{235}U (0,72 %), сырьевой изотоп ^{238}U (99,275 %) и изотоп ^{234}U (0,005 %). В природной смеси тория содержится только сырьевой изотоп ^{232}Th (100 %). Для урана было разработано обогатительное производство, с помощью которого из природного урана можно получать смесь изотопов урана с повышенным содержанием делящегося изотопа ^{235}U . В природном тории нет делящихся изотопов. В результате радиационного захвата в тории будет

накапливаться делящийся изотоп ^{233}U , которого нет в природе. Поэтому топливные циклы с торием требуют на начальном этапе использования делящихся изотопов уран-плутониевого топливного цикла (^{235}U или ^{239}Pu). В табл. 13.2 приведены основные топливные циклы.

Таблица 13.2

Основные топливные циклы

Цикл	Основной делящийся нуклид	Сырьевой нуклид	Нарабатываемые делящиеся нуклиды
Открытый урановый	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu
Замкнутый уран-плутониевый	^{239}Pu	^{238}U	^{239}Pu , ^{241}Pu
Открытый ториевый	^{235}U или ^{239}Pu	^{232}Th	^{233}U
Замкнутый торий-урановый	^{233}U	^{232}Th	^{233}U

В настоящее время в мире наибольшее распространение получил открытый урановый цикл. В рамках этого цикла в реакторах на тепловых нейтронах используется топливо в виде UO_2 с обогащением по ^{235}U (0,72–5 %). Энергия выделяется в результате деления изотопов ^{235}U и ^{239}Pu , которая накапливается в топливе в результате радиационного захвата на изотопе ^{238}U . Главным недостатком данного топливного цикла является ограниченная сырьевая база. Дефицит дешевого природного урана ощущается уже в настоящее время. Развитие крупномасштабной ядерной энергетики в рамках данного подхода невозможно по многим взаимосвязанным причинам.

К сожалению, использование замкнутого топливного цикла в ядерной энергетике, основанной на тепловых реакторах, принципиально не улучшает ситуацию с топливной базой. Количество делящихся ядер, которые можно выделить из ОЯТ тепловых реакторов всегда меньше, чем начальное количество делящихся ядер (коэффициент воспроизводства меньше 1).

Для развития масштабной ядерной энергетики необходимо развитие технологии быстрых реакторов, в которых наработка делящихся ядер идет быстрее, чем их уничтожение. В данном случае можно использовать для энергетических целей практически весь добытый природный уран. В ядерной энергетике с быстрыми

реакторами топливная база увеличивается примерно в 100 раз по сравнению с ядерной энергетикой, основанной только на тепловых реакторах. Однако на сегодняшний день в мире работают только три быстрых реактора, и их активное строительство пока не ведется.

Масштабное использование тория – пока дело отдаленного будущего. Фактически ториевый топливный цикл не реализован ни в одной стране мира. Использование тория в ядерной энергетике сдерживается по многим причинам. Открытый ториевый цикл не решает проблемы ограниченной топливной базы ядерной энергетике на тепловых нейтронах, а замкнутый ториевый цикл требует больших финансовых затрат на свою реализацию. При этом в ряде исследований продемонстрированы достоинства ториевого топливного цикла и некоторые страны, например Индия, активно занимаются его разработкой.

13.4. Оружейный и энергетический плутоний

Смесь изотопов плутония с массовыми числами 238–242 можно выделить из ОЯТ. Данный плутоний в отличие от оружейного плутония называют реакторным или энергетическим плутонием. Главное отличие реакторного плутония от оружейного заключается в большем содержании изотопа ^{240}Pu . Спонтанное деление ^{240}Pu приводит к появлению нейтронов, которые существенно влияют на характеристики плутониевого заряда. Изотопный состав плутония зависит от способа его наработки в ядерном реакторе. Главными параметрами, от которых зависит данный состав, являются тип (характерный нейтронный спектр) реактора и глубина выгорания ядерного топлива. Характерные значения соотношений между изотопами плутония приведены в табл. 13.3. Массовые доли различных изотопов плутония часто называют плутониевым вектором.

Таблица 13.3.

Массовые доли различных изотопов плутония

Изотоп	Оружейный	ВВЭР*	РБМК**
238	–	1	1
239	94	58	45
240	6	25	37
241	–	10	8
242	–	6	9

* Глубина выгорания $40,5 \frac{\text{МВт} \cdot \text{сут}}{\text{кгТА}}$, время выдержки – 10 лет.

** Глубина выгорания $24,9 \frac{\text{МВт} \cdot \text{сут}}{\text{кгТА}}$, время выдержки – 10 лет.

Как видно из табл. 13.3, изотопные составы плутония из реакторов ВВЭР и РБМК существенно различаются между собой. При этом необходимо учитывать, что при характерных глубинах выгорания и временах выдержки в ОЯТ реактора ВВЭР содержится около 10 кг плутония на одну тонну топлива, а в ОЯТ реактора РБМК только 6 кг. В связи с этим переработка ОЯТ реактора ВВЭР с целью повторного использования плутония более выгодна, чем переработка топлива реактора РБМК.

13.5. Малые актиноиды

Изотопы нептуния, америция и кюрия, которые приведены в табл. 13.1, накапливаются в меньших количествах, чем изотопы плутония. Эти элементы часто называют малыми или минорными актиноидами (МА). Например, в ОЯТ реактора ВВЭР при характерной глубине выгорания и 10 лет выдержки общая масса этих изотопов не превышает 1,5 кг на тонну, что более чем в 6 раз меньше массы всех изотопов плутония. При этом около 1/3 массы МА составляет ^{241}Am , который образовался в результате распада ^{241}Pu в процессе выдержки ОЯТ. Однако накопление изотопов МА в процессе работы ядерных реакторов представляет серьезную проблему ядерной энергетики. В отличие от плутония и урана, которые содержат делящиеся изотопы и могут повторно использоваться в реакторах для получения энергии, изотопы МА практически не содержат делящихся нуклидов и повторное их использование в ядерных реакторах с целью получения энергии затруднено. Поэтому вопрос о том, что делать с МА остается открытым. Прямое захоронение МА требует обоснования герметичности хранения на тысячи лет, так как у некоторых из данных изотопов большие периоды полураспада (см. табл. 13.1). В ряде работ предлагаются специальные способы утилизации МА путем перевода долгоживущих изотопов в короткоживущие. Для данных подходов часто используют термин – трансмутация МА. В принципе трансмутацию МА можно осуществлять на различных установках: реакторах, ускорителях, электроядерных установках и др.

Таким образом, в ОЯТ уран-плутониевого топливного цикла содержатся радиоактивные изотопы актиноидов, которые можно разделить на три группы: уран, плутоний и МА. В процессе выдержки в течение тысяч лет распада данных изотопов приведут к появлению более легких изотопов – радия, радона, полония и др. Данные изотопы содержатся в урановых и ториевых рудах. Из курса ядерной физики известно, что все ядра с массовыми числами $A > 209$ оказываются нестабильными по отношению к альфа-распаду. Любое такое ядро путем нескольких последовательных радиоактивных

превращений переходит в стабильное ядро. В табл. 13.4 приведены классические радиоактивные ряды и все рассмотренные изотопы отнесены к соответствующему ряду.

Таблица 13.4.

Радиоактивные ряды и актиноиды ОЯТ

Ряд	Начальный нуклид	Конечный нуклид	Актиноиды ОЯТ	Важные промежуточные нуклиды
Тория	^{232}Th	^{208}Pb	^{232}U , ^{236}U , ^{240}Pu , ^{244}Cm	^{208}Tl
Нептуния	^{237}Np	^{209}Bi	^{241}Pu , ^{241}Am	—
Урана	^{238}U	^{206}Pb	^{234}U , ^{242}Pu , ^{244}Cm	^{226}Ra , ^{222}Rn
Актиния	^{235}U	^{207}Pb	^{239}Pu , ^{243}Am	—

Ряды тория, урана (урана-радия) и актиния (актиноурана) являются естественными радиоактивными рядами. Если изотоп принадлежит к естественному радиоактивному ряду, то он обязательно присутствует в природе, даже если скорость распада его ядер очень велика. Связано это с тем, что в радиоактивном ряду с течением времени устанавливается так называемое вековое равновесие. Время достижения такого равновесия во всём ряду приблизительно равно 10 периодам полураспада самого долгоживущего промежуточного члена ряда. При вековом равновесии скорости образования изотопа и его распада равны. Поэтому содержание такого изотопа остаётся практически неизменным в течение столетий. Оно с неизмеримо малой скоростью уменьшается лишь по мере распада родоначальника ряда. Некоторые изотопы, входящие в радиоактивные ряды, хорошо известны. Все слышали о радии и радоне. В радиоактивных рядах есть изотопы, распад которых сопровождается испусканием гамма-квантов большой энергии. Например, при распаде изотопа таллия ^{208}Tl энергия гамма-квантов равна 2,6 МэВ. Поэтому даже небольшие концентрации данного изотопа очень опасны для человека. ^{208}Tl расположен в радиоактивном ряду тория. Однако изотоп урана ^{232}U имеет гораздо меньший период полураспада всего 69,8 лет и приводит к появлению практически всех изотопов радиоактивного ряда тория, кроме бета-активных ^{228}Ra и ^{228}Ac . Поэтому мощное гамма-излучение ^{208}Tl часто связывают именно с изотопом урана ^{232}U . Даже небольшие количества данного изотопа в уране затрудняют его использование в ядерной энергетике из-за мощного гамма-излучения продуктов распада ^{232}U .

Лекция 14. Радиационные характеристики отработавшего ядерного топлива (ОЯТ). Хранение и транспортировка ОЯТ.

14.1. Радиационные характеристики отработавшего ядерного топлива (ОЯТ)

К радиационным характеристикам ОЯТ будем относить: активность, остаточное энерговыделение, источники нейтронов и гамма-квантов, а также радиотоксичность. Ниже для каждой характеристики будет дано соответствующее определение, приведены алгоритмы для расчета или оценки значений и рассмотрены вопросы ее использования при обращении с ОЯТ. Радиационные характеристики данной или единичной массы РАО или ОЯТ зависят от времени. В дальнейшем, для характеристик будем использовать обозначения и размерности, которые приведены ниже:

- активность – A , Бк или Бк/т;
- полное энерговыделение – Q_{all} , Вт или Вт/т;
- число гамма-квантов, испускаемых в единицу времени – N_γ , 1/с или 1/(с·т);
- энерговыделение за счет гамма-излучения – Q_γ , Вт или Вт/т;
- число нейтронов, испускаемых в единицу времени, – N_n , 1/с или 1/(с·т);
- радиотоксичность – RT , кг H₂O или кг H₂O/т.

Перед началом облучения в единице массы (1 т урана) стандартного топлива реактора ВВЭР-1000 содержится 44 кг ²³⁵U и 956 кг ²³⁸U. В конце трехлетней кампании уран частично выгорает, а вместо него появляется примерно 40 кг продуктов деления и 11 кг актинидов, в которых около 10 кг плутония, 600 г нептуния, 200 г америция, 60 г кюрия.

14.1.1. Активность ОЯТ

Активность смеси радиоактивных изотопов является интегральной характеристикой и численно равна количеству распадов, которые происходят в смеси в единицу времени. При данном определении активности ОЯТ, как правило, учитываются только альфа-, бета-распады, а также распады метастабильных изотопов, которые часто происходят путем испускания гамма-кванта. Испускание гамма-квантов в процессе бета-распада не рассматривается как распадный процесс. Для расчета активности ОЯТ в момент времени t , прошедшего после остановки реактора для выгрузки ОЯТ, используют хорошо известную формулу

$$A(t) = \sum_{i=1}^I \lambda_i \cdot \rho_i(t), \quad (14.1)$$

где $\rho_i(t)$ – количество ядер i -го изотопа в момент времени t ; λ_i - постоянная распада i -го изотопа, 1/с.

Активность ОЯТ зависит от различных параметров:

- типа реактора;
- используемого топливного цикла и состава свежего топлива;
- глубины выгорания;
- мощности, на которой работал реактор перед остановкой.

Так же как и другие характеристики ОЯТ, активность существенно зависит от времени выдержки. При этом роль различных составляющих в общей активности заметно изменяется. В течение первых суток и месяцев после остановки реактора активность практически полностью определяется бета-распадами короткоживущих продуктов деления, которые вносят определяющий вклад в энерговыделение и создают значительный гамма-фон вокруг ОТВС.

Для примера в табл. 14.1 приведены активности ОЯТ реактора ВВЭР-1000 (урановое топливо с обогащением 4,4 %), работающего до остановки на номинальной мощности. Значения приведены для тонны ОЯТ при глубине выгорания 40,5 (МВт·сут)/кгU в зависимости от времени выдержки. Кроме значений полной активности – A , в таблице приведены ее составляющие: A_α – активность альфа-изотопов; A_β – активность бета-изотопов; A_γ – активность метастабильных изотопов, в основном сопровождающаяся испусканием гамма-квантов. Выделение активности метастабильных изотопов в отдельную группу несколько условно, так как гамма-кванты появляются в большинстве бета-распадов. Однако при временах выдержки более 10 лет основным гамма-излучателем становится изотоп ^{137m}Ba , который появляется в результате распада изотопа ^{137}Cs . Распад изотопа ^{137m}Ba сопровождается испусканием одного гамма-кванта с энергией 0,661 МэВ. Практически на всех гамма-спектрах ОЯТ четко видна данная линия, и по ее интенсивности можно судить о многих характеристиках ОЯТ.

Таблица 14.1.

Активность 1 т ОЯТ реактора ВВЭР-1000

Выдержка	A , Бк/т	A_α , Бк/т	A_β , Бк/т	A_γ , Бк/т
0	$9,62 \cdot 10^{18}$	$1,85 \cdot 10^{15}$	$9,23 \cdot 10^{18}$	$0,39 \cdot 10^{18}$
1 ч	$4,01 \cdot 10^{18}$	$1,85 \cdot 10^{15}$	$3,71 \cdot 10^{18}$	$2,98 \cdot 10^{17}$
1 сут	$2,32 \cdot 10^{18}$	$1,85 \cdot 10^{15}$	$2,14 \cdot 10^{18}$	$1,78 \cdot 10^{17}$
10 сут	$9,11 \cdot 10^{17}$	$1,79 \cdot 10^{15}$	$8,35 \cdot 10^{17}$	$7,42 \cdot 10^{17}$
30 сут	$5,64 \cdot 10^{17}$	$1,67 \cdot 10^{15}$	$5,14 \cdot 10^{17}$	$4,83 \cdot 10^{16}$

180 сут	$1,91 \cdot 10^{17}$	$1,22 \cdot 10^{15}$	$1,82 \cdot 10^{17}$	$7,78 \cdot 10^{15}$
1 год	$1,09 \cdot 10^{17}$	$6,04 \cdot 10^{14}$	$1,04 \cdot 10^{17}$	$4,40 \cdot 10^{15}$
3 года	$4,14 \cdot 10^{16}$	$2,87 \cdot 10^{14}$	$3,69 \cdot 10^{16}$	$4,21 \cdot 10^{15}$
10 лет	$1,82 \cdot 10^{16}$	$2,85 \cdot 10^{14}$	$1,44 \cdot 10^{16}$	$3,52 \cdot 10^{15}$
30 лет	$9,81 \cdot 10^{15}$	$2,94 \cdot 10^{14}$	$7,28 \cdot 10^{15}$	$2,24 \cdot 10^{15}$

Из табл. 14.1 видно, что активность приблизительно спадает за 10 сут в 10 раз, за 1 год в 100 раз, а за 30 лет в 1000 раз. Данный спад в основном связан с распадом короткоживущих бета-активных изотопов. При этом активность альфа-активных изотопов за 30 лет спадает всего в 6–7 раз. Именно из-за различного характера уменьшения активности с течением времени оправдано разделение ОЯТ на продукты деления, уран, плутоний и минорные актиноиды для последующего раздельного захоронения и (или) последующего использования.

14.1.2. Остаточное энерговыделение ОЯТ

Прежде чем перейти к рассмотрению остаточного энерговыделения ОЯТ, на наш взгляд, будет полезно рассмотреть распределение энергии в реакции деления. В табл. 14.2 приведено примерное распределение энергии в реакции деления.

Таблица 14.2.

Примерное распределение энергии деления

Составляющие	Энергия, МэВ
Мгновенное энерговыделение	
Осколки деления	166–168
Мгновенные нейтроны	5
Мгновенные гамма-кванты	6–7
Запаздывающее энерговыделение	
Электроны бета-распада	6–7
Гамма-кванты бета-распада	6–7
Антинеutrино бета-распада	10–11

В одной реакции деления должно выделиться около 200 МэВ энергии. При этом около 88 % энергии выделится непосредственно в процессе деления, а оставшиеся 12 % выделяются только через некоторое время. Эта задержка энерговыделения связана с тем, что часть энергии деления будет выделяться в процессах бета-распадов осколков и

продуктов деления. Для иллюстрации данного процесса рассмотрим конкретный пример реакции деления. Ядро изотопа урана ^{235}U поглощает тепловой нейтрон, и образовавшееся ядро изотопа ^{236}U делится на два осколка ^{144}Ba и ^{90}Kr . Для примера выбраны осколки с большим независимым выходом – 4,2 и 4,5 % соответственно и согласованные по закону сохранения электрического заряда. Закон сохранения барионного числа позволяет утверждать, что при данном делении должно появиться два мгновенных нейтрона. Таким образом, используя закон сохранения энергии, можно вычислить энергию, которая должна выделиться в данной реакции:

$$Q = (M_{\text{H}} + M_{\text{U-235}} - M_{\text{Ba-144}} - M_{\text{Kr-90}} - 2 \cdot M_{\text{H}}) c^2 \approx 180 \text{ МэВ.}$$

Эта энергия распределяется между осколками деления, мгновенными нейтронами и мгновенными гамма-квантами. Изотопы ^{144}Ba и ^{90}Kr являются бета-активными. В табл. 14.3 и 14.4 приведены распределения энерговыделения в соответствующих изобарных цепочках бета-распадов.

Таблица 14.3.

Примерное распределение энергии в изобарной цепочке бета-распадов ^{144}Ba

Изотоп	$T_{1/2}$	Энерговыделение, МэВ			
		электроны	гамма-кванты	анти-нейтрино	сумма
^{144}Ba	11,5 с	1,0	0,5	1,5	3,0
^{144}La	40,8 с	1,4	2,2	2,0	5,6
^{144}Ce	285 сут	0,1	0,02	0,2	0,32
^{144}Pr	17,3 мин	1,2	0,03	1,7	2,93
Всего		3,7	2,75	5,4	11,85

Таблица 14.4.

Примерное распределение энергии в изобарной цепочке бета-распадов ^{90}Kr

Изотоп	$T_{1/2}$	Энерговыделение, МэВ			
		электроны	гамма-кванты	анти-нейтрино	Сумма
^{90}Kr	32,3 с	1,3	1,2	1,9	4,4
^{90}Rb	2,55 мин	1,9	2,2	2,3	6,4
^{90}Sr	29,12 лет	0,2		0,4	0,6
^{90}Y	2,67 сут	0,9		1,3	2,2

Всего	4,3	3,4	5,9	13,6
-------	-----	-----	-----	------

Из табл. 14.3 и 14.4 видно, что около 25 МэВ будет выделено в процессе бета-распадов. Усреднение по всем возможным каналам деления позволяет проводить точные оценки распределения энергии по различным составляющим. Как уже отмечалось, среди продуктов деления есть коротко- и долгоживущие изотопы. Концентрации короткоживущих изотопов в процессе работы реактора быстро выдут на равновесный уровень. Поэтому около 85 % энергии бета-распадов будет выделяться так, словно эта энергия выделяется в реакции деления. Распадутся будут продукты деления, которые накопились ранее. Около 11 МэВ (5 % энергии деления) унесет с собой антинейтрино бета-распада, и эта энергия не будет выделена в активной зоне ядерного реактора. Однако в активной зоне ядерного реактора происходят не только реакции деления, но и реакции радиационного захвата нейтронов, при которых появляются гамма-кванты и радиоактивные ядра. Например, при захвате теплового нейтрона ядром изотопа урана ^{238}U образуется ядро ^{239}U , которое будет находиться в возбужденном состоянии. При переходе из возбужденного состояния в основное будут испускаться гамма-кванты, полная энергия которых составит 4,8 МэВ. Энергия бета-распадов короткоживущих изотопов ^{239}U и ^{239}Np добавит еще 0,9 МэВ энергии электронов и гамма-квантов, которая выделится в активной зоне. В работающем реакторе на одно деление приходится примерно 1,3–1,4 радиационных захвата, в которых может выделиться 7–9 МэВ энергии в основном в виде гамма-излучения. Эта энергия частично компенсирует энергию, уносимую с собой антинейтрино. Поэтому для приближенных оценок можно считать, что в работающем реакторе на каждое деление выделяется 200 МэВ энергии, которая передается теплоносителю. При этом необходимо учитывать, что после прекращения реакции деления в активной зоне энерговыделение будет продолжаться за счет процессов распада радиоактивных изотопов продуктов деления, актиноидов и облученных конструкционных материалов. Данное энерговыделение будет уменьшаться с течением времени. Примерно треть всего запаса энергии выделяется за 1 мин, 60 % за 1 ч, около 75 % за 1 сут. Однако последующее энерговыделение идет все медленнее, что связано с наличием долгоживущих изотопов в составе ОЯТ. Качественно рассмотрим величину данного энерговыделения на примере ТВС реактора ВВЭР-1000, в котором находится 163 ТВС. Номинальная тепловая мощность реактора составляет 3000 МВт, что приблизительно 18 МВт/ТВС. Сразу после остановки реактора остаточное энерговыделение (6,5 % от номинала) – 1,2 МВт/ТВС. Через сутки после остановки энерговыделение составит 0,3 МВт/ТВС. Для расчета остаточного энерговыделения можно использовать различные

алгоритмы. Если известен изотопный состав ОЯТ, то энерговыделение можно рассчитать по хорошо известной формуле:

$$Q_{all}(t) = \sum_{i=1}^I \lambda_i \cdot \rho_i(t) \cdot E_i^{all}, \quad (14.2)$$

где E_i^{all} – полная энергия, выделяющаяся в распаде i -го изотопа без учета энергии нейтрино, Дж.

Значения энергий E_i^{all} – можно найти в файлах оцененных ядерных данных (ФОЯД). В табл. 14.3 и 14.4 приведено распределение энергии, выделяющейся при распадах ряда продуктов деления, которые взяты из европейского ФОЯД – JEF-2.2. Однако для оценок мощности энерговыделения можно использовать приближенные формулы. Например, большое распространение получили формулы Вигнера и Вея:

$$\frac{Q_{\beta,\gamma}}{Q_0} = 6,5 \cdot 10^{-2} \cdot [\tau_c^{-0,2} - (\tau_c + T)^{-0,2}], \quad (14.3)$$

$$\frac{Q_{\beta,\gamma}}{Q_0} = 6,5 \cdot 10^{-3} \cdot [\tau_c^{-0,2} - (\tau_c + T)^{-0,2}], \quad (14.4)$$

где $Q_{\beta,\gamma}$ – остаточное энерговыделение через время τ_c после остановки; Q_0 – мощность реактора до остановки, на которой он работал в течение времени T .

В формуле (14.3) время работы и время стоянки выражено в секундах, в формуле (14.4) – в сутках, а $Q_{\beta,\gamma}$ и Q_0 – в одинаковых единицах мощности. Формулы (14.3) и (14.4) – приближенные. При временах выдержки более 10 сут с их помощью получают завышенные оценки энерговыделения.

В заключении данного раздела рассмотрим вопрос распределения энерговыделения по различным группам изотопов ОЯТ. Данные, приводимые ниже, соответствуют ОЯТ реактора ВВЭР-1000 при глубине выгорания 40,5 (МВт·сут)/кгU (урановое топливо с обогащением 4,4 %), который работал до остановки на номинальной мощности. При временах выдержки до 10 сут вклад актиноидов в общее ОЯТ составляет менее 2 %. Однако при повышении времени выдержки данный вклад увеличивается и при времени выдержки 1 год составляет уже около 5 %, а при времени выдержки 30 лет – более 30 %. Для топлива на основе плутония (МОХ-топливо) вклад актиноидов в остаточное энерговыделение ОЯТ при одинаковой глубине выгорания существенно выше, чем для уранового топлива.

14.1.3. Источники нейтронов и гамма-квантов ОЯТ

Как уже было отмечено, в ОЯТ содержатся актиноиды и продукты деления. На начальных этапах обращения ОЯТ находится в отработавших тепловыделяющих сборках (ОТВС). ТВС существующих энергетических реакторов представляют собой пучок стерженьковых твэлов, объединенных в единое целое с помощью дистанционирующих решеток и специальных торцевых элементов. Например, в ТВС реактора ВВЭР-1000 объединены 316 твэлов, общая масса свежего топлива, а следовательно, и ОЯТ составляет около 450 кг. ОЯТ находится внутри герметичных оболочек твэл, поэтому радиоактивные изотопы не попадают в окружающую среду. При этом электроны бета-распада и альфа-частицы полностью передают свою энергию веществу ОТВС, что приводит к ее нагреву. Однако в ОЯТ могут также появляться гамма-кванты и нейтроны, которые могут с большой вероятностью покинуть объем ОТВС и унести с собой энергию. Нейтроны и гамма-кванты, вылетающие из ОТВС, будут создавать повышенный радиационный фон вокруг нее. Для обеспечения безопасного обращения с ОТВС необходимо уметь оценивать радиационную обстановку вокруг ОТВС и контейнеров с ОТВС. Первым шагом в оценке радиационной обстановки является определение источников нейтронов и гамма-квантов в ОЯТ для последующего решения задачи переноса данных частиц через вещество ОТВС, стенки контейнера, окружающий воздух и т.д.

Гамма-кванты, как правило, возникают в процессе снятия возбуждения продуктов бета-распада и уносят с собой значимую долю полной выделяющейся энергии. При этом в одном бета-распаде могут появиться несколько гамма-квантов различной энергии, так как процесс снятия возбуждения, как правило, может идти по нескольким каналам. Большинство гамма-квантов имеет фиксированную энергию. Например, в результате распада метастабильного изотопа ^{137}Cs появляются гамма-кванты с энергией 0,661 МэВ. Однако из-за большого количества возможных энергий для расчета часто используют групповое описание энергии гамма-квантов. При групповом описании гамма-кванты объединяются в несколько энергетических групп. В самом простом случае источник гамма-квантов можно представить в одноканальном приближении, при котором задается полное число частиц, появляющихся в топливе в единицу времени, и их средняя энергия. В любом случае источник гамма-квантов зависит от концентраций радиоактивных изотопов. Для его расчета можно использовать следующие формулы:

$$N_{\gamma}(t) = \sum_{i=1}^I \lambda_i \cdot \rho_i(t) \cdot \sum_k^K n_{ik}^{\gamma}, \quad (14.5)$$

где n_{ik}^{γ} – квантовый выход k -ой гамма-линии i -го нуклида на один распад,

$$Q_{\gamma}(t) = \sum_{i=1}^I \lambda_i \cdot \rho_i(t) \cdot \sum_k^K E_{ik}^{\gamma} \cdot n_{ik}^{\gamma}, \quad (14.6)$$

где E_{ik}^{γ} – энергия гамма-кванта k -й гамма-линии i -го нуклида, Дж.

Формула (14.5) позволяет определить полное число гамма-квантов, появляющихся в ОЯТ в единицу времени, а формула (14.6) – найти полную энергию, которую унесут эти гамма-кванты. Отношение полной энергии к полному числу гамма-квантов равно средней энергии гамма-кванта. Для определения более детального распределения гамма-квантов по энергии формулу (14.6) необходимо дополнить аналогичными формулами для каждого энергетического диапазона. В табл. 14.5 для примера приведены значения параметров источника гамма-квантов для ОЯТ реактора ВВЭР-1000 (урановое топливо с обогащением 4,4 %), работающего на номинальной мощности. Значения приведены для тонны ОЯТ при глубине выгорания 40,5 (МВт·сут)/кгU в зависимости от времени выдержки.

Таблица 14.5.

Источник гамма-квантов 1 т ОЯТ реактора ВВЭР-1000

Выдержка	Число частиц, 1/(с·т)	Средняя энергия, кэВ
0	$1,00 \cdot 10^{19}$	756
1 ч	$3,76 \cdot 10^{18}$	521
1 сут	$2,04 \cdot 10^{18}$	396
10 сут	$6,46 \cdot 10^{17}$	535
30 сут	$3,28 \cdot 10^{17}$	575
180 сут	$7,25 \cdot 10^{16}$	606
1 год	$3,24 \cdot 10^{16}$	584
3 года	$1,34 \cdot 10^{16}$	613
10 лет	$4,61 \cdot 10^{15}$	615
30 лет	$2,32 \cdot 10^{15}$	602

При временах выдержки менее 30 сут источник гамма-квантов формируется большим количеством короткоживущих продуктов деления. При более длительных временах выдержки источник гамма-квантов в ОЯТ определяется, в основном, несколькими продуктами деления. В табл. 14.6 приведены основные источники гамма-квантов в ОЯТ реактора ВВЭР-1000 при времени выдержки 3 года и глубине выгорания 40,5 (МВт·сут)/кгU.

Таблица 14.6

Вклады различных изотопов в источник гамма-квантов

Изотоп	Доля, %
Kr-85	0,28
SR-90	2,04
Y-90	12,52
Rh-106	20,57
Sb-125	0,70
Cs-134	21,54
Ba-137M	14,80
Ce-144	4,18
Pr-144	11,38
Pm-147	0,50
Eu-154	1,78
Eu-155	0,20
Всего	90,49

Нейтроны в ОЯТ появляются в результате спонтанного деления актиноидов и реакций (α, n) на легких ядрах. Величина нейтронного источника на несколько порядков меньше источника гамма-квантов. При малых временах выдержки роль нейтронного источника на формирование радиационной обстановки вокруг ОТВС пренебрежима мала по сравнению с источником гамма-квантов. Однако быстрые нейтроны более опасны для человека, чем гамма-кванты, так как имеют большую проникающую способность во многих веществах. Роль нейтронов в формировании радиационной обстановки вокруг контейнеров с ОЯТ возрастает при увеличении времени выдержки и глубины выгорания. Увеличение глубины выгорания приводит к большему накоплению изотопов америция и кюрия. Например, концентрация изотопа ^{244}Cm увеличивается пропорционально глубине выгорания в четвертой степени. При увеличении времени выдержки короткоживущие продукты деления распадаются, и роль актиноидов в характеристиках ОЯТ повышается. Для оценки источника нейтронов можно использовать формулу:

$$N_n(t) = \sum_{i=1}^I (\lambda_i^f \cdot \nu_s + \lambda_i^\alpha \cdot \xi_{\alpha n}) \cdot \rho_i(t), \quad (14.7)$$

где λ_i^f – постоянная спонтанного деления i -го изотопа, $1/c$; ν_s – число нейтронов при спонтанном делении; λ_i^α – постоянная α -распада i -го изотопа, $1/c$; $\xi_{\alpha n}$ – вероятность появления нейтрона за счет (α, n) реакции на легких ядрах ОЯТ.

Можно считать, что нейтроны, рождающиеся в ОЯТ, имеют распределение по энергии, близкое к распределению нейтронов деления. Это связано с тем, что доля нейтронов за счет реакции (α, n) в полном источнике, как правило, составляет всего несколько процентов. Основной вклад в нейтронный источник при временах выдержки до 100 лет вносят всего несколько изотопов – ^{238}Pu , ^{242}Cm , ^{244}Cm . При этом определяющим является вклад изотопа ^{244}Cm , который при времени выдержки 3 года составляет более 90 %. При времени выдержки более 100 лет повышается роль более долгоживущих изотопов плутония. В табл. 14.7 для примера приведены значения нейтронного источника для ОЯТ реактора ВВЭР-1000 (урановое топливо с обогащением 4,4 %), работающего на номинальной мощности. Значения приведены для тонны ОЯТ при глубине выгорания 40,5 (МВт·сут)/кгU в зависимости от времени выдержки.

Таблица 14.7.

Источник нейтронов 1 т ОЯТ реактора ВВЭР-1000

Выдержка	Число частиц, 1/(с·т)
0	$8,6 \cdot 10^8$
2 года	$5,0 \cdot 10^8$
10 лет	$3,7 \cdot 10^8$

Из табл. 14.7 видно, что значение нейтронного источника спадает существенно медленнее, чем значение гамма-источника. Это связано с относительно большими периодами полураспада изотопов, определяющими данный источник. Например, периоды полураспадов изотопов кюрия ^{242}Cm и ^{244}Cm равны, соответственно, 162,9 дня и 18,1 года.

В заключении данного раздела следует отметить, что в отработавшем U-Pu (MOX) топливе значение нейтронного источника будет в несколько раз выше, чем в ОЯТ уранового топлива при одинаковых глубинах выгорания. Это связано с тем, что изотопы кюрия, вносящие определяющий вклад в данный источник, будут накапливаться с большей скоростью. При этом существенных различий в соответствующих источниках

гамма-квантов наблюдаться не будет, так как концентрации продуктов деления при одинаковых глубинах выгорания будут различаться не значительно.

14.1.4. Радиотоксичность ОЯТ

Радиотоксичность радиоактивных отходов, образующихся в различных топливных циклах, важна с точки зрения экологической опасности этих циклов. Радиотоксичность является интегральным индикатором ОЯТ с точки зрения его опасности для человека. Для оценки радиотоксичности ОЯТ можно использовать формулу:

$$RT(t) = \sum_{i=1}^I \frac{\lambda_i \cdot \rho_i(t)}{G_i}, \quad (14.8)$$

где G_i – максимально допустимая активность i -го изотопа в воде, Бк/кгН₂О.

Согласно формуле (14.8) радиотоксичность представляет собой количество воды, в которой нужно растворить данное количество ОЯТ так, чтобы вода осталась пригодной для питья. Иногда коэффициенты G_i рассчитывают не для килограммов воды, а для кубических метров воздуха. Концепция радиотоксичности позволяет количественно оценить экологическую опасность при долговременном хранении ОЯТ, когда не может гарантироваться герметичность контейнеров с ОЯТ или его составляющими. Как правило, значения RT рассчитываются отдельно для актиноидов и продуктов деления из-за существенных различий в их периодах полураспада и токсических свойствах. Значения RT для актиноидов, содержащихся в 1 т ОЯТ реактора ВВЭР-1000 при характерной глубине выгорания, составляют $10^{14} - 10^{15}$ кг воды. При этом эти значения сохраняются практически на одном уровне в течение десятков тысяч лет. Именно из-за этого факта на сегодняшний день прямое захоронивание ОЯТ в геологических формациях вызывает много вопросов. Как альтернатива прямому захорониванию актиноидов часто рассматривается их трансмутация. Трансмутация актиноидов представляет собой процедуру их деления в специализированных установках или энергетических реакторах. Целью любой трансмутации является уменьшение количества долгоживущих актиноидов путем перевода их в короткоживущие или стабильные нуклиды, например в продукты деления. Часто трансмутация требует выделения актиноидов из ОЯТ и их последующее фракционирование. В настоящее время концепция трансмутации актиноидов имеет, в основном, чисто теоретическую основу. Однако в ближайшее время она может перейти в экспериментальную фазу. Это связано с двумя моментами. Во-первых, накопление большого количества ОЯТ требует принятия национальных и международных

концепций по обращению с ним. Во-вторых, в некоторых лабораториях мира строятся мощные источники нейтронов на основе ускорителей протонов (электроядерные установки). Одним из возможных вариантов использования этих установок является трансмутация актиноидов.

14.2. Хранение и транспортировка ОЯТ

На атомной станции разработана и принята специальная система транспортировки и хранения свежего и отработанного топлива ядерного реактора. Обращение с топливом такого рода требует особых мер безопасности. Основные операции с ядерным топливом следующие:

- прием, хранение и подготовка свежего топлива к загрузке в реактор;
- перегрузка топлива в реакторе;
- хранение отработанного топлива;
- отправка отработанного топлива с территории станции.

Каждый пункт в этой последовательности операций выполняется с четким соблюдением временного и технологического режимов, правил и техники безопасности.

Свежее топливо поступает на АЭС в виде ТВС, которые перевозят в специальных транспортных контейнерах, разработанных по нормам МАГАТЭ специально для перемещения ТВС с завода-изготовителя на АЭС. В конструкции таких контейнеров предусмотрены все возможные аварийные ситуации на транспорте. В одном контейнере, как правило, содержится две ТВС, в одном вагоне перевозится четыре таких контейнера, и количество ядерного горючего подобрано так, что даже при полном разрушении всех контейнеров возникновение цепной ядерной реакции абсолютно исключено. Важным фактором обеспечения безопасности является и правильная геометрическая компоновка транспортного оборудования. Кроме того, естественная радиоактивность свежего топлива достаточно низка – ни облучение людей, ни сколько-нибудь значительное загрязнение местности даже в случае транспортной аварии невозможны.

На атомной станции топливо хранится в узле свежего топлива (УСТ), расположенном в спецкорпусе. В этом узле проводятся все операции с ядерным топливом до момента его загрузки в реактор: прием топлива, входной контроль, хранение (в специальных чехлах), подготовка свежих ТВС к загрузке.

Доставка свежего топлива на атомную станцию производится только по заранее разработанному графику. Вагон с топливом подается в спецкорпус под люк. Контейнеры через люк перемещаются в УСТ. Затем доставленные ТВС проходят визуальный осмотр и

радиационный контроль, после чего загружаются в чехлы и устанавливаются на специальной внутриванной платформе для доставки в реакторное отделение.

Система перегрузки реактора и хранения отработавшего ядерного топлива предназначена для замены ОТВС активной зоны на свежие, для перестановки ТВС внутри активной зоны реактора, а также для хранения ОТВС в бассейне выдержки на АЭС. Хранение выгоревших топливных сборок производится внутри герметичной оболочки реакторного отделения в стеллажах бассейна выдержки под защитным слоем воды, содержащей раствор борной кислоты. Это обеспечивает охлаждение ОТВС за счет естественной циркуляции и необходимую радиационную защиту. При всех технологических операциях ведется непрерывный радиационный контроль, во время перегрузки топлива осуществляется и визуальный контроль с использованием телеаппаратуры перегрузочной машины.

При хранении ОТВС ведется постоянный контроль за уровнем и температурой воды в бассейне выдержки и концентрацией в нем борной кислоты. Отработанное топливо выдерживается на АЭС не менее трех лет, а затем в специальных транспортных контейнерах его вывозят в спецхранилища длительного хранения для последующей переработки. Транспортные контейнеры для этого типа перевозок в заполненном состоянии выдерживают падение с высоты 9 м на металлический штырь толщиной до 40 см, сохраняя герметичность без нарушений.

Конечно, для соблюдения норм безопасности все операции с ОТВС, включая и загрузку транспортных контейнеров, производятся только под защитным слоем воды в бассейне выдержки.

При вывозе отработанных сборок с территории АЭС безопасная радиационная обстановка обеспечивается, в числе прочего, и повышенной толщиной стенок контейнеров. Вывоз топлива производится специальным эшеленом, в состав которого входят несколько вагонов с транспортными контейнерами.

Используемая в настоящее время на большинстве ядерных объектов технология хранения ОЯТ в воде обеспечивает эффективное охлаждение тепловыделяющего топлива, однако в водной среде протекают процессы коррозии ОТВС и конструкционных материалов. Кроме того, мокрое хранение сопровождается образованием РАО из-за загрязнения воздуха и воды в хранилище радиоактивными изотопами, которые выделяются из негерметичных твэлов. С целью сокращения затрат необходим переход на сухой способ хранения, когда коррозия ОТВС и конструкционных материалов незначительна и существенно сокращается количество образующихся отходов.

В ближайший период времени необходимо определить оптимальные режимы сухого хранения ОТВС. Это относится к хранению как герметичных неповрежденных, так и дефектных ОТВС. Последние подлежат размещению в герметичных пеналах или кондиционированию (в частности, омоноличиванию) для обеспечения безопасных условий хранения.

В процессе хранения и по его окончании должна быть обеспечена возможность извлечения ОТВС для инспекции, переработки или кондиционирования для захоронения. Для реализации подобной возможности сухое хранение должно быть контролируемым, т.е. должен быть обеспечен контроль состояния ОТВС в процессе хранения.

Одним из важных звеньев обращения с ОЯТ является его безопасная перевозка с территории размещения реакторных установок на долговременное хранение и (или) радиохимическую переработку.

Перевозка ОЯТ – сложная транспортно-технологическая задача, требующая использования надежного и дорогостоящего оборудования – специальных транспортных средств, транспортных упаковочных комплектов (ТУК), подъемно-транспортного оборудования, а также специальной организации перевозки, направленных на обеспечение необходимого уровня безопасности как в нормальных, так и в аварийных условиях.

В настоящее время для транспортирования ОЯТ АЭС в нашей стране используются транспортные упаковочные комплекты, созданные в 1970–1985 гг. со следующими характерными особенностями:

применение для изготовления корпуса общепромышленной углеродистой стали марки 20, склонной к хрупкому разрушению при динамических нагрузках и отрицательных температурах – контейнеры ТК-6 для ОЯТ ВВЭР-440, ТК-10 и ТК-13 для ОЯТ ВВЭР-1000, ТК-11 для ОЯТ РБМК-1000 и реактора БН-600;

отсутствие нейтронной защиты – контейнеры ТК-6, ТК-11, или использование жидкой нейтронной защиты – контейнеры ТК-10 и ТК-13;

сравнительно небольшая вместимость, не более 5 т по урану;

истекающие для большей части контейнеров в 2004–2010 гг. установленные разработчиком (изготовителем) сроки эксплуатации (20 лет для контейнеров ТК-10, ТК-13 и ТК-11 и 30 лет для контейнеров ТК-6).

При транспортировании ОЯТ необходимо обеспечение ядерной, радиационной безопасности и физической защиты перевозок.

Ядерную безопасность при транспортировании ОЯТ определяют следующие основные факторы:

геометрические размеры и форма упаковки, в которой транспортируется ядерно-опасный делящийся материал;

масса (количество) ядерно-опасного делящегося материала в перевозимой упаковке;

конструктивное исполнение упаковки;

ограничение в некоторых случаях количества упаковок, размещаемых на одном перевозочном средстве.

Основная цель обеспечения ядерной безопасности при перевозке ОЯТ – обеспечение во всех условиях перевозки ядерного материала значения эффективного коэффициента размножения нейтронов $K_{эфф}$ менее 0,95.

Основными принципами обеспечения ядерной безопасности при перевозке ОЯТ являются:

исключение нарушений условий и требований ядерной безопасности, регламентированных нормативно-техническими документами по ядерной безопасности (правилами, инструкциями, регламентами) как в нормальных условиях, так и в аварийных ситуациях;

исключение возникновения самоподдерживающейся цепной реакции деления с помощью технических средств и организационных мер.

В случае возникновения радиационных аварий при транспортировании ОЯТ возможно формирование обстановки, при которой создаётся опасность воздействия радиации на население прилегающих территорий и окружающую природную среду.

Цели обеспечения радиационной безопасности, изложенные в Основных санитарных правилах обеспечения радиационной безопасности (ОСПОРБ-99-РБ), должны достигаться, прежде всего, путем придания ТУК и транспортным средствам свойств, ограничивающих до допустимых значений воздействие ионизирующих излучений на персонал, население и окружающую среду.

Условия безопасности при перевозке ОЯТ должны обеспечиваться в соответствии с требованиями Правил НП-053-04, а при межгосударственных перевозках – Правил МАГАТЭ. Основным документом, регламентирующим физическую защиту транспортируемого ОЯТ, является Постановление Правительства Российской Федерации от 07 марта 1997 г. № 264 "Об утверждении Правил физической защиты ядерных материалов, ядерных установок и пунктов хранения ядерных материалов".

В России накоплен значительный опыт внутренних и межгосударственных перевозок ОЯТ с использованием отечественных и зарубежных ТУК и транспортных средств. При этом до настоящего времени при перевозках ОЯТ не было зафиксировано никаких радиационных аварий.

Сегодня в Российской Федерации осуществляются промышленные перевозки отработавшего ядерного топлива энергетических, исследовательских и транспортных реакторов на радиохимическую переработку на ПО "Маяк" и в централизованное хранилище ОЯТ ВВЭР-1000 на ГХК. Для исследовательских целей в ФГУП ГНЦ РФ "НИИАР", ФГУП "ИРМ" и РНЦ "Курчатовский институт" транспортируются отдельные ОТВС. Россия имеет большой опыт транспортирования на заводы регенерации ОЯТ ВВЭР-440 и ВВЭР-1000 с АЭС России, Украины, Германии (бывшая ГДР), Венгрии, Болгарии, Финляндии и Словакии.

В связи с ростом глубины выгорания топлива на АЭС на 50– 120 % по сравнению с расчетной глубиной выгорания, принятой при проектировании существующих транспортных средств, из-за увеличения мощности дозы от вагона контейнера использование их возможно только при значительном повышении времени выдержки ОЯТ на АЭС: до 6 лет для ОЯТ ВВЭР-440 и до 8–12 лет для ОЯТ ВВЭР-1000.

В целях обеспечения требований норм и правил при перевозках ОЯТ в ряде существующих ТУК (тип В (М)) необходимо выполнение организационно-технических мер, связанных, в основном, с обеспечением регламентированного теплового режима упаковок.

В настоящее время для каждого вида ОТВС ядерных реакторов разработаны транспортные упаковочные комплекты и для них, в свою очередь, транспортные средства перевозки – специальные железнодорожные транспортеры (вагоны контейнеры). Всего создано семь типов вагонов контейнеров и свыше семи типов транспортных упаковочных комплектов для перевозки ОЯТ различных реакторов. Принятие новых законодательных и нормативных требований по обеспечению уровня безопасности при перевозке ОЯТ, появление технологии обращения с ОЯТ, ориентированной на использование двухцелевых контейнеров, моральный и физический износ существующих средств транспортирования привели к необходимости разработки нового ряда упаковочных комплектов и, тем самым, к разработке под них новых вагонов контейнеров.

Наиболее оптимальным в этой ситуации с точки зрения оптимизации затрат на транспортирование ОЯТ является разработка новых унифицированных транспортных средств с обеспечением требований к упаковкам типа В (U) по классификации Правил МАГАТЭ и НП-053-04, при которых безопасность полностью обеспечивается конструкцией упаковки и не требуется выполнение каких-либо дополнительных мероприятий при перевозке ОТВС.

Под унифицированным перспективным транспортным комплексом для перевозки ОЯТ (ТК ОЯТ) понимается перевозочное средство (железнодорожный или автомобильный

транспортер, морское или речное судно) с расположенным на нем транспортным радиационно-защитным контейнером (ТРЗК) со сменными чехлами для различных ОТВС. Сочленение перевозочного средства с ТРЗК осуществляется при помощи специального приспособления – транспортного сменного ложементы.

Обновление парка средств транспортирования ОЯТ было признано одной из основных задач Минатома России (приказ № 238 от 22.05.03), во исполнение которого разработан Проект "Программы обращения с отработавшими тепловыделяющими сборками ядерных реакторов при их транспортировании на период с 2003 до 2015 г. (ПРОЯТ-2002)". Паспортом основной задачи 13.5 предусматривается создание транспортных упаковочных комплектов для безопасного транспортирования различных типов ОЯТ, в том числе ОЯТ ВВЭР-440, ВВЭР-1000, РБМК-1000. Предусматривается проведение НИОКР, создание опытных (головных) образцов новых ТУК, их испытания и сертификация. В перечень НИР вошли работы, имеющие общее значение для всех модификаций ТУК нового поколения, независимо для какого вида ОЯТ они предназначены. Так, разработка и использование композиционного материала "алюминий + бор" в конструкции чехлов для отработавших ТВС решает задачи теплоотвода от ТВЭлов, гарантированного обеспечения ядерной безопасности и уменьшения веса ТУК. Аналогично, аттестация и освоение материала КЛ-1505 на основе силикоанового каучука решает задачу оснащения ТУК твердой нейтронной защитой, которая до сего времени в конструкциях ТУК для ОЯТ не применялась.

Потребность в транспортных средствах для вывоза ОЯТ с территории АЭС на рассматриваемый период определяется планом ввода в строй новых АЭС и вывода из эксплуатации действующих, предусмотренным "Программой развития атомной энергетики Российской Федерации на 1998–2005 годы и до 2010 года", утверждённой Постановлением Правительства РФ от 21.07.98 № 815, а также необходимостью вывоза ОЯТ РБМК-1000 с АЭС в связи с переводом его на сухое хранение в централизованном хранилище и составляет:

- для ОЯТ ВВЭР-440 – 10 шт;
- для ОЯТ ВВЭР-1000 – 16 шт;
- для МОХ ОЯТ ВВЭР-1000 – 6 шт;
- для ОЯТ РБМК-1000 – 45 шт.

Лекция 15.

Классификации реакторов АЭС. Особенности легководных, графитовых и тяжеловодных реакторов. Проблемы безопасности АЭС. Перспективные типы реакторов.

15.1. Классификации реакторов АЭС.

Рассмотрим три классификации реакторов АЭС: по нейтронному спектру, по типу материалов, используемых в качестве топлива, замедлителя и теплоносителя, по конструкции.

По спектру нейтронов различают реакторы на быстрых, промежуточных и тепловых нейтронах. Основу энергетических реакторов составляют реакторы на тепловых нейтронах. Реакторы на быстрых нейтронах также энергетические. Реакторы на промежуточных нейтронах, с одной стороны, содержат мало замедлителя и поэтому имеют небольшие объемы активных зон. Это дает им преимущество в сравнении с реакторами на тепловых нейтронах. С другой стороны, некоторое количество замедлителя позволяет существенно снизить критическую массу в сравнении с реакторами на быстрых нейтронах благодаря увеличению нейтронных сечений при смягчении нейтронного спектра. Но все они работают на обогащенном, часто сильно обогащенном уране. Реакторы на промежуточных нейтронах наряду с реакторами на тепловых - исследовательские реакторы. Используются в том числе для испытания реакторных материалов.

Физические особенности реактора на тепловых нейтронах определяет замедлитель активной зоны. Поэтому реакторы на тепловых нейтронах прежде всего классифицируют по замедлителю: графитовые, легководные, тяжеловодные. Существенное значение имеют и теплоноситель, и конструкционный материал. В частности, выделяют газоохлаждаемые и металлоохлаждаемые реакторы. Если теплоноситель - вода и пар вырабатывается в активной зоне, для чего вода должна закипеть, то реакторы называют кипящими. В графитовых газоохлаждаемых реакторах с природным ураном важен конструкционный материал - магнокс, без которого сами реакторы были бы невозможны.

По конструкционному оформлению реакторы разделяют на корпусные и каналные. При высокой температуре активной зоны жидкий теплоноситель, прежде всего вода, имеет высокое давление насыщенного пара. Газ специально поддерживается под высоким давлением. Если теплоноситель распределен по всей активной зоне или, как в случае легководного реактора, теплоносителем служит замедлитель и, следовательно, вся активная зона неизбежно находится при высокой температуре, то давление должен

держат корпус, вмещающий активную зону. В этом случае реактор называется корпусным. Альтернативное конструкционное решение осуществлено в канальном реакторе: теплоноситель направляется по трубам (каналам), в которых размещаются ТВС. При этом тонкостенные трубы заменяют массивный корпус. Ведь толщина стенки цилиндра на то же давление тем меньше, чем меньше диаметр. И если стальной корпус легководного реактора имеет стенку толщиной не менее 10 см, то толщина стенки стальных труб - около 1 мм.

Каждая конструкция имеет свои преимущества и в чем-то уступает другой. Активная зона корпусного реактора не содержит труб, т.е. лишнего конструкционного материала, и поэтому имеет лучшие размножающие свойства. Зато корпус представляет собой сложное техническое сооружение, требующее особо тщательного изготовления и контроля. Если это стальной корпус легководного реактора, то он оказывается важнейшей частью установки. Управление корпусным реактором усложнено, перегрузка топлива связана с длительной, исчисляемой неделями остановкой реактора. Из-за невозможности железнодорожной транспортировки как угодно больших стальных корпусов даже возникает ограничение на полную мощность легководных реакторов. У канальных реакторов - сложная разводка теплоносителя по каналам и избыточное поглощение нейтронов в материале труб. Поэтому канальные реакторы более чувствительны к выбору конструкционного материала. Однако относительная простота изготовления каналов и обращения с элементами управления цепной реакцией, возможности непрерывных перегрузок топлива без остановки реактора, получения перегретого пара и создания реактора как угодно большого объема, т.е. произвольной мощности, дают важные преимущества канальным реакторам. Газоохлаждаемые реакторы - корпусные, как и натриевые, на тепловых и быстрых нейтронах.

15.2. Особенности графитовых реакторов .

Графитовый реактор с отводом тепла водой был на первой в мире АЭС мощностью 5 МВт, пущенной в 1954 г. в Обнинске. Некоторые характеристики первой АЭС. Топливо - дисперсионное (крупка сплава урана с молибденом в теплопроводящей матрице). Поскольку активная зона была малого объема ($D= 1,5$ м, $H= 1,7$ м) обогащение - достаточно высокое (6 %). Теплоноситель - вода под давлением 10 МПа, ($t_{\text{вых}} = 300^{\circ}\text{C}$); конструкционный материал - нержавеющая сталь. Тепловая мощность 30 МВт, отвод тепла - двухконтурный, параметры пара на турбине 280°C , 1,3 МПа. Установка представляла эксперимент промышленного масштаба. Разработанная для реактора ТВС позволяла получить перегретый пар, и реактор послужил прототипом для более

совершенных установок.

В 1964 г. на Белоярской АЭС введены в строй два блока с электрической мощностью 100 МВт и 200 МВт (1967 г.), на которых осуществлен ядерный перегрев пара. Размер активной зоны второго блока $D = 7,2$ м, $H = 6$ м. Главное изменение претерпели схемы циркуляции и нагрева теплоносителя.

Реакторы большой мощности кипящие (РБМК). Первый реактор этого типа на электрическую мощность 1000 МВт (РБМК-1000) был сдан в эксплуатацию в 1974 г. на Ленинградской АЭС. Реакторы рассчитаны на одноконтурную схему отвода тепла и выработку насыщенного пара. Ряд усовершенствований дает РБМК важные преимущества и приводит к высоким экономическим показателям.

Некоторые характеристики РБМК-1000. Конструкционным материалом является цирконий, что позволяет использовать низкообогащенный уран. Топливо - диоксид урана, ТВЭЛЫ - стержневые, отвод тепла происходит с их наружной поверхности. Активная зона ($\pi = 11,8$ м, $H = 7$ м) сложена из графитовых призм с вертикальными цилиндрическими отверстиями под трубы для пропускания теплоносителя. Шаг решетки равен 25 см. Полная длина трубы 22 м, однако только ее центральная семиметровая часть, приходящаяся на активную зону, сделана из дорогого циркониевого сплава с 2,5 % ниобия, верх и низ трубы - из нержавеющей стали. В циркониевой трубе размером 88x4мм размещены одна над другой две ТВС высотой 3,5 м каждая. ТВС имеют на оси несущий циркониевый стержень, а вокруг него - два ряда ТВЭЛОВ, расположенных по концентрическим окружностям: во внутреннем ряду - 6 ТВЭЛОВ, во внешнем - 12. Наружный диаметр ТВЭЛА 13,5 мм, оболочка толщиной 0,9 мм из сплава циркония с 1 % ниобия. Сердечник из диоксида урана 2%-ного обогащения. Стационарная загрузка реактора 180 т урана. Обогащение урана 2,4 %. Средняя глубина выгорания 18 500 МВт сут/т. Перегрузка топлива - непрерывная. Вода подается снизу, в контакте с ТВС нагревается и закипает, из верхней части трубы отводится пароводяная смесь. В сепараторе пар отбирается и с температурой 280⁰С под давлением 6,6 МПа направляется на турбину. Тепловая мощность реактора 3200 МВт, КПД АЭС 31 %.

В России реакторы РБМК-1000 работают на Ленинградской, Курской и Смоленской АЭС. На Игналинской АЭС (Литва) в 1983 г. пущен 1 блок РБМК-1500. В активной зоне этого реактора интенсифицирован теплоотвод, так что в 1,5 раза большая мощность снимается с того же объема. Реакторы РБМК обладают всеми достоинствами канальных. Нет принципиальных трудностей для получения в таких реакторах перегретого пара. Вместе с тем развитие идеи реакторов РБМК пока приостановлено. Суммарная мощность графитовых канальных реакторов составляет около 5 % мощностей АЭС во всем мире.

15.3. Особенности легководных реакторов .

В России первый легководный энергетический реактор ВВЭР-210 пущен в 1964 г. на Ново-Воронежской АЭС. С тех пор создано несколько улучшенных конструкций и реакторы электрической мощностью 440 МВт (ВВЭР-440) и 1000 МВт (ВВЭР-1000), которые наряду с реакторами РБМК-1000 составляют основу ядерной энергетики нашей страны. Реакторы ВВЭР-440 установлены на Кольской и Ново-Воронежской АЭС, работают на АЭС Болгарии, Венгрии, бывшей ГДР, Чехословакии. Реакторы ВВЭР-1000 установлены на Калининская, Ростовской, Балаковской и Ново-Воронежской АЭС, в Украине, Болгарии и Финляндии.

Поскольку для отвода тепла нужен примерно такой же объем воды, что и для замедления нейтронов, одна и та же вода выполняет двойную функцию: замедлителя и теплоносителя, в связи с чем реакторы и называются водо-водяными. При этом весь замедлитель активной зоны разогрет до высокой температуры, и давление воды должен удерживать корпус реактора.

Некоторые характеристики ВВЭР-440. Активная зона имеет размеры $D = 2,88$ м, $H = 2,50$ м и состоит из 349 шестигранных циркониевых ТВС с расстоянием между параллельными гранями или с размером под ключ 14,4 см. В каждой сборке закреплено 126 твэлов с шагом 1,22 см в гексагональной решетке. Диаметр твэла 9,1 мм, длина 2,5 м, оболочка из циркониевого сплава с 1 % ниобия (§ 8.2, п. 8), диаметр сердечника из диоксида урана 7,55 мм, среднее обогащение 3,5 %. Загрузка урана 42 т, среднее выгорание 28 000, максимальное 42 000 МВт сут/кг. За пределами активной зоны размещается стальная обечайка – тепловая защита корпуса реактора, поглощающая основную долю энергии, рассеиваемой активной зоной с нейтронами и гамма-квантами. Отвод тепла двухконтурный. Вода с температурой 269⁰С подается через шесть нижних патрубков корпуса, опускается вдоль стенки корпуса вниз, выполняя роль бокового отражателя нейтронов, а затем проходит через ТВС активной зоны снизу вверх, нагреваясь до 296⁰С, и через верхние патрубки направляется в теплообменник. Давление в корпусе 12,5 МПа. Во втором контуре давление 4,7 МПа, вода превращается в пар, который с температурой около 260⁰С подается на турбину. КПД (брутто) станции 32 %.

Сварной корпус работает в тяжелых условиях, при высоких температуре и давлении, под мощным облучением нейтронами и гамма-квантами. Поэтому к качеству его изготовления предъявляются высокие требования. Корпус нельзя сваривать на стройплощадке. Он должен быть изготовлен в заводских условиях и подвергнут термообработке. Поскольку транспортировка практически всегда происходит по железной дороге, ее пропускная способность крупногабаритных грузов определяет максимальный

диаметр корпуса (4,5 м) и длину(до 12 м), что накладывает ограничения на достижимую в таких реакторах мощность.

Перегрузка топлива возможна только при снятой крышке корпуса и поэтому требует остановки реактора, которая длится 3-4 недели. Работа реактора между перегрузками составляет около 300 сут. Через уплотнения в крышке пропущены штанги приводов СУЗ, а для уменьшения их числа реактивность частично компенсируется введенным в воду первого контура бором. Полный запас реактивности в начале кампании $\beta_r = -0,18$, из них только $-0,10$ приходится на долю 37 подвижных элементов СУЗ, представляющих собой тандем из сборок, верхняя из которых содержит поглощающие стержни, а нижняя - штатные урановые. Таким образом, достигается двойная компенсация реактивности: при движении тандема вверх: поглотитель удаляется из активной зоны, а делящийся материал занимает его место.

Некоторые характеристики ВВЭР-1000. Активная зона реактора ($D = 3,12$ м $H = 3,5$ м) размещается в корпусе примерно того же диаметра. Большая мощность получена благодаря увеличению высоты активной зоны и выравниванию распределения энерговыделения при увеличении обогащения до 4,4 %. Средняя линейная нагрузка на твэл увеличена с 131 до 176 Вт/см. Твэл такой же, как и в реакторе ВВЭР-440, но большей длины. Загрузка урана 66 т, средняя глубина выгорания 40 000 МВт. сут/кг. Тепловыделяющих сборок 163 с размером под ключ 23,8 см, в сборке 317 твэлов и еще предусмотрено 18 семимиллиметровых в диаметре направляющих трубок для поглотителей. Полный запас реактивности $\beta_r = -0,255$. Повышена температура теплоносителя: на входе 289°C , на выходе 321°C и соответственно увеличены давление (до 16 МПа), толщина стенки цилиндрической части корпуса (до 21 см), у патрубков (25,5 см). Во втором контуре вырабатывается пар при давлении 6 МПа с температурой 278°C . КПД (брутто) установки равен 33 %.

Дальнейшее увеличение мощности ВВЭР в том же корпусе потребует уменьшения диаметра твэла, частых перегрузок топлива и снижения давления пара. Возможно и увеличение размеров корпуса, но при условии доставки его специальными видами транспорта. Если будет разработан бетонный корпус для легководного реактора, ограничение мощности отпадает, но более предпочтительным окажется кипящий реактор, имеющий относительно низкое давление в корпусе.

15.4. Особенности тяжеловодных реакторов.

Высокая стоимость тяжелой вода увеличивает капитальные затраты при сооружении АЭС. Напротив, большой запас реактивности тяжеловодного реактора

позволяет достигать глубокого выгорания самого дешевого природного урана, что снижает топливную составляющую стоимости электроэнергии. В тяжеловодных реакторах можно использовать диоксид урана вместо металла, кластер вместо одного твэла в канале и при этом получать глубину выгорания 7500-8000 МВт сут/кг, что соответствует сжиганию в тонне топлива до 8 кг тяжелых атомов при исходном содержании урана-235 только 7 кг. Следовательно, сжигается почти весь урана-235 и еще некоторое количество урана-238 после обращения в плутоний-239. Правда, достигла достаточной конкурентоспособности в производстве электроэнергии и получила распространение только одна тяжеловодная система CANDU, разработанная в Канаде - стране, имеющей большой опыт строительства тяжеловодных реакторов. АЭС с реакторами CANDU дают около 4 % мирового производства электроэнергии.

Объем тяжелой воды, необходимый для замедления нейтронов, много больше объема, требуемого для отвода тепла. И если тепло отводится также тяжелой водой, нецелесообразно замедлитель делать и теплоносителем, так как из-за высокого давления насыщенного пара пришлось бы помещать активную зону в толстостенный корпус. Поэтому тяжеловодный реактор обычно канальный. А тепло, выделяющееся в тяжелой воде-замедлителе и поступающее в нее из технологических каналов, сбрасывается при низкой температуре через специальный теплообменник и для энергетических целей не используется.

В реакторах CANDU тепло отводится тяжелой водой, схема отвода - двухконтурная, параметры пара на турбине 250⁰С, 4 МПа, электрическая мощность - от 200 до 730 МВт, КИД АЭС 29-30 %. При использовании в первом контуре тяжелой воды требуется особенно большое ее количество (в реакторе на 200 МВт - 144 т). Есть реакторы и с отводом тепла обыкновенной кипящей водой, но в этом случае запас реактивности существенно ниже из-за поглощения нейтронов водой. Активная зона размещается в тонкостенном стальном цилиндре ($D = 5 - 7$ м, $H = 5 - 6$ м в зависимости от мощности реактора) с закрытыми днищами и горизонтальной осью - каландре, являющемся емкостью тяжелой воды, температура которой поддерживается на уровне 45⁰С. Несущие давление 9-9,4 МПа трубы для пропуска теплоносителя (на входе 250⁰С, на выходе 300⁰С) изготовлены из сплава циркония, циркалоя, и отделены от холодного замедлителя прослойкой газа во второй трубе. В каналах разных реакторов размещается от 19 до 37 полутора сантиметровых в диаметре твэлов из диоксида урана в циркаловых оболочках. Полная загрузка урана в 300-500 каналах составляет 50-120 т. Теплоноситель через половину каналов про пускается в одном направлении, а через другую - в противоположном, отдавая тепло воде второго контура в одном из двух теплообменников.

Непрерывную перегрузку топлива выполняют две перегрузочные машины, расположенные по обоим торцам каландра. Каждый канал заменяется раз в год.

15.5. Проблемы безопасности АЭС.

Проблемы ядерной безопасности АЭС можно разделить на проблемы реакторной установки и связанные с человеческим фактором. Продемонстрируем это на примере одной из трактовок причин чернобыльской аварии.

Катастрофический взрыв IV блока РБМК-1000 на Чернобыльской АЭС в апреле 1986 г. явился печальной вехой в развитии ядерной энергетики, поскольку не только подорвал идею экологически чистого источника энергии, но и показал чудовищную опасность пренебрежительного обращения с ядерными устройствами. Возможность катастрофы была заложена в самом замысле РБМК, где через разогретый графит пропускается вода под давлением 6,5 МПа. Тем не менее, даже разрыв канала не ведет не только к катастрофе, но и выходу реактора из строя. Все это было известно, просчитано и случилось на практике, так что работающий на мощности реактор безопасен. Потенциальная угроза сработала при попытке вывести на мощность выгоревшую и отравленную ксеноном активную зону после остановки реактора на профилактический ремонт, чтобы испытать выбег турбогенератора при аварийном сбросе давления пара. При работе операторы допустили ошибку, которую нельзя квалифицировать даже как безответственность. Это некомпетентность: пытаться поднять реактивность за счет неконтролируемого процесса - закипания теплоносителя в затопленных водой каналах. Известно, что реактор обладает положительным паровым коэффициентом реактивности. Вообще говоря, в создавшихся условиях это следовало и можно было сделать, но только, как полагается, предварительно введя заведомо большую отрицательную реактивность посредством компенсаторов. Затем уже, после подкипания теплоносителя на остаточном энерговыделении, с помощью калиброванных в единицах реактивности регулирующих стержней увеличивать реактивность. Так обязаны операторы делать всегда. Они допустили ядерную вспышку, которая оплавилась и разрушила, вероятно, какую-то часть активной зоны. Но это была еще не катастрофа. Ядерный реактор, тем более такой как РБМК, не может дать ядерного взрыва. Разрушил реактор паровой взрыв, а его могли вызвать только главные циркуляционные насосы, поскольку для взрыва нужно давление, без которого невозможно подать воду в раскаленную активную зону. И если бы проектировщики учли невероятную возможность ядерной вспышки, они обязаны были предусмотреть невозвратимое отключение насосов при повышении температуры графита хотя бы до 1000⁰С. В случае ложного сигнала это не повредило реактору, так как

с отводом тепла справилась бы система аварийного охлаждения. А при действительном перегреве последняя безопасна, поскольку из-за низкого давления не может вызвать катастрофический взрыв. Организационный просчет состоял в том, что во главе испытаний был поставлен неядерщик, который своим нетерпением породил нервную обстановку в группе операторов. Но самое поразительное состоит в том, что положительный паровой коэффициент РБМК можно было давно подавить и было известно, как это сделать, практически не изменяя конструкцию и несильно ухудшая физические характеристики реактора, Просто уменьшить объемную долю графита, что даже было обещано после пуска Ленинградской АЭС: Тот же паровой коэффициент порождает аксиальную неустойчивость распределения нейтронов работающего на мощности реактора. Ее также рекомендовалось подавить посредством изменения уран-графитового отношения.