

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

**А.Н. Шмелев, В.А. Апсэ, Н.И. Гераскин,
Г.Г. Куликов, Е.Г. Куликов**

**Свойства делящихся материалов,
влияющие на их защищенность от распространения**

Рекомендовано к изданию УМО “Ядерные физика и технологии”

Москва 2017

УДК 621.039.54(075.8
ББК 31.4я7
С25

Свойства делящихся материалов, влияющие на их защищенность от распространения: Учебное пособие / *Шмелев А.Н., Апсэ В.А., Гераскин Н.И., Куликов Г.Г., Куликов Е.Г.*. М.: НИЯУ МИФИ, 2017. – 108 с.

Рассмотрены физические свойства делящихся материалов и возможные меры по усилению их защищенности от неконтролируемого распространения. Основное внимание уделено тем свойствам и мерам, которые способны кардинальным образом повлиять на характер возникновения и развития цепной реакции деления, энергетический выход и вероятность преждевременного запуска взрывного процесса.

Предназначено студентам, изучающим учебный курс «Специальные материалы и защита ядерного топливного цикла», который читается в НИЯУ МИФИ при подготовке магистров специализирующимся в технической физике. Может быть полезно студентам 5-го курса и аспирантам факультетов «Ф», «Т» и «Б».

Подготовлено в рамках Программы создания и развития НИЯУ МИФИ.

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Л.В. Точёный

ISBN 978-5-7262-2297-4

© *Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”*, 2017

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.....	6
1. Введение: Проблема нераспространения ядерного оружия.....	7
2. Ядерный топливный цикл.....	13
2.1. Открытый и замкнутый ЯТЦ.....	13
2.2. Наиболее опасные стадии ЯТЦ для режима нераспространения.....	15
2.3. Возможные пути переключения ЯМ с мирного на военное использование. Способы перекрытия этих путей.....	16
2.3.1. Системы учета и контроля ЯМ.....	18
2.3.2. Системы физической защиты ЯМ.....	19
3. Свойства ЯМ, делающие их малопривлекательными для создания ЯВУ.....	21
4. Два типа ядерных взрывных устройств.....	23
4.1. Время создания надкритического состояния.....	23
4.2. Роль запаздывающих нейтронов и нейтронного отражателя.....	27
4.3. Зависимость критической массы от плотности сжимаемого заряда.....	28
4.4. Модель развития ЦРД.....	34
4.5. Стадии развития ЦРД.....	35
4.6. Запуск ЦРД на стадии сжатия (сближения).....	37
4.7. Минимальный энергетический выход в режиме предетонации.....	41
4.7.1. Влияние времени жизни мгновенных нейтронов.....	44
4.7.2. Влияние времени создания максимального надкритического состояния.....	45

4.8. Вероятность режима предетонации.....	48
4.8.1. Радиоактивный распад.....	48
4.8.2. Запуск ЦРД в ядерном заряде.....	49
4.9. Генерация нейтронов спонтанного деления.....	55
4.9.1. Нейтронный запал (инициатор).....	57
4.9.2. О вероятности срабатывания в режиме предетонации.....	57
5. Влияние свойств делящихся материалов на развитие ЦРД.....	59
5.1. Генерация нейтронов в делящемся материале.....	59
5.1.1. Нейтроны спонтанного деления.....	59
5.1.2. Нейтроны от (α, n)-реакций на легких ядрах.....	60
5.1.3. Нейтроны космического происхождения.....	61
5.2. Внутреннее тепловыделение радиоактивного распада.....	62
5.3. Сжимаемость материала ядерного заряда.....	67
5.4. Об использовании делящегося материала в виде соединений.....	68
6. Возможность дообогащения реакторного урана до оружейного уровня.....	70
6.1. Объём разделительных работ для получения оружейного урана из низко- и среднеобогащенного урана.....	70
6.2. Диссоциация молекул гексафторида урана под действием α-излучения актинидов.....	73

7. Защита плутония от распространения.....	79
7.1. Модель гипотетического имплозивного ЯВУ.....	80
7.2. Критерии неработоспособности имплозивного ЯВУ.....	82
7.3. Эффективность мер	
по продлению времени жизни ЯВУ.....	86
7.3.1. Предварительное охлаждение ЯВУ.....	86
7.3.2. Окружение ЯВУ теплоотводящим слоем.....	86
7.3.3. Введение слоев, способных	
перераспределить температурное поле.....	87
7.3.4. Рекомендации по защите	
плутония от распространения.....	88
Заключение.....	92
Список литературы.....	95
Приложение. Методика оценки возникновения и развития	
цепной реакции в делящемся материале	
с внешним источником нейтронов.....	97
Введение.....	97
Математическая модель для оценки вероятности	
возникновения непрекращающихся цепочек деления....	98
Мгновенный скачок реактивности.....	103
Линейный ввод реактивности.....	104
Вывод формулы для оценки вероятности $P(Y < X)$	105

Предисловие

Ядерная энергетика (ЯЭ) в настоящее время обеспечивает около 17 % мировых потребностей в электричестве (в России –16 %) и рассматривается как перспективный энергетический источник будущего, основанный на двух фундаментальных положениях. Во-первых, ЯЭ имеет практически неограниченную топливную базу для покрытия любого мыслимого уровня потребности в энергии, и, во-вторых, ее производство не сопровождается расходом кислорода, загрязнением окружающей среды выбросами окислов, золы и т.д. В то же время ядерная энергетика имеет дело с материалами, которые могут использоваться как в мирных, так и в военных целях. Да и с самого начала, как известно, ядерные материалы были применены именно в военных целях. Поэтому дальнейшее развитие ЯЭ, превращение ее в широко используемый источник энергии и расширение доступа к ядерным технологиям могут привести к их неконтролируемому распространению. Поэтому проблема нераспространения ядерного оружия в связи с развитием ЯЭ приобретает всё большее значение, что и определяет актуальность подготовки специалистов по безопасному обращению с ядерными материалами.

Для того чтобы осуществлять безопасное обращение с такими материалами, а также развивать технологии с элементами защиты от неконтролируемого распространения, необходимо понимание того, в какой мере используемые материалы по своим свойствам могут быть привлекательными, а технологии – уязвимыми с точки зрения переключения их на военные цели. Здесь не обойтись без рассмотрения факторов, связанных со свойствами делящихся материалов и оказывающих существенное влияние на характер физических процессов, протекающих в ядерных взрывных устройствах (ЯВУ).

В настоящем учебном пособии не затрагиваются вопросы, связанные с конструктивной реализацией ЯВУ, и технологии, которые при этом используют. Важным здесь является понимание тех значимых физических факторов, которые нужно задействовать, чтобы обеспечить требуемый уровень защиты ядерных материалов от переключения с мирного использования в энергетических реакторах АЭС на военное.

1. ВВЕДЕНИЕ: ПРОБЛЕМА НЕРАСПРОСТРАНЕНИЯ ЯДЕРНОГО ОРУЖИЯ

История развития науки, как и история развития общей культуры человечества, показывает, что практически все научные открытия и результаты исследований либо непосредственно, либо косвенно были в первую очередь использованы для военных целей. Не стала исключением и ядерная физика в XX веке.

Ключевые вопросы нераспространения ядерного оружия сформулированы примерно за год до того, как были собраны первые атомные бомбы. Это произошло в начале 1944 года, когда только возникло предположение о возможности создания ядерного оружия. В это время у физиков были лишь микрограммы плутония (надо несколько килограммов) и миллиграммы высокообогащенного урана (надо несколько десятков килограммов). Как работы по военному применению цепной реакции деления ядер урана, так и обсуждения проблемы нераспространения ядерного оружия, были инициированы физиками-ядерщиками, в частности Нильсом Бором, признанным патриархом атомной и ядерной физики.

По мнению Бора, ядерная бомба может оказаться величайшей бедой или величайшим благом для человечества. Благо могло выразиться в том, что обладание ядерным оружием несколькими развитыми странами могло бы навсегда положить конец мировым войнам, поскольку в ядерной войне не может быть победителя. Наличие ядерного оружия у стран-победителей во Второй мировой войне должно было стать сдерживающим фактором в будущем политическом устройстве мира. Эти страны должны были организовать систему международного надзора за нераспространением ядерного оружия, и они это сделали.

Итак, открытие деления ядер урана нейтронами – одно из наиболее ярких научных открытий XX века. Это открытие дало в руки человечества новый источник энергии. Ещё во время работы над бомбой физики поняли, что этот источник энергии может стать практически неисчерпаемым, если будут найдены достаточно большие месторождения урана, и такие месторождения были найдены после войны. Неисчерпаемость ядерного энергетического источника достигается тем, что деление ^{235}U , т.е. его уничтожение, сопровождается накоплением ^{239}Pu , хорошо делящегося изотопа,

через радиационный захват нейтронов основным изотопом урана ^{238}U . В результате, генерируя энергию, ядерное топливо не только воспроизводится, но и может быть получен его излишек по отношению к сгоревшему ^{235}U . Этот факт был продемонстрирован во второй половине XX века в реакторах на быстрых нейтронах (их ещё называют быстрые реакторы-размножители).

Ниже приведены некоторые хронологические вехи, отражающие историю открытия и освоения ядерной энергии.

1789 г. Немецкий физик Мартин Генрих Клапрот выделил черное, металлоподобное вещество из железозинковых руд. Клапрот, считая это вещество новым химическим элементом, назвал его ураном в честь самой далекой из известных тогда планет. Примерно 50 лет уран Клапрота считался металлом, пока французский химик Эжен Мельхиор Пелиго в 1841 году не доказал, что уран Клапрота не элемент, а оксид UO_2 .

1896 г. Французский физик Антуан Анри Беккерель совершенно случайно открыл радиоактивность солей урана. Он завернул образец солей урана в непрозрачный материал вместе с фотопластинками. Вскоре Беккерель обнаружил, что фотопластинки засвечены, т.е. он открыл спонтанное испускание излучения ураном.

1932 г. Советский физик Дмитрий Дмитриевич Иваненко первым предложил протон-нейтронную модель ядра, т.е. предсказал существование нейтрона.

1932 г. Английский физик Джеймс Чедвик открыл нейтрон при облучении бериллиевой мишени потоком альфа-частиц. Излучение, испускаемое облученным бериллием, обладало очень высокой проникающей способностью. Чедвик доказал, что это были не гамма-лучи. Он выдвинул гипотезу, что излучение бериллия это нейтроны, которые, не обладая зарядом, не испытывают задерживающее влияние электрических полей атомов.

1934 г. Немецкий физико-химик Ида Ноддак впервые выдвинула гипотезу о делении ядер тяжёлых химических элементов при бомбардировке их нейтронами.

1939 г. Немецкие физики Отто Ганн, Фриц Штрассман и Лиза Мейтнер открыли деление урана при облучении его нейтронами. Экспериментальные и теоретические оценки показали, что при делении одного атома урана высвобождается большое (примерно 200 МэВ) количество тепловой энергии. Для сравнения: при сгорании одного атома углерода выделяется лишь около 4 эВ тепловой энергии.

С этого момента начинается история и мирного и военного использования ядерной энергии.

1941 г. Группа американских физиков во главе с Гленном Тедором Сиборгом и Эдвином Макмилланом синтезировали новый искусственный химический элемент – плутоний, оказавшийся хорошо делящимся материалом.

1942 г. Иммигрировавший в США итальянский физик Энрико Ферми впервые осуществил управляемую самоподдерживающуюся цепную реакцию деления ядер урана нейтронами в уран-графитовой сборке.

1945 г.

16 июня. Первый испытательный взрыв плутониевой ядерной бомбы в США. Мощность взрыва – 20 кт.

6 августа. Урановая ядерная бомба сброшена на японский город Хиросиму. Мощность взрыва – 16 кт.

9 августа. Плутониевая ядерная бомба сброшена на японский город Нагасаки. Мощность взрыва – 21 кт.

1946 г. Советский ученый Игорь Курчатов повторил опыт Ферми, т.е. собрал уран-графитовую установку и запустил в ней контролируемую самоподдерживающуюся цепную реакцию деления.

1949 г. Первое испытание ядерной бомбы в Советском Союзе. Мощность взрыва – 22 кт.

1951 г. Первое испытание ядерной бомбы Великобританией.

1952 г. В США проведено первое испытание термоядерной бомбы.

1953 г. В Советском Союзе проведено первое испытание термоядерной бомбы.

1954 г. В Советском Союзе в городе Обнинске пущена первая в мире АЭС.

1955 г. В США построена первая атомная подводная лодка «Наутилус».

1957 г. Создан новый орган ООН – Международное агентство по атомной энергии (МАГАТЭ).

1958 г. В Советском Союзе построена первая атомная подводная лодка «Ленинский комсомол».

1958 г. На Генеральной ассамблее ООН Ирландия инициировала подготовку Договора о нераспространении ядерного оружия.

1962 г. Первое испытание ядерной бомбы Францией.

1963 г. Подписан Договор о запрещении испытаний ядерного оружия в атмосфере, космическом пространстве и под водой.

1964 г. Первое испытание ядерной бомбы Китаем.

1965 г. США и Советский Союз представили в Комитет ООН по разоружению свои проекты Договора о нераспространении ядерного оружия (ДНЯО).

1968 г. Согласованный проект ДНЯО одобрен Генеральной ассамблеей ООН и открыт для подписания.

1970 г. ДНЯО вступил в силу.

1995 г. Конференция участников ДНЯО без голосования приняла решение о бессрочном продлении его действия.

1996 г. Подписан Договор о всеобъемлющем запрещении испытаний ядерного оружия.

1998 г. Первые испытания ядерного оружия в Индии и Пакистане.

2006 г. Первое испытание ядерной бомбы в КНДР.

В настоящее время пять стран – ядерных держав официально (де-юре) объявлены законными обладателями ядерного оружия. Это США, Российская Федерация (правопреемница Советского Союза), Великобритания, Франция и Китай. В реальности (де-факто) ещё три страны (Индия, Пакистан и КНДР) располагают запасами ядерного оружия. До 1990 года в ЮАР развивалась программа создания собственного ядерного оружия, но затем было принято правительственное решение о полном отказе от ядерного оружия и об уничтожении всех его запасов. Израиль не подписал ДНЯО. Эта страна официально не подтверждает и не опровергает факт наличия у себя запасов ядерного оружия. По оценкам некоторых экспертов, в настоящее время Израиль располагает несколькими десятками ядерных боезарядов.

Сама идея поставить все национальные ядерные программы под международный контроль была предметом дипломатических дискуссий с 1946 г., т.е. практически всё послевоенное время. Реальным политическим результатов этих обсуждений стало создание МАГАТЭ и подписание ДНЯО.

Главные согласованные принципы международного контроля (гарантии) зафиксированы в Уставе и в ряде официальных циркулярах МАГАТЭ, принятых всеми его членами. Юридической основой применения международных гарантий нераспространения ядерного оружия в виде инспекционной деятельности МАГАТЭ является ДНЯО. Кроме этого договора, режим ядерного нераспространения базируется и на других международных документах (Дополнительный протокол к ДНЯО, контрольные списки МАГАТЭ, Группы ядерных поставщиков и Комитета Цангера, Договор о запрещении ядерных испытаний, региональные договоры о нераспространении ядерных материалов и др.). Тем не менее сохраняются сомнения в устойчивости режима ядерного нераспространения, основанные на выявленных фактах нелегальных поставок ядерных материалов и ядерных технологий. По мнению ряда экспертов, окончательное политическое решение этой проблемы вряд ли возможно в обозримом будущем.

В связи с этим возникают такие вопросы:

1. Нельзя ли разработать ядерные технологии с повышенной защитой от распространения ядерных материалов, пригодных для создания ядерного оружия?
2. Нельзя ли разработать такие ядерные материалы, которые, будучи вполне приемлемыми для мирного использования на АЭС, были бы малопригодны для создания ядерного оружия?

Настоящее учебное пособие рассматривает возможные ответы на второй вопрос, связанный с созданием ядерных материалов, защищенных своими внутренне присущими свойствами от переключения с мирного на военное применение.

2. ЯДЕРНЫЙ ТОПЛИВНЫЙ ЦИКЛ

В процессе изготовления, использования и переработки ядерное топливо проходит ряд последовательных стадий, которые могут быть объединены в общее понятие ядерного топливного цикла (ЯТЦ).

Основные стадии ЯТЦ:

1. Добыча урановой руды и извлечение из нее урана.

2. Изготовление ядерного топлива:

2а) получение уранового концентрата в виде U_3O_8 (окта-оксид урана);

2б) конверсия U_3O_8 в UF_6 (гексафторид урана);

2в) обогащение урана изотопом ^{235}U ;

2г) изготовление тепловыделяющих элементов (ТВЭлов) и тепловыделяющих сборок (ТВС).

3. Использование ядерного топлива в ядерных реакторах различного типа (промышленных, энергетических, исследовательских).

4. Временное хранение облученных ТВС (ОТВС) на АЭС.

Далее возможны два варианта: открытый или замкнутый ЯТЦ. В случае открытого ЯТЦ:

5а) транспортировка и захоронение ОТВС в геологических формациях.

В случае замкнутого ЯТЦ:

5б) транспортировка и химическая переработка ОТВС.

6. Выделение радиоактивных отходов (РАО), их переработка и захоронение.

7. Многократный возврат (рецикл) регенерированного урана и вторичного ядерного топлива на стадию изготовления ТВЭлов и ТВС.

2.1. Открытый и замкнутый ЯТЦ

Существует две точки зрения на замыкание ЯТЦ:

1. Замыкание ЯТЦ нецелесообразно, поскольку оно предполагает химическую переработку облученного (или отработанного)

ядерного топлива (ОЯТ), выделение, транспортировку и использование регенерированного урана и вторичных делящихся нуклидов для рефабрикации ядерного топлива. Тем самым замыкание ЯТЦ создает ряд сложных технологических и политических проблем:

1а) возможность хищения расщепляющихся ядерных материалов (ЯМ) террористическими группами для создания ядерных взрывных устройств (ЯВУ);

1б) сложность и опасность переработки ОЯТ;

1в) сложность и опасность переработки и захоронения РАО.

2. Другая точка зрения рассматривает ОЯТ не как отходы, пригодные только для захоронения, а как ценный ЯМ, содержащий первичное и вторичное ядерное топливо, которое можно извлечь и многократно использовать для производства энергии. Развитие замкнутого ЯТЦ рассматривается как основной стратегический путь обеспечения национальных энергетических потребностей, т.е. для обеспечения национальной независимости в энергетических ресурсах.

Технологические проблемы переработки ОЯТ и захоронения РАО оцениваются как сложные и радиологически опасные, но вполне разрешимые на базе уже существующих методов и оборудования.

Признается возможность хищения и несанкционированного использования ЯМ в замкнутом ЯТЦ. Однако эта проблема также может быть успешно решена с помощью национальных и международных систем контроля за нераспространением ЯМ.

В настоящее время только семь государств могут перерабатывать ОЯТ: США, Великобритания, Франция, Россия, Китай (ядерные державы), Япония и Индия. Но США не перерабатывают ОЯТ коммерческих АЭС, а только хранят его до тех пор, пока не будет развита технология переработки, эффективная и безопасная с точки зрения нераспространения.

2.2. Наиболее опасные стадии ЯТЦ для режима нераспространения

Одной из главных задач развития ядерной энергетики является контроль за ЯМ на всех стадиях ЯТЦ с целью недопущения их использования в незаконных целях. Основные факторы привлекательности ЯМ для хищения на различных стадиях ЯТЦ:

1. Количество и качество ЯМ; их сравнение с количеством и качеством материалов, необходимых для создания ЯВУ.

- Критическая масса 100 % ^{235}U – 50 кг.
- Критическая масса 100 % ^{239}Pu – 15 кг.
- Критическая масса 100 % ^{233}U – 17 кг.

2. Простота хищения ЯМ, вероятность обнаружения хищений.

3. Простота превращения похищенного ЯМ в заряд ЯВУ. Достаточна ли механическая или химическая обработка? Или необходимо изотопное разделение?

Эти факторы определяют:

1. Интервал времени, необходимый для создания ЯВУ нарушителями и принятия соответствующих контрмер службами безопасности.

2. Объем материальных, промышленных и финансовых ресурсов, требующихся для производства ЯВУ.

Все эти факторы должны учитываться при анализе и оценке различных стадий ЯТЦ с точки зрения их привлекательности для хищения ЯМ с целью создания ЯВУ. Некоторые качественные оценки были сделаны экспертами США, которые и привели к мораторию на переработку ОЯТ в США. Эти оценки показали, что наиболее привлекательны этапы, связанные с изотопным обогащением урана, переработкой ОЯТ, выделением плутония, изготовлением смешанного уран-плутониевого топлива и повторным использованием его в ядерных реакторах.

Эта экспертная оценка отражает вполне понятную ситуацию. Ведь с начала разработки ядерного оружия было ясно, что рассматриваются лишь два пути к созданию атомных бомб.

Первый путь предполагал добычу достаточного большого количества природного урана, разработку эффективной технологии разделения изотопов и обогащение природного урана хорошо деля-

щимся изотопом ^{235}U с 0,7 % до оружейного уровня, т.е. оружейный уран должен был содержать не менее 90 % ^{235}U .

Второй путь также предполагал добычу достаточного большого количества природного урана, но не для его изотопного обогащения, а для создания установки, в которой можно было бы запустить цепную реакцию деления, облучить блочки природного урана нейтронами, а затем выделить из облученных блочков накопившийся плутоний с помощью радиохимических технологий. Эти технологии тоже нужно было разработать.

Какой из этих двух путей менее дорогостоящ и более эффективен, не было ясно создателям ядерного оружия ни в США, ни в Советском Союзе. Поэтому обе эти страны развивали свои военные ядерные программы в обоих направлениях – и через изотопное обогащение природного урана, и через радиохимическое выделение плутония из блочков природного урана, облученных нейтронами в специальных ядерных установках. Недаром, из двух атомных бомб, сброшенных на Японию, первая была урановой, а вторая – плутониевой. Вот таким варварским образом США испытали на практике работоспособность и поражающие факторы обоих типов ядерного оружия.

2.3. Возможные пути переключения ЯМ с мирного на военное использование. Способы перекрытия этих путей

Представляются возможными три пути переключения ЯМ с гражданского, энергетического использования на военные цели:

1. Насильственное хищение ЯМ в результате террористической атаки извне на ядерный объект или транспортное средство.

Для предотвращения насильственного хищения ЯМ создаются системы физической защиты, которые включают:

а) систему физических барьеров, препятствующих проникновению на территорию объекта и в помещения, где находятся ЯМ;

б) систему датчиков проникновения через внешний периметр ограждения объекта и через внутренние барьеры, препятствующие прохождению нарушителей к хранилищам ЯМ;

в) систему ТВ-наблюдения за зоной, прилегающей к внешнему периметру объекта, за внутренними помещениями в зоне размещения или использования ЯМ;

г) систему специальных средств, замедляющих продвижение нарушителей по территории объекта (выброс химических газов, быстро твердеющей полимерной пены);

д) систему вооруженной охраны для обнаружения, перехвата и задержания нарушителей.

2. Скрытое хищение ЯМ персоналом объекта (например, постепенным изъятием небольших количеств ЯМ в течение длительного времени).

Для предотвращения скрытого хищения ЯМ создаются системы учета и контроля ЯМ. Эти системы включают:

а) видеонадзор за ЯМ в виде учетных единиц хранения (контейнеры);

б) административные меры контроля за доступом в хранилища ЯМ (например, правило двух одновременно работающих сотрудников);

в) разбиение объекта на зоны материального баланса с системой датчиков, контролирующих перемещения ЯМ между этими зонами;

г) компьютеризированная система учета ЯМ с удаленными терминалами в ключевых точках зон материального баланса и центральной ЭВМ, куда сходятся данные с терминалов и которая оснащена средствами защиты информации;

д) периодическая физическая инвентаризация ЯМ в учетных единицах хранения и в балк-форме; использование индикаторов попытки вскрытия для проверки целостности контейнеров; выборочный контроль содержимого контейнеров и ЯМ в балк-форме методами разрушающего и неразрушающего анализа.

3. Скрытое переключение ЯМ на военные цели, санкционированное национальным правительством.

Для предотвращения переключения ЯМ, санкционированного государством, существует система международных договоров, контролирующая мирное использование ЯМ. Эта система включает в себя:

а) Договор о нераспространении ядерного оружия (ДНЯО), вступивший в силу в 1970 г. и бессрочно продленный в 1995 г.; каждые пять лет на конференциях участников обсуждается выполнение Договора;

б) региональные договоры о нераспространении ядерного оружия (договоры Тлателолко, Раротонга, система гарантий Евратома);

в) Комитет Цангера и Группа ядерных поставщиков, контролирующие экспорт и импорт ЯМ, технологий и оборудования с точки зрения нераспространения ядерного оружия.

Основной механизм контроля на государственном уровне – периодические инспекции ядерных объектов экспертами МАГАТЭ, которые осуществляют независимую проверку количества ЯМ на объектах, находящихся под юрисдикцией МАГАТЭ.

2.3.1. Системы учета и контроля ЯМ

Учет ядерных материалов – это определение количества ЯМ, составление и ведение учетной и отчетной документации. Системы учета ЯМ включают проведение измерений наличного количества ЯМ, осуществление тщательной проверки качества (точности) измерений, периодическое проведение физических инвентаризаций ЯМ в зонах баланса материалов (ЗБМ).

Контроль ЯМ это административный надзор за наличием и перемещениями ЯМ, включая контроль доступа к ЯМ, к оборудованию и информации о ЯМ, наблюдение за текущим состоянием ЯМ, проверку санкционированного размещения и перемещения ЯМ.

Основные компоненты учета и контроля ЯМ:

- 1) компьютеризированные системы учета ЯМ;
- 2) источники экспериментальных и расчетных данных, записывающее оборудование;
- 3) системы учетных измерений наличного количества ЯМ, анализ выявленных аномалий;
- 4) камеры и хранилища ЯМ;
- 5) пункты контроля ЯМ с устройствами индикации вмешательства;
- 6) системы контроля доступа к ЯМ, оборудованию, используе-

- тому при работах с ЯМ, и к информации о параметрах ЯМ;
- 7) оборудование для периодического проведения физической инвентаризации ЯМ;
 - 8) система учета передачи ЯМ между ЗБМ и отправления ЯМ с ядерного объекта.

2.3.2. Системы физической защиты ЯМ

Для обеспечения надежного надзора за нераспространением ЯМ осуществляется объединение систем учета и контроля ЯМ с системами физической защиты ЯМ в единую интегрированную систему физической защиты, учета и контроля (ФЗУК) ЯМ. Основные формы интеграции этих систем:

- 1) информационный обмен данными, создание баз данных общего пользования в рамках единой системы ФЗУК ЯМ;
- 2) совместное участие служб систем в осуществлении операций, связанных с передачей и физической инвентаризацией ЯМ;
- 3) использование общих технических устройств (например, приборов видеонаблюдения за участками, на которых проводятся работы с ЯМ).

Угрозы для ядерных объектов с точки зрения распространения ЯМ можно разделить на внешние, внутренние и комбинированные.

Внешние угрозы исходят от лиц, не входящих в состав персонала объекта и не имеющих право доступа на его территорию; внутренние угрозы – от персонала объекта и лиц, допущенных на объект; комбинированные – от совместных действий внешних и внутренних нарушителей.

Поэтому физическая защита ЯМ – это совокупность организационных мероприятий, инженерно-технических средств и действий сил охраны с целью предотвращения насильственного хищения ЯМ.

В настоящее время системы физической защиты (СФЗ) ЯМ базируются главным образом на технических средствах, которые позволили бы уменьшить роль человеческого фактора, повысить надежность и независимость СФЗ от ошибочных или преступных действий человека. Для этого используют средства приборного контроля и инструментальные методы обнаружения, сдерживания

попыток проникновения на ядерный объект и совершения несанкционированных действий с ЯМ. Комплексы технических средств СФЗ включают следующие компоненты и осуществляют следующие функции:

- 1) обеспечение надежной охранной сигнализации;
- 2) оценку ситуаций, связанных с проникновением на территорию ядерного объекта;
- 3) управление доступом персонала и транспорта к местам хранения и использования ЯМ;
- 4) создание систем физических барьеров, препятствующих проникновению внешних нарушителей на территорию объекта и задерживающих их движение к местам хранения и использования ЯМ.

Таким образом, комплексы технических средств СФЗ должны создать для сил охраны ядерного объекта наилучшие условия, которые должны пресечь незаконные действия внешних нарушителей.

Тем не менее, не оставляя усилий по совершенствованию национальных и международных мер надзора за нераспространением ЯМ, представляется целесообразным дополнить и укрепить их приданием ядерным материалам таких внутренне присущих свойств, которые сделали бы ЯМ малопривлекательными для использования в ядерном оружии.

3. СВОЙСТВА ЯМ, ДЕЛАЮЩИЕ ИХ МАЛОПРИВЛЕКАТЕЛЬНЫМИ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ЯВУ

Как известно, сырьем для ядерной энергетики является природный уран. Природный уран содержит около 0.7 % делящегося изотопа ^{235}U . Создание ЯВУ с урановым зарядом требует его изотопного обогащения для повышения содержания ^{235}U до оружейного уровня (~90 %). Если же использовать искусственный делящийся изотоп ^{239}Pu , то для его накопления требуется облучение урана в ядерном реакторе.

В современных энергетических и исследовательских ядерных реакторах используется урановое топливо с обогащением от 2 до 20–25 % ^{235}U . Значит, исходное ядерное топливо занимает промежуточное положение между природным (0.7 % ^{235}U) и оружейным (~90 % ^{235}U) ураном.

В процессе работы ядерного реактора накапливается плутоний, который также может быть использован в ЯВУ. Оружейный плутоний (weapon-grade plutonium, W-g Pu) состоит в основном из изотопа ^{239}Pu с небольшим (не более 7 %) содержанием ^{240}Pu . Такой плутоний получают в специальных реакторах с коротким циклом облучения. В то же время энергетические реакторы с длительным циклом облучения характеризуются накоплением плутония с существенным содержанием высших его изотопов (reactor-grade plutonium, R-g Pu).

Радиоактивные продукты деления (ПД), содержащиеся в облученном ядерном топливе (ОЯТ), своим интенсивным ионизирующим излучением создают защитный барьер на пути доступа к делящимся ЯМ. Поэтому переработка ОЯТ с отделением радиоактивных ПД может рассматриваться как операция, ослабляющая этот защитный барьер. Фракционирование ОЯТ на отдельные группы элементов также потенциально может облегчить переключение делящихся ЯМ. Опасность такого переключения может быть ослаблена, если, в добавление к мерам ФЗУК, будут использованы следующие защитные барьеры:

1. Радиационный барьер, обусловленный, главным образом, радиоактивными ПД, накопившимися в процессе облучения.

2. Неполная очистка ОЯТ от радиоактивных ПД, сохраняющая высокие радиационные поля при последующих операциях с топливом.

3. Использование изотопно разбавленного ^{235}U , т.е. урана со сравнительно низким обогащением.

4. Совместное выделение урана и плутония при переработке ОЯТ, не позволяющее непосредственно применять такие материалы в ЯВУ.

5. Использование автоматизированных дистанционных технологий фабрикации топлива, изготовления твэлов и ТВС, которые затрудняют доступ к делящимся ЯМ.

6. Разбавление (денатурация) делящихся ЯМ такими изотопами, свойства которых способны затруднить использование этих ЯМ в ЯВУ. Частным случаем является разбавление ^{235}U изотопом ^{238}U , т.е. применение низкообогащенного урана. Для плутония схожую роль могут играть его изотопы ^{240}Pu и ^{238}Pu с высоким темпом генерации нейтронов спонтанного деления и интенсивным тепловыделением.

На практике отмеченные меры могут использоваться и уже используются в сочетании. Так, например, открытый ЯТЦ легководных реакторов обеспечивает существование следующих барьеров:

- изотопного разбавления (низко обогащенный уран);
- высокого радиационного фона, обусловленного присутствием ПД в ОЯТ;
- нахождения плутония в смеси с ураном в ОЯТ.

Для того чтобы понять, какие свойства делящихся ЯМ способны оказать наибольшее влияние на работоспособность ЯВУ, необходимо рассмотреть наиболее важные процессы, протекающие в нем.

4. ДВА ТИПА ЯДЕРНЫХ ВЗРЫВНЫХ УСТРОЙСТВ

Известны два типа ЯВУ. Одно из них основано на эффекте имплозии (имплозивное ЯВУ). Имплозия (implosion) – это взрыв, направленный внутрь, в противоположность взрыву, направленному наружу (explosion). Такие взрывы применяют для обжатия материала сходящейся концентрической взрывной волной. Другой тип ЯВУ основан на быстром соединении подкритических масс в единую надкритическую систему под действием взрывной волны (пушечное ЯВУ). Эти два типа существенно различаются длительностью создания надкритического состояния.

4.1. Время создания надкритического состояния

Принципиальная схема имплозивного ЯВУ приведена на рис. 4.1. При подрыве химической взрывчатки, окружающей шаровой заряд, создается давление, направленное к центру и сжимающее заряд. Он, будучи подкритическим в исходном состоянии, в результате повышения плотности переходит в надкритическое состояние, обеспечивая быстрое развитие цепной реакции деления (ЦРД) и выделение большого количества энергии.

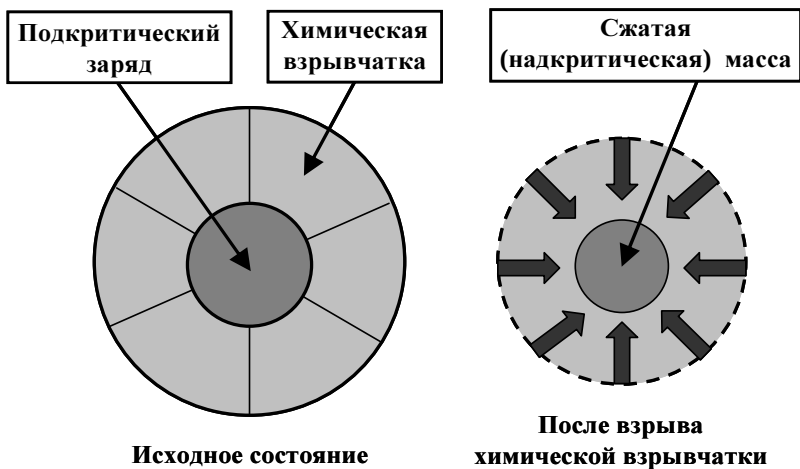


Рис. 4.1. Принцип действия имплозивного ЯВУ

Скорость создания надкритичности определяется скоростью движения ударной волны сжатия в металлическом ядерном заряде ($V_{\text{уд.волна}} \approx 5 \text{ км/с}$). Если предположить, что радиус сжимаемого заряда составляет $R_{\text{сф}} \approx 5 \text{ см}$, то время сжатия (т.е. время, в течение которого волна сжатия достигнет центра заряда) составит:

$$t_0 = \frac{R_{\text{сф}}}{V_{\text{уд.волна}}} \approx 10^{-5} \text{ с}.$$

Действие пушечного ЯВУ (рис. 4.2) основано на быстром сближении подкритических частей в единую надкритическую массу.

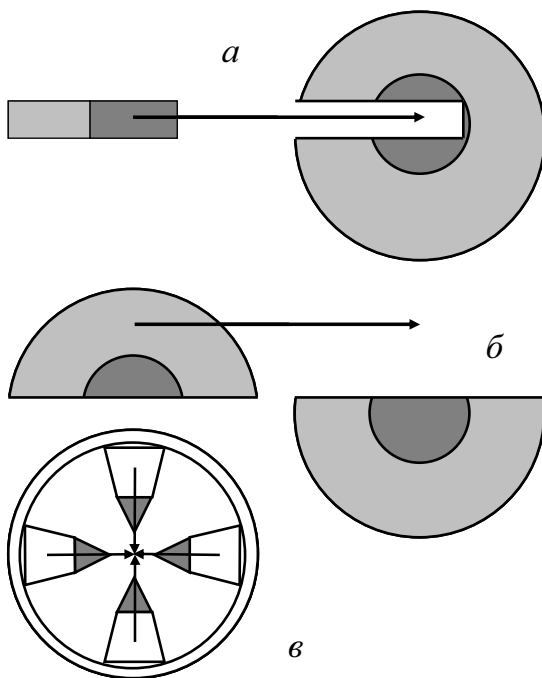


Рис. 4.2. Принцип действия пушечного ЯВУ:

- а* – введение вставки в заряд;
- б* – соединение двух полусфер;
- в* – соединение подкритических частей

Сближение подкритических масс осуществляют путем подрыва химической взрывчатки. Известно, что достигаемая скорость сближения составляет ~ 300 м/с (для сравнения, начальная скорость полета пули составляет около 800 м/с). При этом время их сближения $t_0 \approx 1.5 \cdot 10^{-4}$ с, что существенно медленнее, чем у имплозивного ЯВУ. Это различие оказывает сильное влияние на выбор материалов, пригодных для использования в том или ином типе ЯВУ.

Зависимость числа нейтронов в заряде от времени $N(t)$ может быть записана в следующем виде:

$$N(t) \sim \exp\left(\frac{K_{\text{эф}} - 1}{l_{\text{мгн}}} \cdot t\right),$$

где $l_{\text{мгн}}$ – время жизни мгновенных нейтронов. Если $K_{\text{эф}}$ и $l_{\text{мгн}}$ зависят от времени, то

$$N(t) \sim \exp\left(\int_0^t \frac{K_{\text{эф}}(\tau) - 1}{l_{\text{мгн}}(\tau)} \cdot d\tau\right).$$

Этот закон описывает также рост скорости делений во времени, т.е. нарастание со временем мощности, выделяющейся в заряде. Отсюда следует, что для наибольшего энергетического эффекта целесообразно, чтобы ЦРД развивалась в максимально возможном надкритическом состоянии ядерного заряда (т.е. чтобы ЦРД была запущена при максимальном $K_{\text{эф}}$) и проходила с возможно быстрой сменой поколений нейтронов (т.е. с минимальным временем жизни мгновенных нейтронов $l_{\text{мгн}}$). Как будет показано ниже, основное энерговыделение происходит при переходе ЯВУ из максимально надкритического состояния в подкритическое, т.е. при его разлете.

Для получения максимального энергетического выхода необходимо достаточно быстрое развитие ЦРД, чтобы за время, когда ЯВУ находится в максимально надкритическом состоянии, в системе успело смениться как можно большее число поколений мгновенных нейтронов и, следовательно, успело выделиться как можно большее количество энергии. Значит, время жизни одного поколения мгновенных нейтронов $l_{\text{мгн}}$ должно быть как можно короче. Это

делает выгодным использование ЦРД на быстрых, а не на замедленных нейтронах, поскольку осуществление ЦРД на замедленных нейтронах потребует слишком долгого времени для замедления нейтронов деления. Среднее время замедления нейтронов деления в различных замедлителях приведено в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Среднее время замедления нейтронов от энергии 2 МэВ до энергии 1.44 эВ (энергия резонанса индия) в различных замедлителях

Замедлитель	Время замедления, мкс
Легкая вода (H ₂ O)	10
Тяжелая вода (D ₂ O)	46
Ве-металл	67
ВеО	78
Графит	150

ЦРД с размножением на замедленных нейтронах будет развиваться медленнее, чем на быстрых нейтронах, и, естественно, энерговыделение в сравнительно медленном процессе будет невелико на участке разлета. Если же ЦРД будет развиваться на быстрых нейтронах, то среднее время жизни их поколения будет много короче, и смена поколений нейтронов будет происходить намного быстрее. Для оценки времени жизни поколения быстрых нейтронов предположим, что их средняя энергия – 1 МэВ, что соответствует средней скорости нейтронов $\bar{V}_n = 1.4 \cdot 10^9$ см/с. Среднюю длину свободного пробега нейтронов между делениями можно определить так:

$$\lambda_f = \frac{1}{\Sigma_f} = \frac{1}{\rho \cdot \sigma_f} \approx 15 \text{ см} \quad (\text{при } \sigma_f = 1.8 \text{ барн}).$$

Нейтроны в заряде испытывают главным образом деление, а не радиационный захват. Нейтроны, утекшие в отражатель, если и ус-

певают вернуться в заряд до его разлета, то к моменту их возвращения число нейтронов в заряде настолько возрастает, что вклад возвоззвратившихся нейтронов становится пренебрежимо малым. С учетом этого среднее время жизни быстрых нейтронов можно оценить по формуле, в которой учитывается только процесс деления:

$$l_{\text{мгн}} = \frac{\lambda_f}{\bar{V}_n} \cong \frac{15 \text{ см}}{1.4 \cdot 10^9 \text{ см / с}} \approx 10^{-8} \text{ с.}$$

Видно, что время жизни быстрых мгновенных нейтронов на несколько порядков короче времени жизни замедленных нейтронов даже при использовании лучших замедлителей (см. табл. 4.1).

4.2. Роль запаздывающих нейтронов и нейтронного отражателя

Поскольку среднее время задержки в появлении запаздывающих нейтронов находится в диапазоне от долей секунды до десятков секунд (что несоизмеримо больше, чем время взрывного процесса ЦРД), то можно сделать вывод о том, что запаздывающие нейтроны не играют практически никакой роли, так как не успевают внести свой вклад в развитие взрывного процесса ЦРД.

Поскольку взрывная ЦРД предпочтительна на быстрых мгновенных нейтронах деления, то использование в ЯВУ материалов с малым атомным весом в качестве отражателя нежелательно. Для этого есть две причины.

Первая причина связана с тем, что тяжелый отражатель, за счет своей инерционности, способен более долго удерживать материал заряда в сжатом, надкритическом состоянии, а это способствует более длительному времени, в течение которого может развиваться ЦРД, т.е. более интенсивному развитию ЦРД и, соответственно, большему энергетическому выходу.

Вторая причина обусловлена анизотропным характером упругого рассеяния нейтронов на легких ядрах: быстрые нейтроны рассеиваются преимущественно вперед, а это снижает вероятность их возвращения. Предпочтительным является неупругое рассеяние нейтронов отражателем, так как оно ближе к изотропному, и у ней-

тронов утечки повышается вероятность вернуться из прилежащих слоев отражателя в ядерный заряд, что позволяет сэкономить де- лящийся материал и создать более компактные ЯВУ. Неупругое рас- сеяние нейтронов сильнее проявляется у элементов со средней и тяжелой атомной массой.

Помимо этих соображений, нужно учитывать тот факт, что на- личие материалов, окружающих заряд, может сказаться на его кри- тической массе. Это необходимо иметь в виду, чтобы обеспечить подкритическое состояние заряда на всех этапах сборки и обраще- ния с ним.

Прежде чем рассматривать развитие взрывной ЦРД при различ- ных условиях, ответим на следующий вопрос: почему имплозия (сжатие заряда взрывом внутрь) переводит его в надкритическое состояние?

4.3. Зависимость критической массы от плотности сжимаемого заряда

Рассмотрим газокинетическое уравнение Больцмана, описы- вающее перенос нейтронов в квазикритическом приближении. Предположим, что система имеет сферическую геометрию, а заряд представляет собой голый шар без отражателя. В этих предполо- жениях газокинетическое уравнение Больцмана можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} & \mu \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{1-\mu^2}{r} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \mu} + \Sigma_{tot}(E) \cdot \phi(r, E, \mu) = \\ & = \int_{-1}^{+1} d\mu' \int dE' \cdot \Sigma_s(E' \rightarrow E, \mu' \rightarrow \mu) \cdot \phi(r, E', \mu') + \\ & + \frac{\chi(E)}{K_{\phi}} \cdot \int_{-1}^{+1} d\mu' \int dE' \cdot \nu_f \Sigma_f(E') \cdot \phi(r, E', \mu'), \end{aligned}$$

где использованы традиционные обозначения для плотности пото- ка нейтронов – ϕ , сечений взаимодействия – Σ и их аргументов

(средний косинус угла рассеяния – μ , радиальная координата – r и энергия нейтрона – E).

Пусть радиус шара уменьшен с $R_{\text{сф}}$ до $R'_{\text{сф}}$. Введем параметр $q < 1$, характеризующий уменьшение радиуса шара:

$$R'_{\text{сф}} = q \cdot R_{\text{сф}}, \quad r' = q \cdot r, \quad \delta r = \frac{1}{q} \cdot \delta r'.$$

Как при этом должна измениться плотность материала, чтобы критичность заряда осталась прежней?

Проведем замену переменных (r на r') в уравнении Больцмана:

$$\begin{aligned} q \cdot \mu \frac{\partial \phi}{\partial r'} + \frac{1 - \mu^2}{r'} \cdot q \frac{\partial \phi}{\partial \mu} + \Sigma_{\text{tot}}(E) \cdot \phi[(r(r'), E, \mu] = \\ = \int_{-1}^{+1} d\mu' \int_{-1}^{+1} dE' \cdot \Sigma_s(E' \rightarrow E, \mu' \rightarrow \mu) \cdot \phi[(r(r'), E', \mu')] + \\ + \frac{\chi(E)}{K_{\text{эф}}} \cdot \int_{-1}^{+1} d\mu' \int_{-1}^{+1} dE' \cdot v_f \Sigma_f(E') \cdot \phi[(r(r'), E', \mu')] . \end{aligned}$$

Разделим левую и правую части уравнения на параметр q :

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial \phi}{\partial r'} + \frac{1 - \mu^2}{r'} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \mu} + \left[\frac{1}{q} \Sigma_{\text{tot}}(E) \right] \cdot \phi[(r(r'), E, \mu] = \\ = \int_{-1}^{+1} d\mu' \int_{-1}^{+1} dE' \cdot \left[\frac{1}{q} \Sigma_s(E' \rightarrow E, \mu' \rightarrow \mu) \right] \cdot \phi[(r(r'), E', \mu')] + \\ + \frac{\chi(E)}{K_{\text{эф}}} \cdot \int_{-1}^{+1} d\mu' \int_{-1}^{+1} dE' \cdot \left[\frac{1}{q} v_f \Sigma_f(E') \right] \cdot \phi[(r(r'), E', \mu')] , \end{aligned}$$

Отсюда можно заключить, если радиус шара $R_{\text{сф}}$ изменится на $R'_{\text{сф}} = q \cdot R_{\text{сф}}$, а макроскопические сечения изменятся по закону

$$\Sigma'_{tot} = \frac{1}{q} \cdot \Sigma_{tot}, \quad \Sigma'_s = \frac{1}{q} \cdot \Sigma_s, \quad v_f \Sigma'_f = \frac{1}{q} \cdot v_f \Sigma_f,$$

то в уравнении ничего не изменится. Это будет означать, что если радиус шара изменяется по закону

$$R'_{сф} = q \cdot R_{сф},$$

а плотность ядерного заряда – по закону

$$\rho' = \frac{1}{q} \cdot \rho,$$

то значение $K_{эф}$ (в частности, $K_{эф}=1$) останется прежним. При этом зависимость критической массы от параметра q будет иметь следующий вид:

$$M_{кр}(\rho') = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot (R'_{сф})^3 \cdot \rho' = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot (q \cdot R_{сф})^3 \cdot \left(\frac{1}{q} \cdot \rho \right) = q^2 \cdot M_{кр}.$$

Видим, что если радиус шара сократится и составит q -ю часть от прежнего размера, а его плотность повысится в $(1/q)$ раз, то **критическая** масса шара уменьшится по закону (рис. 4.3)

$$M_{кр}(\rho') = q^2 \cdot M_{кр}.$$

Поскольку сжимается **фиксированная масса** $M = \text{const}$, то, будучи критической в исходном состоянии, **она станет надкритической** при повышении плотности в результате сжатия.

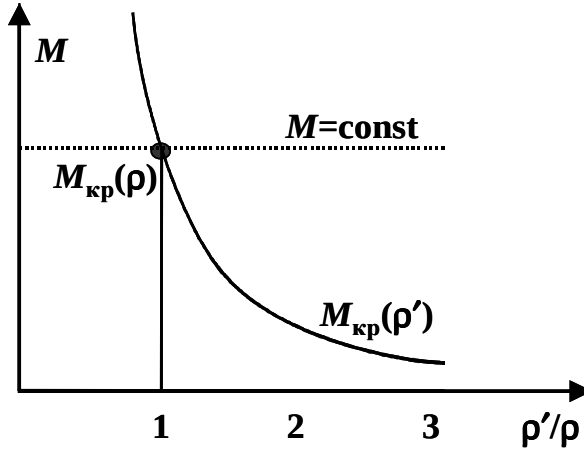


Рис. 4.3. Критическая масса голого шара
в зависимости от плотности делящегося материала

Аналогичный результат можно получить и следующим более простым способом. Как известно из теории переноса нейтронов, в критической системе её геометрический параметр равен её материальному параметру. Геометрический параметр сферического заряда это

$$\omega_{\text{геом}}^2 = \left(\frac{\pi}{R_{\text{сф}}} \right)^2,$$

а его материальный параметр

$$\omega_{\text{мат}}^2 = \frac{\nu_f \Sigma_f - \Sigma_a}{D}.$$

Из их равенства

$$\left(\frac{\pi}{R_{\text{кр}}} \right)^2 = \frac{\nu_f \Sigma_f - \Sigma_a}{D} = 3\Sigma_{tr} \cdot (\nu_f \Sigma_f - \Sigma_a) = \text{const} \cdot \rho^2$$

следует, что радиус критической сферы $R_{\text{кр}}$ обратно пропорционален плотности ρ материала, из которого она состоит, т.е. $R_{\text{кр}} \sim 1/\rho$. Критическая масса сферического заряда это произведение плотности материала на объем сферы, т.е.

$$M_{\text{кр}} = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot (R_c)^3 \cdot \rho = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot \frac{\text{const}}{\rho^3} \cdot \rho \sim \frac{1}{\rho^2}$$

и критическая масса обратно пропорциональна квадрату плотности заряда.

Отметим, что получение аналогичной зависимости критической массы шара этим способом было весьма проблематичным, поскольку основано на диффузионном приближении. Одно из основных условий применимости приближения состоит в требовании слабого изменения нейтронного поля на протяжении нескольких длин свободного пробега нейтронов, из которого в частности следует требование малости длины свободного пробега нейтронов по сравнению с характерным размером среды ($\lambda \ll R$). Однако в данном случае это условие не выполняется, поскольку выше было оценено, что средняя длина свободного пробега нейтронов между делениями составляет $\lambda_f \sim 15$ см, а радиус сжимаемого заряда составляет $R_{\text{сф}} \approx 5$ см.

При сжатии заряда его плотность увеличивается, а критическая масса, соответственно, уменьшается. Значит, ядерный заряд, имея изначально массу M меньше критической, при сжатии может стать надкритическим, если его неизменная масса M превысит постоянно уменьшающееся критическое значение. Степень надкритичности сжимаемого заряда можно определить следующим образом.

Как уже упоминалось, для критического состояния заряда справедливо равенство его геометрического параметра материальному:

$$\left(\frac{\pi}{R_{\text{кр}}} \right)^2 = \frac{\nu_f \Sigma_f - \Sigma_a}{D} = \left(\frac{\nu_f \Sigma_f}{\Sigma_a} - 1 \right) \cdot \frac{\Sigma_a}{D} = (K_\infty - 1) \cdot \frac{\Sigma_a}{D},$$

где K_∞ – коэффициент размножения нейтронов в ядерном заряде бесконечных размеров. Для некритического состояния заряда необходимо ввести ещё один параметр – эффективный коэффициент размножения нейтронов $K_{\text{эф}}$:

$$\left(\frac{\pi}{R} \right)^2 = \frac{\nu_f \Sigma_f / K_{\text{эф}} - \Sigma_a}{D} = \left(\frac{\nu_f \Sigma_f}{\Sigma_a \cdot K_{\text{эф}}} - 1 \right) \cdot \frac{\Sigma_a}{D} = \left(\frac{K_\infty}{K_{\text{эф}}} - 1 \right) \cdot \frac{\Sigma_a}{D}.$$

Поделив первое соотношение на второе, получим

$$\left(\frac{R}{R_{\text{кр}}} \right)^2 = \frac{K_\infty - 1}{\frac{K_\infty}{K_{\text{эф}}} - 1}.$$

Зная связь размера заряда с его массой, можно показать, что

$$\left(\frac{R}{R_{\text{кр}}} \right)^2 = \left(\frac{M}{M_{\text{кр}}} \right)^{2/3}.$$

Тогда, после несложных преобразований, получим формулу, связывающую эффективный коэффициент размножения нейтронов в заряде с его массой:

$$K_{\text{эф}} = \frac{K_\infty}{1 + \frac{K_\infty - 1}{\left(M / M_{\text{кр}} \right)^{2/3}}}.$$

Видно, что если масса заряда стремится к бесконечности, то и эффективный коэффициент размножения нейтронов стремится к

K_{∞} . Аналогично, если критическая масса заряда $M_{кр}$ становится много меньше его массы, то и здесь имеем дело с физически большой системой, эффективный коэффициент размножения нейтронов в которой должен приближаться к K_{∞} . Значение K_{∞} в практически моноизотопном заряде можно свести к микрохарактеристикам ^{239}Pu или ^{235}U так:

$$K_{\infty} = \frac{\nu_f \Sigma_f}{\Sigma_a} \approx \frac{\nu_f \sigma_f}{\sigma_a} = \nu_{эф},$$

т.е. эффективному числу нейтронов деления, приходящемуся на один акт захвата нейтрона делящимся материалом. В спектре нейтронов деления:

$$\nu_{эф}(^{239}\text{Pu}) \approx 2.4; \quad \nu_{эф}(^{235}\text{U}) \approx 1.9.$$

4.4. Модель развития ЦРД

Предположим, что при сжатии плутониевого заряда под действием химической взрывчатки временная зависимость $K_{эф}(t)$ является линейной функцией (рис. 4.4).

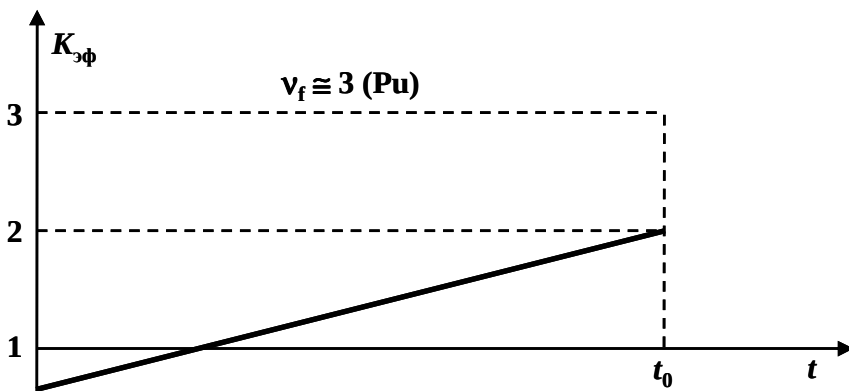


Рис. 4.4. Изменение $K_{эф}$ заряда во времени при сжатии

Для плутониевого заряда такой характер изменения $K_{эф}(t)$ будет означать следующее. В начальный момент ($t = 0$) заряд находится в слабо подкритическом состоянии, т.е. из примерно трёх нейтронов, появившихся при делении, около двух нейтронов теряется, и чуть меньше одного нейтрона участвует в ЦРД. В состоянии максимальной надкритичности (момент наибольшего сжатия заряда в имплозивном ЯВУ или момент соединения подкритических масс в пушечном ЯВУ) баланс нейтронов существенным образом меняется. Из примерно трёх нейтронов деления уже около двух нейтронов участвует в продолжении ЦРД.

Прежде чем рассматривать особенности развития ЦРД, остановимся на некоторых физических условиях её реализации.

4.5. Стадии развития ЦРД

Развитие ЦРД в ЯВУ можно условно разделить на две стадии (рис. 4.5). Первая связана с созданием надкритического состояния (сжатие в имплозивном ЯВУ или сближение подкритических масс в пушечном ЯВУ), а вторая – с разлетом материалов взорванного ЯВУ.

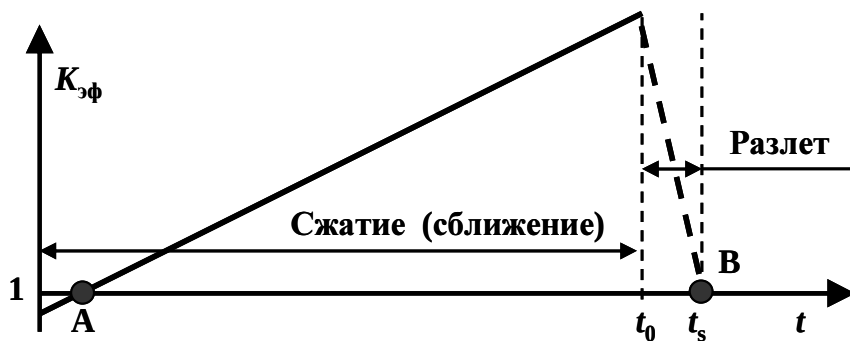


Рис. 4.5. Изменение $K_{эф}$ во время сжатия заряда и его разлета

В процессе своей временной эволюции ЯВУ проходит через два критических состояния. Первое критическое состояние (A) дости-

гается в начале стадии сжатия (сближения) масс. Начиная с этого момента, если в ЯВУ появятся нейтроны, то может произойти запуск ЦРД. Но он может и вообще не произойти, если нейтроны не появятся. Второе критическое состояние (В) система проходит на этапе разлета (момент времени – t_s). После этого ЦРД затухает.

Процесс перейдет в стадию разлета при следующем условии: нужно, чтобы делящийся материал нагрелся, испарился и перегрелся до такой степени, когда внутреннее давление остановит процесс сжатия (сближения).

Сколько же должно произойти делений, чтобы нагреть массу делящегося материала до такого состояния? Известно, что, если в массе 10 кг плутония произошло e^{35} делений, то при этом выделяется энергия, соответствующая 4.2 Дж/г плутония. Это тепло может нагреть плутоний на 32 °С. Если же произошло e^{42} делений (т.е. в 1000 раз больше), то это будет соответствовать выделению энергии $4.2 \cdot 10^3$ Дж/г, достаточной для нагрева, испарения и перегрева материала. При этом развивается давление мегабарного диапазона, сопоставимое с давлением, обеспечивающим сжатие ядерного заряда при подрыве химической взрывчатки. Оценка эта носит качественный характер. В дальнейшем будем ориентироваться на несколько большую величину – e^{45} делений, как на рубеж, определяющий переход от стадии сжатия (сближения) к стадии разлета.

Ранее отмечалось, что длительность сжатия в имплозивном ЯВУ составляет $\sim 10^{-5}$ с, а время сближения подкритических масс в пушечном ЯВУ $\sim 1.5 \cdot 10^{-4}$ с. Это намного больше, чем время жизни мгновенных нейтронов (10^{-8} с). Длительность создания надкритического состояния на несколько порядков больше, чем среднее время жизни одного поколения мгновенных нейтронов в ЦРД.

4.6. Запуск ЦРД на стадии сжатия (сближения)

Рассмотрим запуск и развитие ЦРД на стадии сжатия (сближения). Пусть в момент времени $t = 0$ начинается эта стадия, и нарастание $K_{эф}$ характеризуется линейной функцией времени (рис. 4.6).

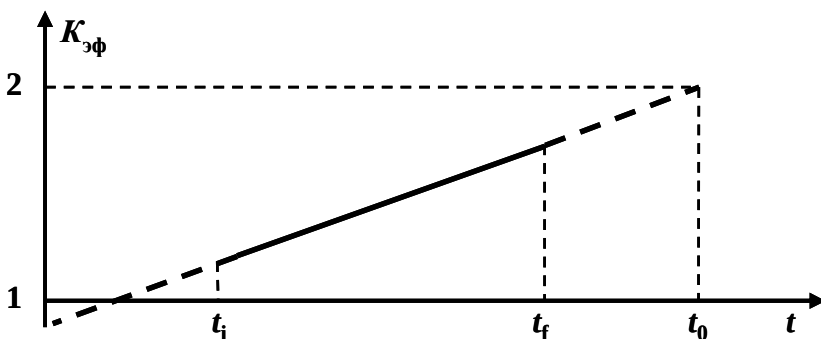


Рис. 4.6 Зависимость $K_{эф}$ от времени при сжатии:
 t_i – момент запуска ЦРД; t_f – момент набора e^{45} делений (прекращение сжатия)

Если сжатие будет продолжаться до момента t_0 (когда волна сжатия достигнет центра заряда), то $K_{эф}$ достигнет величины, равной 2. Пусть теперь в некоторый промежуточный момент времени t_i происходит запуск ЦРД, инициированный появившимся нейтроном, и к моменту $t_f \leq t_0$ произойдет e^{45} делений, и дальнейшее сжатие будет прекращено. Тогда взаимосвязь между этими моментами времени можно установить из следующего уравнения для баланса числа делений:

$$\int_{t_i}^{t_f} dt' \cdot N(t') = \exp(45).$$

Предполагая экспоненциальный вид функции $N(t)$, это уравнение можно записать в виде

$$\int_{t_i}^{t_f} dt' \cdot \Sigma_f \cdot \Phi(0) \cdot \exp \left[\int_{t_i}^{t'} \frac{K_{\Phi}(\tau) - 1}{l_{\text{МГН}}} \cdot d\tau \right] = \exp (45),$$

где $\Phi(0)$ – интегральный по объему заряда поток нейтронов, инициировавших ЦРД. При линейной зависимости от времени функции (K_{Φ} (при $\tau=t_0$)=2):

$$\frac{K_{\Phi}(\tau) - 1}{l_{\text{МГН}}} = \frac{\tau}{l_{\text{МГН}} \cdot t_0}$$

имеем

$$\int_{t_i}^{t'} \frac{K_{\Phi}(\tau) - 1}{l_{\text{МГН}}} \cdot d\tau = \int_{t_i}^{t'} \frac{\tau}{l_{\text{МГН}} \cdot t_0} \cdot d\tau = \frac{1}{2 \cdot l_{\text{МГН}} \cdot t_0} \cdot (t'^2 - t_i^2).$$

Теперь уравнение баланса числа делений принимает вид

$$\int_{t_i}^{t_f} dt' \cdot \Sigma_f \cdot \Phi(0) \cdot \exp \left[\frac{1}{2 \cdot l_{\text{МГН}} \cdot t_0} \cdot (t'^2 - t_i^2) \right] = \exp (45).$$

Для оценки величины t_f заменим интеграл в левой части этого уравнения его приближенным выражением:

$$(t_f - t_i) \cdot \Sigma_f \cdot \Phi(0) \cdot \exp \left[\frac{1}{2 \cdot l_{\text{МГН}} \cdot t_0} \cdot (t_f^2 - t_i^2) \right] = \exp (45).$$

Используя тождественное преобразование:

$$(t_f - t_i) \cdot \Sigma_f \cdot \Phi(0) \equiv \exp \left\{ \ln \left[(t_f - t_i) \cdot \Sigma_f \cdot \Phi(0) \right] \right\},$$

уравнение баланса числа делений принимает следующий вид:

$$\exp \left\{ \ln \left[(t_f - t_i) \cdot \Sigma_f \cdot \Phi(0) \right] + \frac{1}{2 \cdot l_{\text{мгн}} \cdot t_0} \cdot (t_f^2 - t_i^2) \right\} = \exp (45).$$

Слагаемое $\ln \left[(t_f - t_i) \cdot \Sigma_f \cdot \Phi(0) \right]$ в показателе экспоненты определяет вклад нейтронов, инициировавших ЦРД, в общее число делений. Ясно, что вклад пренебрежимо мал по сравнению с полным количеством делений в процессе развития ЦРД. Отбросив это слагаемое, получим уравнение связи между моментами запуска и окончания развития ЦРД:

$$\frac{1}{2 \cdot l_{\text{мгн}} \cdot t_0} \cdot (t_f^2 - t_i^2) = 45.$$

Максимальная мощность взрыва будет достигнута в том случае, если энерговыделение ЦРД не помешает процессу сжатия создать максимальную надкритичность. Иными словами, если $t_f \geq t_0$, то запущенная ЦРД, сопровождающаяся ростом внутреннего давления, не успеет раньше времени прервать процесс сжатия. Тогда запуск ЦРД должен произойти в момент времени

$$t_i \geq t_0 \cdot \left[1 - 90 \cdot \frac{l_{\text{мгн}}}{t_0} \right]^{1/2}.$$

Для имплозивного ЯВУ $t_0 = 10^{-5}$ с, $l_{\text{мгн}} = 10^{-8}$ с. Тогда

$$t_i \geq t_0 \cdot \left[1 - 90 \cdot \frac{10^{-8} \text{ с}}{10^{-5} \text{ с}} \right]^{1/2} = t_0 \cdot 0.954.$$

Из этой оценки видно, что полноценное сжатие произойдет лишь в том случае, когда ЦРД запустится практически перед самым её завершением. Иными словами, практически весь процесс сжатия должен осуществляться в надкритической системе, но без нейтронов.

Условие $t_f = t_0$ соответствует тому случаю, когда к моменту времени t_0 произойдет такое количество делений (e^{45}), которое способно остановить процесс сжатия. Обратим внимание на то, что именно к этому моменту, собственно, и завершается процесс сжатия (рис. 4.7).

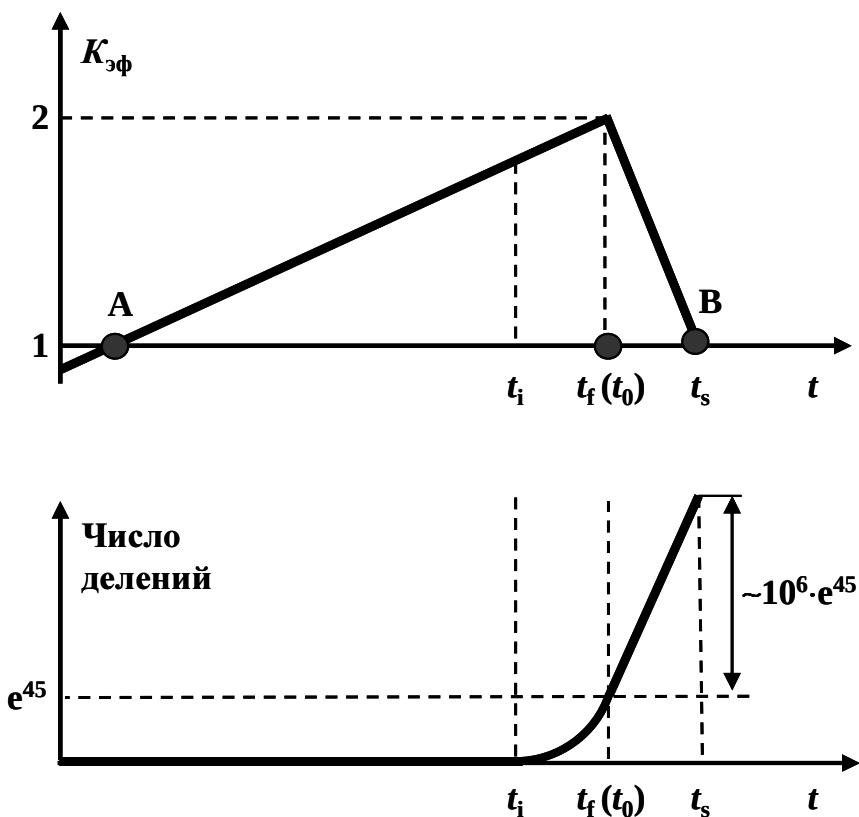


Рис. 4.7. Зависимость $K_{эф}$ и энергетического выхода Y от времени

Таким образом, энерговыделение e^{45} делений – это величина, которая сопоставима с энергией, выделяющейся при подрыве химической взрывчатки, создающей сжатие ядерного материала. Ос-

новой же выход энергосвечения при взрыве определяется этапом разлета и максимальной величиной $K_{эф}$, которая была достигнута в момент времени t_0 .

Преждевременный запуск ЦРД называют режимом преддетонации. В этом режиме надкритичность не достигает своего максимального значения, что приводит к снижению энергосвечения. Наиболее неблагоприятным вариантом режима преддетонации является тот случай, когда ЦРД запускается почти с самого начала процесса сжатия (т.е. сразу же после перехода в надкритическое состояние). Этот наиболее неблагоприятный вариант срабатывания имеет название “хлопок” (Fizzle). Он будет соответствовать минимальному энергетическому выходу (Fizzle Yield).

4.7. Минимальный энергетический выход в режиме преддетонации

Оценим величину $K_{эф}$, которую может достичь ЯВУ в наиболее неблагоприятном случае, т.е. при преждевременном запуске ЦРД в тот момент, когда ЯВУ только что стало критичным на начальном этапе сжатия (рис. 4.8). Как уже упоминалось, этот наиболее неблагоприятный вариант режима преддетонации имеет название “хлопок”. Для простоты будем предполагать, что это происходит в момент $t_i = 0$.

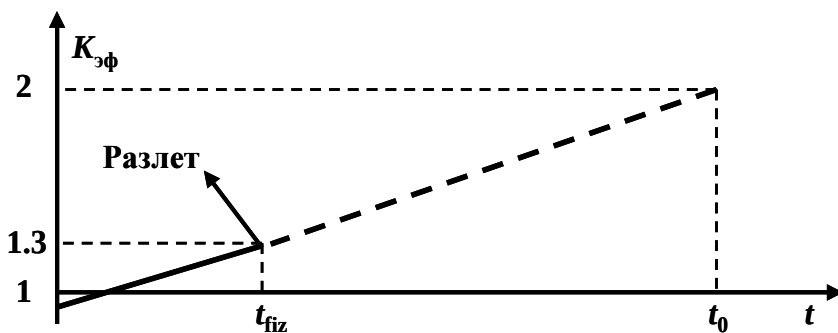


Рис. 4.8. Зависимость $K_{эф}$ от времени при запуске ЦРД одновременно с началом сжатия (“хлопок”)

Пусть t_{fiz} – это момент времени, когда сжатие прекратится вследствие уравнивания внешнего давления, производимого подрывом обычной взрывчатки, внутренним давлением продуктов преждевременно запущенной ЦРД. Тогда можно записать

$$\exp(45) = \exp\left(\int_0^{t_{fiz}} \frac{K_{эф}(\tau) - 1}{l_{мгн}} \cdot d\tau\right),$$

и уравнение для определения t_{fiz} примет вид (в предположении о линейной зависимости $K_{эф}$ от времени)

$$\int_0^{t_{fiz}} \frac{K_{эф}(\tau) - 1}{l_{мгн}} \cdot d\tau = \frac{K_{эф}(t_0) - 1}{2 \cdot l_{мгн} \cdot t_0} \cdot t_{fiz}^2 = 45.$$

Отсюда получим

$$t_{fiz} = \frac{1}{\sqrt{K_{эф}(t_0) - 1}} \cdot \sqrt{90 \cdot l_{мгн} \cdot t_0}.$$

Для рассматриваемого имплозивного ЯВУ $K_{эф}(t_0) = 2$, $t_0 = 10^{-5}$ с, $l_{мгн} = 10^{-8}$ с. Тогда

$$t_{fiz} = 0.3 \cdot 10^{-5} \text{ с}.$$

Если сравнить это время с полным временем сжатия $t_0 = 10^{-5}$ с, то получается, что процесс сжатия прекратится, не пройдя и трети своей полной длительности. В принятом линейном предположении максимально достигаемое значение $K_{эф}$ составляет:

$$K_{эф}(t_{fiz}) = 1.3.$$

Известна приближенная оценка отношения энергетического выхода в режиме максимальной предетонации Y_{fiz} к номинальному выходу $Y_{ном}$:

$$\frac{Y_{fiz}}{Y_{ном}} = \left(\frac{\alpha_{fiz}}{\alpha_{ном}^{max}} \right)^3.$$

Здесь имеется в виду, что

$$\alpha_{fiz} = \frac{K_{эф}(t_{fiz}) - 1}{l_{мгн}} = \frac{[K_{эф}(t_0) - 1] \cdot t_{fiz}}{l_{мгн} \cdot t_0} = \sqrt{K_{эф}(t_0) - 1} \cdot \sqrt{\frac{90}{l_{мгн} \cdot t_0}},$$

$$\alpha_{ном}^{max} \equiv \frac{K_{эф}(t_0) - 1}{l_{мгн}} = \frac{t_0}{l_{мгн} \cdot t_0} = \frac{1}{l_{мгн}}, \quad (K_{эф}(t_0) = 2).$$

Тогда

$$\frac{Y_{fiz}}{Y_{ном}} = \left(l_{мгн} \cdot \sqrt{K_{эф}(t_0) - 1} \cdot \sqrt{\frac{90}{l_{мгн} \cdot t_0}} \right)^3 = [K_{эф}(t_0) - 1]^{\frac{3}{2}} \cdot \left(\frac{90 \cdot l_{мгн}}{t_0} \right)^{\frac{3}{2}}.$$

Для рассматриваемого имплозивного ЯВУ получаем

$$\frac{Y_{fiz}}{Y_{ном}} = (0.3)^3 = 0.027.$$

Если предположить, что номинальный энергетический выход соответствует плутониевому заряду, взорванному над Нагасаки, т.е. ~20 кт тринитротолуола (ТНТ), то

$$Y_{fiz} = 0.027 \cdot Y_{ном} = 540 \text{ т ТНТ}.$$

Видим, что, хотя энергетический выход и составляет менее 3 %, однако сама по себе величина выхода не является малой. Если учесть поражающие факторы, связанные с ударной волной, тепловым излучением и радиацией, то даже при такой уменьшенной силе взрыва в радиусе 800 м будут большие разрушения и гибельные последствия для людей.

4.7.1. Влияние времени жизни мгновенных нейтронов

Увеличение времени жизни мгновенных нейтронов $l_{\text{мгн}}$ также может снизить энергетический выход взрыва в режиме «хлопка». Чтобы оценить влияние времени жизни мгновенных нейтронов, воспользуемся известным соотношением

$$\frac{Y_{\text{fiz}}}{Y_{\text{ном}}} = \left(\frac{\alpha_{\text{fiz}}}{\alpha_{\text{ном}}^{\text{max}}} \right)^3,$$

где

$$\alpha = \frac{K_{\text{эф}}(t_f) - 1}{l_{\text{мгн}}}.$$

В режиме «хлопка» $t_i = 0$, а

$$t_{\text{fiz}} = \sqrt{90 \cdot l_{\text{мгн}} \cdot t_0}.$$

Тогда

$$K_{\text{эф}}(t_f) - 1 = \frac{t_f}{t_0} = \sqrt{90 \cdot \frac{l_{\text{мгн}}}{t_0}},$$

то есть

$$\alpha_{\text{fiz}} \sim \frac{1}{(l_{\text{мгн}})^{1/2}}.$$

Следовательно, энергетический выход «хлопка» в ЯВУ с измененным временем жизни мгновенных нейтронов $l'_{\text{мгн}}$ станет другим:

$$Y_{\text{fiz}}(l'_{\text{мгн}}) = Y_{\text{fiz}}(l_{\text{мгн}}) \cdot \left(\frac{l_{\text{мгн}}}{l'_{\text{мгн}}} \right)^{3/2}.$$

Например, повышение времени жизни мгновенных нейтронов на порядок уменьшит энергетический выход «хлопка» примерно в 32 раза, и, следовательно, 540 т ТНТ взрыва над Нагасаки превращаются в 17 т.

4.7.2. Влияние времени создания максимального надкритического состояния

Другим важным параметром, определяющим энерговыделение в режиме «хлопка», является время создания максимального надкритического состояния t_0 . Как отмечено ранее, энергетический выход в режиме «хлопка» по отношению к номинальному выходу можно оценить по формуле

$$\frac{Y_{fiz}}{Y_{ном}} = \left(\frac{\alpha_{fiz}}{\alpha_{ном}^{max}} \right)^3,$$

где $\alpha_{fiz} = \sqrt{K_{эф}(t_0) - 1} \cdot \sqrt{\frac{90}{I_{мгн} \cdot t_0}}$, $\alpha_{ном}^{max} = \frac{K_{эф}(t_0) - 1}{I_{мгн}}$, $K_{эф}(t_0)$ – максимальная величина $K_{эф}$ в номинальном режиме. В рассматриваемом случае влияние изменения этих параметров, т.е. t_0 на t'_0 и $K_{эф}(t_0)$ на $K'_{эф}(t'_0)$, проявится через изменение наклона зависимости $K_{эф}$ от времени (см. рис. 4.8), причем измененная зависимость надкритичности от времени будет иметь вид

$$\left[K'_{эф}(\tau) - 1 \right] = \frac{K'_{эф}(t'_0) - 1}{t'_0} \cdot \tau.$$

Тогда энергетический выход в режиме «хлопка» будет следующим образом зависеть от t'_0 – измененного времени создания максимального надкритического состояния и $K'_{эф}(t'_0)$:

$$\begin{aligned}
\frac{Y_{\text{fiz}}(t'_0; K'_{\text{эф}}(t'_0))}{Y_{\text{ном}}} &= \frac{[K'_{\text{эф}}(t'_0) - 1]^{\frac{3}{2}}}{[K_{\text{эф}}(t_0) - 1]^3} \cdot \left(\frac{90 \cdot l_{\text{мгн}}}{t'_0} \right)^{\frac{3}{2}} = \\
&= \frac{[K'_{\text{эф}}(t'_0) - 1]^{\frac{3}{2}}}{[K_{\text{эф}}(t_0) - 1]^3} \cdot \left(\frac{90 \cdot l_{\text{мгн}}}{t_0 \cdot \frac{t'_0}{t_0}} \right)^{\frac{3}{2}} = \frac{[K'_{\text{эф}}(t'_0) - 1]^{\frac{3}{2}}}{[K_{\text{эф}}(t_0) - 1]^3} \cdot \left(\frac{t_0}{t'_0} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{Y_{\text{fiz}}(t_0; K_{\text{эф}}(t_0))}{Y_{\text{ном}}},
\end{aligned}$$

где t_0 – время создания максимального надкритического состояния в номинальном режиме. График зависимости $Y_{\text{fiz}}(t'_0; K'_{\text{эф}}(t'_0)) / Y_{\text{ном}}$ приведен на рис. 4.9 для случая, когда $K'_{\text{эф}}(t'_0) = K_{\text{эф}}(t_0) = 2$.

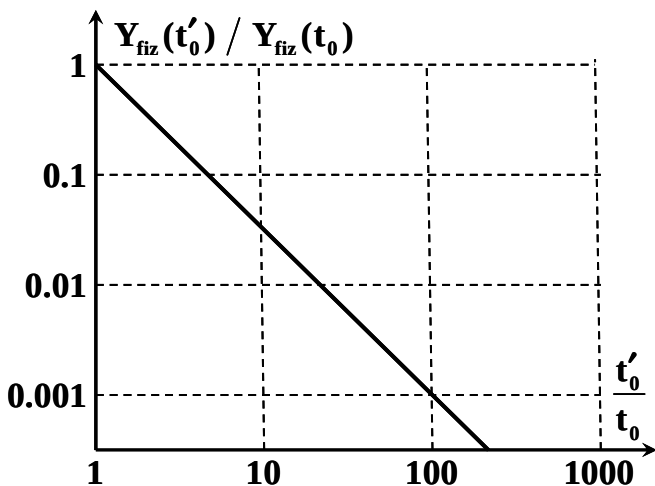


Рис. 4.9. Зависимость энергетического выхода в режиме «хлопка» от продолжительности времени создания максимального надкритического состояния заряда

Из этой формулы видно, что энергетический выход существенно снижается при увеличении t'_0 . Ранее было оценено, что энергетический выход в режиме «хлопка» при $t_0 = 10^{-5}$ с составил $0.027 \cdot Y_{\text{ном}}$, что для заряда мощностью 20 кт ТНТ соответствовало 540 т ТНТ.

Если же t_0 возрастет в 10 или в 100 раз (вследствие несовершенства конструкции ЯВУ или измененных свойств материалов), то энергетический выход Y_{fiz} снизится с 540 т до 17 т и 0.54 т ТНТ соответственно. В последнем случае масштаб энергетического выхода уже не отличается радикально от мощности боезаряда с обычным взрывчатым веществом.

Полученная зависимость $Y_{fiz}(t'_0; K'_{эф}(t'_0)) / Y_{ном}$ позволяет также оценить влияние снижения уровня максимальной надкритичности $[K'_{эф}(t'_0) - 1]$ на энергетический выход в режиме «хлопка». Так, например, пусть максимальная надкритичность в номинальном режиме характеризуется $K_{эф}(t_0) = 2$ и вследствие несовершенства взрывного устройства она снизится до $K'_{эф}(t'_0) = 1.2$. Тогда при условии $t'_0 = t_0$ энергетический выход в режиме «хлопка» снизится в ~ 11 раз.

Примеры показывают, что эти факторы (преждевременное появление нейтронов, способных запустить ЦРД, увеличение времени жизни мгновенных нейтронов и времени создания максимальной надкритичности) могут вообще лишить смысла создание ЯВУ из похищенных террористами делящихся ЯМ.

Так, например, если ядерный материал будет обладать повышенным нейтронным фоном (вследствие спонтанного деления и (α, n) -реакции), а также повышенным тепловыделением α -распада, то эти факторы, проявляясь одновременно, могут не позволить создать достаточно эффективное устройство. Во-первых, высокий нейтронный фон, если и сделает возможным срабатывание устройства, то только лишь в режиме «хлопок». Во-вторых, значительное тепловыделение α -распада материала заряда делает проблематичным поддержание необходимого температурного режима тех элементов устройства, которые обеспечивают его перевод в надкритическое состояние. Вряд ли осуществление такого перевода за время, много меньшее секунды, можно сделать механически, т.е. без использования подрыва вспомогательного взрывчатого вещества. Ухудшение же свойств этого вещества при повышении температуры может сделать невозможным такой перевод с требуемой быстротой и до той же степени максимальной надкритичности, как это достигается в серийных боезарядах, разработанных ядерными державами.

4.8. Вероятность режима предетонации

Нетрудно показать, что вероятность нейтрону, появившемуся в надкритической системе, запустить ЦРД равна $(K_{эф} - 1)$. Действительно, чтобы ЦРД была запущена M нейтронами, необходимо, чтобы количество нейтронов за один цикл ЦРД увеличилось не менее чем на один нейтрон:

$$M \cdot (K_{эф} - 1) \geq 1.$$

Другими словами, для запуска ЦРД необходимо, чтобы в системе появилось как минимум $M = 1 / (K_{эф} - 1)$ нейтронов. Тогда вероятность одному нейтрону запустить ЦРД составит

$$\omega_{ЦРД} = \frac{1}{M} = K_{эф} - 1.$$

Пусть в заряде генерируется N нейтронов в секунду, например в результате спонтанного деления. Тогда $\lambda_{ЦРД} = N \cdot \omega_{ЦРД}$ характеризует вероятность запуска ЦРД в надкритическом заряде в единицу времени. Вероятность $\lambda_{ЦРД}$ можно трактовать как аналог постоянной распада радионуклида ($\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$).

Рассмотрим подробнее эту аналогию между радиоактивным распадом и преждевременным запуском ЦРД в надкритическом заряде для оценки вероятности предетонации ЯВУ.

4.8.1. Радиоактивный распад

Пусть имеется G ядер радиоактивного изотопа. Тогда уменьшение их количества dG в результате распада за интервал времени dt составит:

$$dG = -\lambda \cdot G \cdot dt, \text{ где } \lambda \text{ (постоянная распада)} = \ln 2 / T_{1/2}.$$

Уравнение для количества нераспавшихся ядер имеет хорошо известный вид:

$$\frac{dG}{dt} = -\lambda \cdot G; \text{ — уравнение радиоактивного распада.}$$

Решение этого уравнения, т.е. зависимость количества нераспавшихся ядер от времени, может быть записано следующим образом:

$$G(t) = G(0) \cdot \exp(-\lambda \cdot t).$$

Вероятность для ядра не распасться к моменту времени t , или, что тоже самое, вероятность ему распасться позже, при $\tau > t$, равна

$$P(\tau > t) = \frac{G(t)}{G(0)} = \exp(-\lambda \cdot t).$$

4.8.2. Запуск ЦРД в ядерном заряде

Пусть имеется Q надкритических ядерных зарядов с $K_{\text{эф}} > 1$. В результате запуска ЦРД количество ядерных зарядов уменьшится на величину dQ за интервал времени dt :

$$dQ = -\lambda_{\text{ЦРД}} \cdot Q \cdot dt.$$

Уравнение для количества ядерных зарядов, не сработавших к моменту времени t , имеет вид

$$\frac{dQ}{dt} = -\lambda_{\text{ЦРД}} \cdot Q.$$

Решение этого уравнения, т.е. зависимость количества зарядов, не сработавших к моменту времени t , может быть записано следующим образом:

$$Q(t) = Q(0) \cdot \exp(-\lambda_{\text{ЦРД}} \cdot t).$$

Вероятность заряду остаться целым к моменту времени t , или, что тоже самое, вероятность ЦРД запуститься при $\tau > t$ равна

$$P(\tau > t) = \frac{Q(t)}{Q(0)} = \exp(-\lambda_{\text{ЦРД}} \cdot t).$$

Отличие процесса запуска ЦРД от процесса радиоактивного распада состоит в том, что «постоянная распада» ядерных зарядов $\lambda_{\text{ЦРД}}$ зависит от времени. Она определяется надкритичностью заряда

$$\lambda_{\text{ЦРД}} = N \cdot [K_{\text{эф}}(t) - 1].$$

Решение уравнения для количества ядерных зарядов, в которых к моменту времени t не запустилась ЦРД, может быть записано так:

$$Q(t) = Q(0) \cdot \exp \left[- \int_0^t \lambda_{\text{ЦРД}}(t') \cdot dt' \right].$$

Тогда вероятность запуска ЦРД в момент времени $\tau > t$ будет иметь вид

$$P(\tau > t) = \exp \left[- \int_0^t \lambda_{\text{ЦРД}}(t') \cdot dt' \right].$$

Соответственно, в обратном случае вероятность преждевременного запуска ЦРД в момент времени $\tau > t$ будет выглядеть так:

$$\begin{aligned}
 P(\tau < t) &= 1 - P(\tau > t) = 1 - \exp \left[- \int_0^t \lambda_{\text{ЦРД}}(t') \cdot dt' \right] = \\
 &= 1 - \exp \left[-N \cdot \int_0^t (K_{\text{эф}}(t') - 1) \cdot dt' \right].
 \end{aligned}$$

В рамках предположения о линейной зависимости $K_{\text{эф}}(t)$ (см. рис. 4.8) эту линейную функцию можно записать в следующем виде:

$$K_{\text{эф}}(t) = 1 + \frac{t}{t_0}.$$

Тогда вероятность преждевременного запуска ЦРД (предетонации) в момент времени $\tau < t$ будет иметь вид

$$P(\tau < t) = 1 - \exp \left[- \frac{N \cdot t_0}{2} \cdot \frac{t^2}{t_0^2} \right].$$

Эту зависимость можно использовать и для определения энергетического выхода ядерного взрыва в режиме предетонации. Пусть ЦРД преждевременно запускается в момент времени $t = t_i$ и прекращается в момент времени $t = t_f$ (см. рис. 4.7). Как показано ранее, эти моменты времени связаны между собой следующим равенством:

$$t_f^2 - t_i^2 = 90 \cdot l_{\text{мгн}} \cdot t_0.$$

Энергетический выход ЦРД, запущенной в момент времени $t = t_i$, составит следующую долю от номинального энергетического выхода:

$$\begin{aligned}
 X(t_i) &= \frac{Y(t_i)}{Y_{\text{ном}}} = \left[\frac{\alpha(t_f)}{\alpha_{\text{ном}}} \right]^3 = \left[\frac{K_{\text{эф}}(t_f) - 1}{K_{\text{эф}}(t_0) - 1} \right]^3 = \left[\frac{t_f}{t_0} \right]^3 = \\
 &= \left[\frac{(t_i^2 + 90 \cdot l_{\text{мгн}} \cdot t_0)^{1/2}}{t_0} \right]^3.
 \end{aligned}$$

Это равенство связывает момент запуска ЦРД $t = t_i$ с энергетическим выходом $X(t_i)$ в отношении к номинальному энергетическому выходу. Тогда вероятность преждевременного запуска ЦРД при $\tau < t_i$ эквивалентна вероятности того, что энергетический выход взрыва

$$\frac{Y}{Y_{\text{ном}}} < X(t_i),$$

или

$$P(\tau < t) = P\left(\frac{Y}{Y_{\text{ном}}} < X\right).$$

Проделав ряд преобразований равенства

$$X(t_i) = \left[\frac{(t_i^2 + 90 \cdot l_{\text{мгн}} \cdot t_0)^{1/2}}{t_0} \right]^3,$$

получим

$$\left(\frac{t_i}{t_0} \right)^2 = [X(t_i)]^{2/3} - 90 \cdot \frac{l_{\text{мгн}}}{t_0}.$$

Подставив последнее соотношение в уравнение для вероятности предетонации

$$P(\tau < t) = 1 - \exp \left[-\frac{N \cdot t_0}{2} \cdot \frac{t^2}{t_0^2} \right],$$

получим

$$P \left(\frac{Y}{Y_{\text{ном}}} < X \right) = 1 - \exp \left[-\frac{N \cdot t_0}{2} \cdot \left(X^{2/3} - 90 \cdot \frac{l_{\text{мгн}}}{t_0} \right) \right].$$

Вариант $X = 1$ соответствует номинальному энергетическому выходу, а вероятность

$$P \left(\frac{Y}{Y_{\text{ном}}} < 1 \right) -$$

это вероятность предетонации с энергетическим выходом ниже номинального значения

$$P \left(\frac{Y}{Y_{\text{ном}}} < 1 \right) = 1 - \exp \left[-\frac{N \cdot t_0}{2} \cdot \left(1 - 90 \cdot \frac{l_{\text{мгн}}}{t_0} \right) \right].$$

Графики зависимости

$$P \left(\frac{Y}{Y_{\text{ном}}} < X \right)$$

для различных значений $(N \cdot t_0)$ приведены на рис. 4.10.

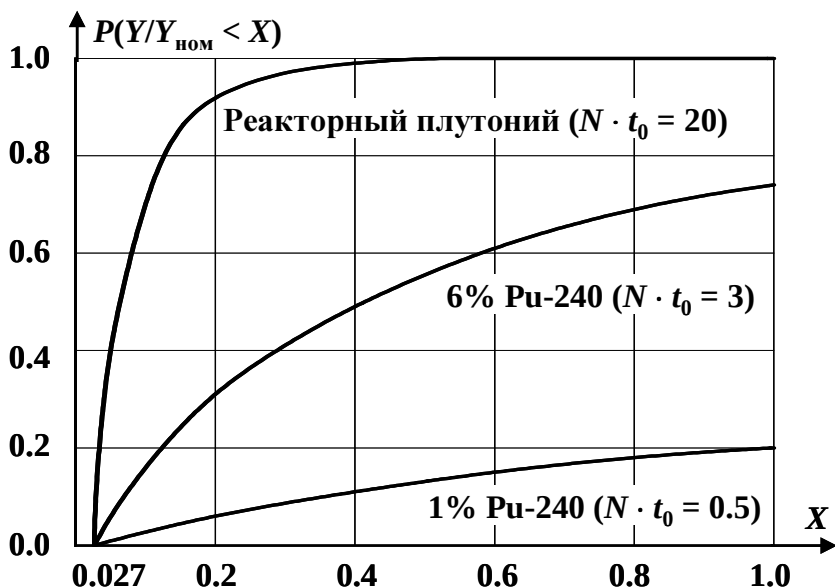


Рис. 4.10. Вероятность получения относительного энергетического выхода $Y/Y_{\text{ном}}$ меньше значения X из-за предетонации при различных величинах эмиссии нейтронов ($N \cdot t_0$)

Преждевременный запуск ЦРД может произойти в импловивном ЯВУ на стадии сжатия, только если в надкритическом заряде появятся нейтроны. Они могут появиться там в результате спонтанного деления нуклидов ядерного заряда, вследствие воздействия космического излучения, либо в результате (α, n) -реакций с легкими ядрами (O, F, Li, Be, Al и др.), если делящийся материал содержит такие элементы.

Уточненная методика оценки вероятности запуска устойчиво развивающихся цепочек ЦРД на основе стохастического подхода изложена в приложении.

4.9. Генерация нейтронов спонтанного деления

Если делящийся материал – это металл с высокой степенью очистки от нежелательных примесей, то основной источник появления нейтронов – спонтанное деление. Практически все актиниды ему подвержены, однако периоды полураспада по этому каналу отдельных актинидов сильно различаются (табл. 4.2). С этой точки зрения, наиболее важен изотоп ^{240}Pu , потому что он определяет интенсивность нейтронного фона. Значит, содержание этого изотопа в оружейном плутонии должно быть очень жестко ограничено. Однако наиболее сильным источником нейтронов спонтанного деления среди изотопов плутония является ^{238}Pu .

Таблица 4.2

Генерация нейтронов спонтанного деления актинидов

Нуклид	Период полураспада спонтанного деления, $T_{1/2}$, год	Средний выход нейтронов спонтанного деления, нейтр. / (с·кг)
^{231}Pa	$1.1 \cdot 10^{16}$	10.0
^{232}Th	$1.0 \cdot 10^{21}$	----
^{232}U	$7.8 \cdot 10^{13}$	$1.7 \cdot 10^3$
^{233}U	$1.2 \cdot 10^{17}$	0.4
^{234}U	$1.4 \cdot 10^{16}$	7.6
^{235}U	$9.8 \cdot 10^{18}$	0.011
^{238}U	$8.1 \cdot 10^{15}$	14.0
^{237}Np	$1.0 \cdot 10^{18}$	0.1
^{238}Pu	$4.8 \cdot 10^{10}$	$2.6 \cdot 10^6$
^{239}Pu	$7.8 \cdot 10^{15}$	23.0
^{240}Pu	$1.15 \cdot 10^{11}$	$1.0 \cdot 10^6$
^{242}Pu	$6.8 \cdot 10^{10}$	$1.7 \cdot 10^6$
^{241}Am	$1.1 \cdot 10^{14}$	$1.3 \cdot 10^3$
^{243}Am	$3.4 \cdot 10^{13}$	$3.8 \cdot 10^3$
^{242}Cm	$6.5 \cdot 10^6$	$2.3 \cdot 10^{10}$
^{244}Cm	$1.3 \cdot 10^7$	$1.1 \cdot 10^{10}$

Интенсивности генерации нейтронов спонтанного деления в делящихся материалах различного состава приведены в табл. 4.3. Здесь представлен также средний выход нейтронов спонтанного деления за время, соответствующее длительности стадии сжатия для имплозивного ЯВУ, и за время сближения подкритических масс для пушечного ЯВУ.

Таблица 4.3

Генерация нейтронов спонтанного деления в заряде ЯВУ, содержащем различные делящиеся материалы

Материал	Крит-масса, кг	Генерация нейтронов спонтанного деления, н/с	Число нейтронов спонтанного деления за время создания надкритического состояния	
			имплозивное ЯВУ	пушечное ЯВУ
W-g Pu	5	$3 \cdot 10^5$	3	45 (предетонация)
R-g Pu	8	$20 \cdot 10^5$	30 (предетонация)	440 (предетонация)
HEU	25	< 30	< 0.0003	0.004

Можно видеть, что если в имплозивном ЯВУ используется оружейный плутоний (W-g Pu) или оружейный уран (HEU), то единичные нейтроны спонтанного деления с небольшой вероятностью могут инициировать преждевременный запуск ЦРД. Поэтому для надежного осуществления взрыва в W-g Pu- и HEU-зарядах, т.е. для своевременного запуска ЦРД, используется специальный источник нейтронов, включающийся в момент максимальной надкритичности. Этот источник нейтронов также называют нейтронным запалом или инициатором.

4.9.1. Нейтронный запал (инициатор)

Нейтронным инициатором может быть, например, Po–Be-источник. Изотоп ^{210}Po претерпевает α -распад с периодом полураспада $T_{1/2} = 138.4$ сут, а испускаемые им α -частицы при взаимодействии с бериллием инициируют (α, n) -реакцию.

В первых имплозивных ЯВУ нейтронный инициатор размещался в центральной части шарового заряда. Это было сделано для того, чтобы нейтроны появлялись в сжатом надкритическом заряде в момент максимальной надкритичности, т.е. когда волна сжатия достигнет центра заряда. В исходном состоянии ^{210}Po отделен от бериллия тонкой металлической перегородкой, которая не позволяет α -частицам полония достичь бериллия. Когда же волна сжатия доходит до центра заряда, она разрушает перегородку, и бериллий приходит в контакт с полонием. В этот момент и инициируется интенсивная (α, n) -реакция, и её нейтроны запускают ЦРД как раз в момент максимальной надкритичности.

4.9.2. О вероятности срабатывания в режиме предетонации

Из табл. 4.3 можно также видеть, что в случае применения оружейного плутония (W-g Pu) во взрывном устройстве пушечного типа весьма велика преждевременная генерация нейтронов, обусловленная спонтанным делением на этапе сближения подкритических масс. При использовании реакторного плутония (R-g Pu) такая вероятность достаточно велика как в устройствах имплозивного, так и пушечного типа. Поскольку появление нейтронов спонтанного деления по своей сути является случайным, то существует конечная вероятность, что появившийся нейтрон может запустить цепную реакцию в самом начале процесса сжатия (сближения масс), инициируя таким образом “хлопок”. Эта вероятность была оценена для плутониевого заряда, испытанного в июле 1945 года в пустыне Аламогордо, США (первый ядерный взрыв). Для заряда данного типа вероятность различного энергетического выхода в зависимости от интенсивности генерации нейтронов спонтанного деления приведена в табл. 4.4 (стохастическая методика оценки

вероятности различного энергетического выхода изложена в приложении).

Таблица 4.4

Вероятность различного энергетического выхода

Интенсивность генерации нейтронов спонтанного деления	Энергетический выход		
	номинальный 20 кт ТНТ	предетонация	
		< 1 кт ТНТ	> 5 кт ТНТ
Номинальная	0,88	0,02	0,94
10 номиналов	0,28	0,18	0,54
40 номиналов	0,006	0,55	0,08

Видно, что с увеличением интенсивности генерации нейтронов спонтанного деления в заряде резко снижается вероятность номинального энергетического выхода: так, при увеличении интенсивности генерации нейтронов в 40 раз вероятность номинального энергетического выхода становится пренебрежимо малой (0.6 %). При этом резко увеличивается и становится более 50-процентной вероятность запуска цепной реакции почти с самого начала процесса сжатия, т.е. в режиме, близком к режиму “хлопка”.

Учитывая, что мощность, выделяемая при взрывном процессе даже в режиме “хлопка”, может составлять сотни тонн ТНТ, американские специалисты пришли к следующему выводу: реакторный плутоний необходимо рассматривать как материал, опасный с точки зрения неконтролируемого распространения и требующий такого же тщательного контроля, как и материалы оружейного класса.

5. ВЛИЯНИЕ СВОЙСТВ ДЕЛЯЩИХСЯ МАТЕРИАЛОВ НА РАЗВИТИЕ ЦРД

5.1. Генерация нейтронов в делящемся материале

При рассмотрении развития ЦРД в ЯВУ уже затрагивались вопросы, связанные с влиянием нейтронов спонтанного деления. Далее будут представлены и другие источники появления нейтронов.

5.1.1. Нейтроны спонтанного деления

Как уже показано, появление нейтронов спонтанного деления может преждевременно запустить ЦРД на этапе сжатия (сближения), т.е. в момент, когда ещё не создана максимальная надкритичность. Тогда энергетический выход может составить лишь несколько процентов от номинала.

Так как нейтроны спонтанного деления могут существенным образом повлиять на энергетический выход при срабатывании ЯВУ, то, управляя составом материала заряда, можно влиять на степень его защищенности. Если же этого достигать путем добавления, например изотопа ^{238}Pu , то защитный барьер для плутония может оказаться труднопреодолимым.

Отметим здесь три фактора, делающие изотоп ^{238}Pu ценным материалом для укрепления режима нераспространения ядерного оружия:

1) изотоп ^{238}Pu – интенсивный источник нейтронов спонтанного деления, примерно в 2.5 раза более мощный, чем ^{240}Pu . Вероятность предетонации плутониевого заряда с повышенным содержанием ^{238}Pu возрастет;

2) изотоп ^{238}Pu – интенсивный источник тепла от α -распада ($T_{1/2} = 87.7$ лет, удельное тепловыделение – 570 Вт/кг). Повышенное содержание ^{238}Pu потребует непрерывного отвода тепла от заряда ЯВУ;

3) очистка плутония от ^{238}Pu потребует применения сложной и дорогостоящей технологии изотопного разделения материала, обладающего повышенной радиоактивностью, тепловыделением и химической токсичностью, да еще и в летучем состоянии (в виде паров металла или в виде газообразного соединения).

5.1.2. Нейтроны от (α, n) -реакций на легких ядрах

Если материал заряда используется не в очищенной металлической форме, а в форме соединений с легкими элементами (например, MeO_2 , сплавы с Be, Al) либо с примесями легких элементов (Li, Be, F, O, B), то возможна инициация (α, n) -реакций. Энергии α -частиц (4–6 МэВ), появляющихся в результате распада тяжелых нуклидов, вполне достаточно, чтобы преодолеть кулоновский барьер ядер легких элементов и инициировать (α, n) -реакции. Выходы нейтронов для тяжелых нуклидов, находящихся в различной форме, приведены в табл. 5.1.

Таблица 5.1

Выход нейтронов при спонтанном делении и в (α, n) -реакциях
в различных материалах, нейтр. / (с·кг)

Изотоп	Спонтанное деление	MeO_2	MeF^*	Al+20% Me	Me+Be**
^{232}U	1700	$1.7 \cdot 10^7$	$3.6 \cdot 10^7$	$3.8 \cdot 10^8$	-
^{233}U	0.4	4700	$7.9 \cdot 10^5$	$5.3 \cdot 10^4$	-
^{234}U	7.6	3000	$5.1 \cdot 10^5$	$3.4 \cdot 10^4$	-
^{235}U	0.011	0.72	100.	5.2	-
^{238}U	14.	0.085	11.	0.46	-
^{238}Pu	$2.6 \cdot 10^6$	$1.5 \cdot 10^7$	$2.8 \cdot 10^9$	$4.1 \cdot 10^8$	$5.0 \cdot 10^{10}$
^{239}Pu	23.	$4.2 \cdot 10^4$	$6.9 \cdot 10^6$	$8.8 \cdot 10^5$	$1.4 \cdot 10^8$
^{240}Pu	$1.0 \cdot 10^6$	$1.5 \cdot 10^5$	$2.5 \cdot 10^7$	$3.3 \cdot 10^6$	$5.1 \cdot 10^8$
^{242}Pu	$1.7 \cdot 10^6$	2100	$3.3 \cdot 10^5$	$3.1 \cdot 10^4$	$7.2 \cdot 10^6$
^{241}Am	1300	$2.9 \cdot 10^6$	$5.5 \cdot 10^8$	$8.1 \cdot 10^7$	$9.8 \cdot 10^7$
^{242}Cm	$2.3 \cdot 10^{10}$	$4.2 \cdot 10^7$	$9.2 \cdot 10^{11}$	$1.8 \cdot 10^{11}$	$1.4 \cdot 10^{13}$
^{244}Cm	$1.1 \cdot 10^{10}$	$8.5 \cdot 10^7$	$1.8 \cdot 10^{10}$	$2.8 \cdot 10^9$	$2.9 \cdot 10^{11}$

* Для урана подразумевается UF_6 , для плутония – PuF_4 .

** Бесконечное разбавление.

Используя данные таблицы можно показать, что генерация нейтронов в диоксиде оружейного плутония примерно вдвое выше, чем в металлическом оружейном плутонии только благодаря $^{16}\text{O}(\alpha, n)$ -реакции.

Добавка 1 % ^{238}Pu к диоксиду оружейного плутония в 2.4 раза повышает генерацию нейтронов, в основном за счет $^{16}\text{O}(\alpha, n)$ -реакции. Это равносильно присутствию 24 % ^{240}Pu в металлическом плутонии.

Наибольшее беспокойство вызывает диоксид реакторного плутония. Генерация нейтронов по $^{16}\text{O}(\alpha, n)$ -каналу в нем составляет $\sim 3 \cdot 10^5$ нейтр./ (с·кг) и определяется присутствием ^{238}Pu (1.7 %). Суммарная генерация нейтронов в диоксиде реакторного плутония (спонтанное деление плюс (α, n) -канал на кислороде) оказывается приблизительно вдвое выше, чем в металлическом реакторном плутонии.

Для диоксида оружейного урана (95 % ^{235}U) генерация нейтронов по $^{16}\text{O}(\alpha, n)$ -каналу составляет ~ 30 нейтр./ (с·кг). При массе заряда ~ 25 кг за время сближения подкритических частей в надкритическое состояние ($1.5 \cdot 10^{-4}$ с) можно ожидать появления около 0.1 нейтрона. Значит, оружейный уран даже в диоксидной форме является весьма привлекательным и требует такого же контроля, как и над другими оружейными материалами.

Благодаря коротким периодам полураспада по спонтанному делению и α -распаду младшие актиниды (изотопы Am и Cm) отличаются интенсивной генерацией нейтронов. Поэтому примеси этих нуклидов могут сыграть большую роль в увеличении нейтронного фона.

5.1.3. Нейтроны космического происхождения

Космические лучи (высокоэнергетические элементарные частицы и атомные ядра легких атомов), достигая поверхностных слоев Земли и взаимодействуя с ядрами элементов, входящих в состав атмосферы, вызывают появление нейтронов. Плотность их потока относительно невелика, однако ее следует принимать во внимание. Плотность потока нейтронов на уровне моря составляет:

$$\phi = \left\{ \begin{array}{l} (2.3 \pm 0.6) \cdot 10^{-3} \text{ нейтр. / (см}^2 \cdot \text{с)}, \quad E_n < 0.4 \text{ эВ} \\ (4.2 \pm 1.0) \cdot 10^{-3} \text{ нейтр. / (см}^2 \cdot \text{с)}, \quad E_n > 0.4 \text{ эВ} \end{array} \right\}.$$

Эти величины могут меняться в зависимости от вариаций космического излучения. Нейтронный фон различен и на разной высоте в атмосфере.

5.2. Внутреннее тепловыделение радиоактивного распада

Одним из факторов, способных осложнить работу с зарядом ЯВУ, может быть его разогрев от внутреннего тепловыделения радиоактивного распада (в основном, от α -распада). Некоторые нуклиды характеризуются достаточно короткими периодами полураспада и, как следствие, высоким удельным тепловыделением (табл. 5.2).

Таблица 5.2

Удельное тепловыделение радиоактивного распада актинидов

Нуклид	$T_{1/2}$, год (α -распад)	Удельное тепловыделение α -распада, Вт/кг
^{232}U	68.9	830
^{232}U в равновесии с продуктами распада	-	5340
^{233}U	$1.6 \cdot 10^5$	0.28
^{235}U	$0.7 \cdot 10^9$	$0.6 \cdot 10^{-4}$
^{238}Pu	87.7	570
^{239}Pu	24120	1.9
^{240}Pu	6540	7.0

Уровни тепловыделения в ядерном заряде, изготовленном из оружейного плутония, реакторного плутония и оружейного урана, приведены в табл. 5.3. Видно, что ядерный заряд, изготовленный из оружейного урана, характеризуется пренебрежимо низким внутренним тепловыделением, и значимых проблем в этом отношении не возникнет.

Таблица 5.3

Тепловыделение радиоактивного распада в ядерных зарядах
из различных делящихся материалов

Материал заряда	Критмасса, кг	Удельное тепловыделение, Вт/кг	Тепловыделение в заряде, Вт
HEU	25	$0.6 \cdot 10^{-4}$	0.0015
W-g Pu	5	2.3	11.5
R-g Pu	8	10.5	84.0

Тепловыделение в плутонии сильно зависит от его изотопного состава. Так тепловыделение в заряде из реакторного плутония примерно в семь раз выше, чем в заряде из оружейного плутония.

Вследствие того что металлический плутоний является весьма «капризным» материалом, генерация внутреннего тепловыделения может привести к следующим осложнениям.

Во-первых, целостность заряда может быть нарушена при изменениях плотности плутония, вызванных его фазовыми превращениями. Известно, что при относительно невысоких температурах металлический плутоний претерпевает ряд фазовых переходов, сопровождающихся перестройкой его кристаллической решетки и изменением плотности. Аллотропические изменения свойств металлического плутония при его разогреве приведены в табл. 5.4.

Видно, что α -фаза стабильна при комнатной температуре. При переходе к β -фазе плотность плутония уменьшается на 12 %. Коэффициенты теплового расширения вдоль каждой из кристаллических осей различны, так что разогрев приводит к изменению формы материала и его растрескиванию. Кристаллическая решетка δ -фазы является кубической, поэтому термическое расширение изотропно во всех направлениях. Эта δ -фаза может быть стабилизирована при комнатной температуре в сплавах плутония с алюминием или галлием. Хотя плотность δ -фазы примерно на 20 % ниже плотности α -фазы, всё же стабилизированная δ -фаза считается более предпочтительной.

Таблица 5.4

Аллотропические изменения металлического плутония

Фазовое состояние	Температурный диапазон, °C	Кристаллическая решетка	Плотность г/см ³
α	< 122	Простая моноклинная	19.84
β	122 – 206	Объемно-центрированная моноклинная	17.70
γ	206 – 319	Гране-центрированная орторомбическая	17.14
δ	319 – 451	Гране-центрированная кубическая	15.92
δ'	451 – 476	Объемно-центрированная тетрагональная	16.07
ϵ	476 – 640	Объемно-центрированная кубическая	16.51
Плавление	640	-	-
Кипение	3227	-	-

Во-вторых, тепловыделение радиоактивного распада в заряде из реакторного плутония может составить около 85 Вт (см. табл. 5.3). Как показывают оценки, в этом случае для заряда, окруженного 10-сантиметровым слоем химической взрывчатки, её температура составит 190 °C при температуре окружающей среды в 20 °C. Такая температура, вполне допустимая для металлического плутония, оказывается слишком высокой для химической взрывчатки. Скорость разрушения многих видов химической взрывчатки становится значительной при температуре более 100 °C. Так, например, температура плавления ТНТ составляет 81 °C, при температуре более 150 °C он подвержен заметному разложению, а при температуре 290 °C – вскипает.

Считается, однако, что проблему разогрева можно решить, предусмотрев эффективный отвод тепла от заряда (например, «тепловыми мостами» из материала с высокой теплопроводностью, пронизывающими слой химической взрывчатки). Если «тепловые мосты» изготовить из алюминия, то для заряда с реакторным плутонием потребовались бы «тепловые мосты» с суммарным сечением $\sim 1 \text{ см}^2$, что представляется вполне осуществимым.

Дальнейшее увеличение тепловыделения можно обеспечить, например, добавлением в состав плутония изотопа ^{238}Pu . При содержании 30 % ^{238}Pu в реакторном плутонии тепловыделение заряда возрастет на порядок. Это усложнит обращение с таким материалом как на стадии изготовления заряда, так и при поддержании его в работоспособном состоянии. Существует точка зрения, что при содержании 5–15 % ^{238}Pu поддержание заряда в работоспособном состоянии трудно осуществимо.

Эта трудность может быть связана, например, со следующими обстоятельствами. Во-первых, для отвода такого количества тепла потребуются использовать много «тепловых мостов», пронизывающих слой взрывчатки, окружающей ядерный заряд. При этом нарушится однородность этого материала, а значит, и главное условие для имплозии – обеспечение сферической симметричности сходящейся детонационной волны сжатия заряда. Как известно, скорость детонации в тринитротолуоле (который использовался для создания имплозии) составляет 7 км/с, а скорость распространения звуковой волны в хорошо проводящем тепло алюминиевом стержне («тепловой мост») – 5 км/с, т.е. заметно ниже.

Во-вторых, при таком высоком тепловыделении на всех операциях изготовления заряда и обращения с ним может потребоваться интенсивный непрерывный отвод тепла, нарушение которого будет грозить расплавлением. В качестве примера оценим температуру поверхности заряда массой $G_p = 5 \text{ кг}$ из плутония с 30 % ^{238}Pu , находящегося на воздухе. Полное тепловыделение такого заряда составит $N_p \cong 850 \text{ Вт}$. При радиусе 5-килограммового заряда, равном 4.3 см, его поверхность, через которую стекает это тепло в окружающую среду, составит $S_p = 0.023 \text{ м}^2$. Плотность теплового потока через единицу поверхности заряда:

$$q_F = N_p / S_p = 36\,800 \text{ Вт/м}^2.$$

Предположим, что шаровой заряд находится на воздухе и отвод тепла в окружающую среду осуществляется посредством воздушной конвекции (с коэффициентом теплоотдачи от поверхности шара α_c и температурой окружающего воздуха $T_{\text{окр}}$), а также излучением с поверхности в соответствии с законом Стефана-Больцмана (постоянная Стефана-Больцмана $\alpha_I = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град}^4)$). Тогда уравнение для определения температуры поверхности плутониевого заряда ($T_{\text{пов}}$) будет иметь вид

$$q_F = \alpha_c \cdot (T_{\text{пов}} - T_{\text{окр}}) + \alpha_I \cdot (T_{\text{пов}}^4 - T_{\text{окр}}^4),$$

где T измеряется в градусах Кельвина.

Если отвод тепла путем воздушной конвекции будет осуществляться с $\alpha_c = 20 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}$ и при температуре $T_{\text{окр}} = 296 \text{ К}$, то для рассматриваемого примера температура на поверхности достигнет 650°С , что соответствует условию плавления материала заряда. Поэтому можно заключить, что все операции по изготовлению и обращению с таким зарядом должны осуществляться в условиях интенсивного непрерывного охлаждения. Небезынтересен в этой связи вопрос о том, велик ли тот временной запас, если заряд, прежде содержащийся в охлажденном состоянии и в условиях интенсивного отвода тепла, переносится в условия, где отвод тепла от него прекращен. Для оценки будем предполагать, что реализуется адиабатический разогрев материала заряда за счет внутреннего тепловыделения.

Тогда выделяющееся тепло будет идти на повышение температуры материала в соответствии с уравнением

$$N_p = G_p \cdot C_p \cdot dT/dt,$$

где T – температура материала заряда; C_p – удельная теплоемкость (примем для металлического Рн, что $C_p = 120 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{град)}$); t – время. Скорость разогрева материала заряда составит $\sim 1.5 \text{ град/с}$, а время разогрева, допустим, от 0°С до температуры плавления 640°С ~ 7 мин. Эта оценка определяет порядок временных рамок для операций с этим зарядом в условиях нарушения теплоотвода.

Таким образом, фактор значительного внутреннего тепловыделения, обусловленный радиоактивным распадом, может заметным образом усложнить условия изготовления и обращения с зарядом и наложить достаточно жесткие рамки на время, когда можно оставить материал без теплоотвода.

5.3. Сжимаемость материала ядерного заряда

Надкритичность, достигаемая в имплозивных ЯВУ, и их энергетический выход, определяются еще и тем, в какой мере удастся повысить плотность сжимаемого заряда. Как известно, материалы характеризуются различной сжимаемостью под действием внешнего давления.

Под коэффициентом сжимаемости вещества понимают величину

$$\chi = \frac{\delta V / V}{\delta P} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\delta \rho}{\delta P};$$

где V и δV – это объем и его изменение; ρ и $\delta \rho$ – плотность и её изменение под воздействием прироста внешнего давления δP . Коэффициент сжимаемости может быть рассчитан по следующей формуле:

$$\chi = \frac{3 \cdot (1 - 2 \cdot \mu)}{E};$$

где E – модуль Юнга; μ – коэффициент Пуассона.

Значения модуля Юнга, коэффициентов Пуассона и сжимаемости некоторых твердых материалов приведены в табл. 5.5.

Таблица 5.5

Механические свойства твердых материалов при 20 °С

Материал	Модуль Юнга, ГПа	Коэффициент Пуассона	Коэффициент сжимаемости, 1/ГПа
Алюминий	70	0.34	$1.37 \cdot 10^{-2}$
Железо	200	0.28	$6.60 \cdot 10^{-3}$
Плутоний	100	0.23	$1.62 \cdot 10^{-2}$
Уран	205	0.23	$7.90 \cdot 10^{-3}$
Диоксид урана	223	0.316	$4.95 \cdot 10^{-3}$
Нитрид урана	250	0.26	$5.76 \cdot 10^{-3}$

Видно, что сжимаемость диоксида урана в три раза ниже, чем металлического плутония. Это означает, что для одинакового сжатия диоксида урана потребуется большее сжимающее давление. Из данных, представленных в данной таблице, можно также заключить, что для сжатия материала заряда, скажем, до плотности вдвое большей, чем нормальная плотность, потребуются давления мегабарного диапазона. Сжимающие давления такого порядка и достигаются в импловивных ЯВУ.

5.4. Об использовании делящегося материала в виде соединений

Предпочтительная форма для использования делящихся ЯМ в ядерном заряде – это металл. Однако свойства металлического плутония (невысокая температура плавления, изменение плотности и анизотропное изменение размеров при изменении температуры) делают предпочтительным применение его в виде сплавов с алюминием или галлием, так как в этих сплавах может быть стабилизирована изотропная кубическая δ -фаза. Обсуждается и вопрос о возможности использования керамик (оксиды, карбиды, нитриды), имеющих высокую температуру плавления. Это было бы более удобно в случае ЯМ с высоким внутренним тепловыделением. Использование керамики может двояким образом отразиться на развитах ЦРД в импловивных ЯВУ.

Во-первых, для керамики коэффициент сжимаемости (см. табл. 5.5) ниже, чем для металлического материала. Это значит, что для достижения одинаковой степени сжатия потребуются большие давления и, соответственно, большее количество химической взрывчатки.

Во-вторых, при использовании плутониевого заряда со значительным содержанием четных изотопов (^{238}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu) любое смягчение спектра нейтронов приведет к увеличению массы ядерного заряда.

В-третьих, наличие легкого элемента в составе материала заряда (кислорода – для оксида, углерода – для карбида, азота – для нитрида) приведет к увеличению рассеяния и замедления нейтронов и, следовательно, к увеличению времени жизни мгновенных нейтронов, что может повлечь за собой снижение энергетического выхода.

Так, например, если ядерный материал будет обладать повышенным нейтронным фоном (спонтанное деление плюс нейтроны (α, n) -реакций с легкими ядрами) и повышенным тепловыделением α -распада, то эти факторы, действуя совместно, могут не позволить создать достаточно эффективное ЯВУ по следующим причинам.

Во-первых, высокий нейтронный фон сделает возможным срабатывание ЯВУ лишь в режиме «хлопка».

Во-вторых, высокое тепловыделение α -распада сделает проблематичным поддержание необходимого температурного режима узлов, обеспечивающих перевод его в надкритическое состояние. Вряд ли осуществление такого перевода за время, много меньшее секунды, можно осуществить механически, т.е. без использования подрыва химической взрывчатки. Ухудшение же её свойств при повышении температуры может сделать невозможным такой перевод с требуемой быстротой и до требуемой максимальной надкритичности.

6. ВОЗМОЖНОСТЬ ДООБОГАЩЕНИЯ РЕАКТОРНОГО УРАНА ДО ОРУЖЕЙНОГО УРОВНЯ

6.1. Объём разделительных работ для получения оружейного урана из низко- и среднеобогащенного урана

Как известно, энергетические легководные реакторы используют низкообогащенный уран (НОУ), содержащий не более 5 % ^{235}U . В то же время ряд исследовательских ядерных реакторов применяют в качестве топлива высокообогащенный уран, содержащий более 90 % ^{235}U , т.е. практически оружейный уран. В связи с этим МАГАТЭ настоятельно рекомендует перевести все исследовательские реакторы на среднеобогащенный уран (СОУ), содержащий не более 20 % ^{235}U . В настоящее время во всех странах мира осуществляются программы по постепенному переводу своих исследовательских реакторов на СОУ-топливо. В результате ядерное топливо, основанное на использовании НОУ и СОУ, становится самым распространенным типом топлива на ядерном рынке. Широкая мировая распространенность НОУ и СОУ, их сравнительная доступность могут представить определенную угрозу для режима ядерного нераспространения, поскольку нельзя исключить возможность несанкционированного дообогащения НОУ и СОУ (закупленного якобы для энергетических или исследовательских целей) до оружейного уровня.

Метод количественной оценки объёма разделительных работ был предложен английскими физиками Р. Пайерлсом и П. Дираком. Они ввели некоторую функцию U , характеризующую «ценность» изотопной смеси. Эту «ценность» они представили в виде произведения массы смеси F на функцию $V(X_F)$, зависящую только от содержания в ней ^{235}U , т.е.

$$U_F = F \cdot V(X_F).$$

Функцию $V(X)$ называют потенциалом разделения. До разделения изотопов «ценность» исходного материала была равна $U_F = F \cdot V(X_F)$. После разделения образовался обогащенный уран

(продукт) с ценностью $U_p = P \cdot V(X_p)$ и обедненный уран (отвал) с ценностью $U_w = W \cdot V(X_w)$, т.е. суммарная ценность смеси увеличилась на

$$\begin{aligned}\Delta U &= (U_p + U_w) - U_F = \\ &= P \cdot V(X_p) + W \cdot V(X_w) - F \cdot V(X_F).\end{aligned}$$

Величина ΔU характеризует объем работ, который надо выполнить, чтобы разделить исходную бинарную смесь на два новых материала – обогащенный уран и обедненный уран.

Если уравнение для ΔU :

- 1) переписать в виде, содержащем только F ;
- 2) разложить функции $V(X_p)$ и $V(X_w)$ в ряд Тейлора в окрестности точки X_F , ограничившись членами второго порядка малости;
- 3) предположить, что работа разделения на одной ступени не зависит от входной концентрации X_F ,
то получим дифференциальное уравнение

$$\frac{d^2 V}{dX^2} = \frac{1}{X^2 \cdot (1-X)^2},$$

решением которого является

$$V(X) = (2X - 1) \cdot \ln \frac{X}{1-X}.$$

Особый интерес для режима нераспространения представляет следующая задача. Предположим, что имеется природный уран ($X_F = 0.71\%$), из которого можно получить оружейный уран ($X_p = 90\%$), оставив в отвалах обедненный уран с $X_w = 0.25\%$. Страна-поставщик ядерного топлива может обогатить уран до $X_{p1} = 5\%$ (НОУ для АЭС) или до $X_{p1} = 20\%$ (СОУ для исследовательских реакторов) и продать его, не нарушив при этом рекомендаций МАГАТЭ. В какой мере уран, обогащенный до 5% или до 20% , облегчит террористам задачу получения оружейного урана?

Объём разделительных работ, необходимых для обогащения природного урана до некоторого промежуточного значения X_{p1} (5 или 20 %), можно определить так:

$$\begin{aligned} \Delta U(X_F \rightarrow X_{p1}) &= \\ &= F \cdot \left[\frac{X_F - X_W}{X_{p1} - X_W} \cdot V(X_{p1}) + \frac{X_{p1} - X_F}{X_{p1} - X_W} \cdot V(X_W) - V(X_F) \right]. \end{aligned}$$

Полный объём разделительных работ, необходимых для обогащения природного урана до оружейного уровня, можно определить следующим образом:

$$\begin{aligned} \Delta U(X_F \rightarrow X_p) &= \\ &= F \cdot \left[\frac{X_F - X_W}{X_p - X_W} \cdot V(X_p) + \frac{X_p - X_F}{X_p - X_W} \cdot V(X_W) - V(X_F) \right]. \end{aligned}$$

Разделив $\Delta U(X_F \rightarrow X_{p1})$ на $\Delta U(X_F \rightarrow X_p)$, получим ту долю разделительных работ, которую страна-поставщик как бы осуществила вместо террористов, переведя природный уран в некоторое промежуточное состояние с обогащением X_{p1} . Проведя расчеты, можно показать, что значительная доля разделительных работ выполняется как раз на начальном этапе обогащения урана. Так, обогатив природный уран до 5 %, страна-поставщик выполнила 72 % работ, необходимых для получения оружейного урана. Обогатив природный уран до 20 %, страна-поставщик избавила террористов от 91 % разделительных работ.

6.2. Диссоциация молекул гексафторида урана под действием α -излучения актинидов

Для превращения НОУ или СОУ в оружейный уран, содержащий не менее 90 % ^{235}U , необходимо подвергнуть НОУ или СОУ процессу изотопного обогащения с использованием, например, наиболее распространенной сейчас технологии газовых центрифуг. Однако если в реакторный уран введены добавки его изотопов ^{232}U , ^{233}U и ^{234}U , то задача дообогащения такого урана будет представлять большую сложность по нескольким причинам.

Во-первых, в этом случае основные делящиеся изотопы урана (^{233}U и ^{235}U) будут окружены с обеих сторон более легкими и более тяжелыми изотопами урана. Для их выделения потребуются сложная схема одного разделительного каскада или использование нескольких каскадов, работающих в единой схеме. Эффективность работы разделительных каскадов будет невысока по той причине, что разница молекулярных масс гексафторида урана с разделяемыми изотопами ^{232}U , ^{233}U , ^{234}U , ^{235}U , ^{236}U и ^{238}U составит $\Delta M = 1$, в то время как при обогащении природного урана (отделение $^{235}\text{UF}_6$ от $^{238}\text{UF}_6$) разница молекулярных масс составляла $\Delta M = 3$. Это важно, потому что масса циркулирующего газа (следовательно, количество центрифуг в каскаде) и объём разделительных работ обратно пропорциональны квадрату коэффициента обогащения, который в свою очередь уменьшается с убыванием ΔM .

Во-вторых, присутствие даже долей процента высоко α -активного изотопа ^{232}U , а также α -активных изотопов ^{233}U и ^{234}U в составе обогащаемого урана может инициировать в гексафториде урана сложные физико-химические процессы. Эти процессы способны нарушить соответствие между порядком в массах обогащаемых изотопов урана и порядком в массах молекул гексафторида.

Главным источником α -излучения здесь будет изотоп ^{232}U , который претерпевает α -распад с периодом полураспада $T_{1/2} = 68.9$ года, испуская при этом α -частицы со средней энергией $E_\alpha = 5.3$ МэВ. При торможении такой α -частицы в гексафториде урана радиационно-химический выход составляет в среднем 0.9 разрушенных молекул на потерю частицей энергии 100 эВ (рис. 6.1).

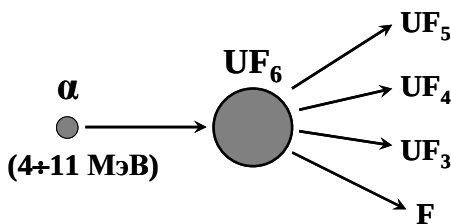


Рис. 6.1. Альфа-частица разрушает молекулу UF_6

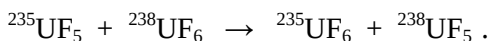
Это означает, что за время полного торможения в гексафториде урана одна α -частица способна разрушить около 48 тыс. молекул UF_6 . В результате в гексафториде урана появятся первичные продукты разрушения – низшие фториды урана (UF_3 , UF_4 , UF_5) и свободный фтор. Поскольку энергия отрыва атома фтора от молекулы UF_6 невелика (табл. 6.1), а энергия присоединения атома фтора к низшим фторидам (UF_3 , UF_4) много больше, то эти фториды быстро превратятся в пентафторид урана UF_5 .

Таблица 6.1

Энергия отрыва атома фтора от молекул фторидов урана

Молекула фторида	$\text{UF}_6 \rightarrow \text{UF}_5 + \text{F}$	$\text{UF}_5 \rightarrow \text{UF}_4 + \text{F}$	$\text{UF}_4 \rightarrow \text{UF}_3 + \text{F}$
Энергия отрыва, эВ	1.97	5.38	6.56

При столкновениях молекул пентафторида и гексафторида урана возможны реакции обмена фтором, например:



До соударения молекула $^{235}\text{UF}_5$ была значительно легче молекулы $^{238}\text{UF}_6$, но после соударения уже молекула $^{238}\text{UF}_5$ станет существ-

венно легче, а значит, будет смещаться к оси ротора центрифуги как более легкая фракция. Это нарушит порядок в ряду масс изотопов урана по отношению к ряду масс фторидов урана.

Молекулы пентафторида урана (с различными изотопами урана), сталкиваясь между собой, формируют всё более тяжелые образования. Утяжеляясь, они смещаются к периферии центрифуги, где выпадают на внутренние поверхности вращающегося ротора и коммуникации каскада. Такое осаждение приводит к заметному снижению эффективности изотопного разделения урана.

Следует учитывать еще один процесс, способный разрушить молекулы гексафторида урана и вызвать дезорганизацию обогащения урана. Существо этого процесса заключается в следующем. Альфа-частицы распада изотопов урана будут ионизировать обогащаемую газовую смесь в центрифуге, т.е. служить непрерывным источником свободных электронов (потенциал ионизации молекулы гексафторида урана ($\text{UF}_6 \rightarrow \text{UF}_6^+ + e^-$) составляет 14.14 эВ). В результате инициируются следующие реакции:

- $\text{UF}_6 \rightarrow \text{UF}_6^+ + e^-$ (ионизация молекулы UF_6 пролетающей заряженной частицей);
- $\text{UF}_6 + e^- \rightarrow (\text{UF}_6^-)^* \rightarrow (\text{UF}_5^-) + \text{F}$ (диссоциативное прилипание электрона к молекуле UF_6 с образованием возбужденного отрицательного иона молекулы UF_6 с последующим его распадом);
- $\text{UF}_6^+ + e^- \rightarrow \text{UF}_6^*$ (образование возбужденной молекулы UF_6);
- $\text{UF}_6^* \rightarrow \text{UF}_5 + \text{F}$ (распад возбужденной молекулы UF_6).

Вследствие сильного сродства свободных электронов к молекулам фторидов урана электроны будут прилипать к молекулам. Энергия сродства молекул UF_6 к электрону (прилипание электрона к молекуле) составляет 5 эВ (табл. 6.2). В случае прилипания электрона эта энергия идет на возбуждение молекулы гексафторида. Энергия же, необходимая для отрыва атома фтора от молекулы гексафторида (т.е. для её разрушения), составляет всего 1.97 эВ. Поэтому разрушение молекул гексафторида урана свободными электронами может происходить с достаточно большой вероятностью.

Таблица 6.2

Энергия отрыва атома фтора и энергия сродства к электрону

Молекула	Энергия отрыва атома фтора, эВ	Энергия сродства к электрону, эВ
UF ₆	1.97 (UF ₆ → UF ₅ + F)	5.0 UF ₆ + e ⁻ → (UF ₆) [*]
UF ₅	5.38 (UF ₅ → UF ₄ + F)	4.0 UF ₅ + e ⁻ → (UF ₅) [*]
UF ₄	6.56 (UF ₄ → UF ₃ + F)	1.7 UF ₄ + e ⁻ → (UF ₄) [*]
F ₂	1.62 (F ₂ → F + F)	2.96 F ₂ + e ⁻ → (F ₂) [*]

Возбужденное состояние отрицательно заряженной молекулы гексафторида урана будет сниматься испусканием атома фтора и приведет к образованию «легкой» молекулы пентафторида урана. Интересно, что это сродство электронов будет также препятствовать образованию молекулярного фтора F₂, оставляя его в атомарном, а значит, и в более активном состоянии.

Метод «несущего газа» для очистки урана от ²³²U

Метод «несущего газа», позволяющий ослабить эффект разрушения молекул гексафторида урана α-частицами распада ²³²U в процессе обогащения урана, заключается в том, что к гексафториду урана добавляется «несущий газ» – фреон, который может выводить α-активную компоненту из газовой смеси. Структура молекулы одного из фреонов C₈H₃F₁₃ приведена на рис. 6.2.

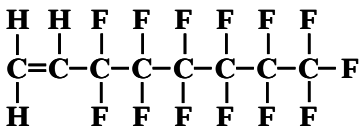


Рис. 6.2. Структура молекулы фреона $\text{C}_8\text{H}_3\text{F}_{13}$

Поскольку основным источником α -частиц, вызывающих радиолиз гексафторида, является лёгкая компонента смеси $^{232}\text{UF}_6$, то «несущий газ» выбирают так, чтобы его молекулярный вес совпал с молекулярным весом $^{232}\text{UF}_6$. Фреон $\text{C}_8\text{H}_3\text{F}_{13}$ и $^{232}\text{UF}_6$ как раз и имеют одинаковый молекулярный вес (346 а.е.м.). Таким образом, лёгкая α -активная компонента $^{232}\text{UF}_6$ в процессе изотопного обогащения урана как бы погружена в массу «несущего газа».

Пределы разбавления гексафторида урана «несущим газом» могут быть определены из следующего обстоятельства. Любое добавление «несущего газа» увеличивает работу разделения. Поэтому при большом разбавлении объём разделительных работ может так увеличиться, что станет бессмысленно его выполнять. Проще и дешевле – обогатить природный уран.

При наличии в газовой смеси источника α -частиц и свободных электронов следует учитывать разрушение ими молекул «несущего газа», что также может дезорганизовать процесс обогащения. Этому дезорганизующему эффекту способствует и сильное сродство электронов с молекулами фреона. Оно выражается в большой вероятности прилипания электрона к молекуле фреона при столкновении. Данное сродство оказывается настолько сильным, что энергия сродства электрона превосходит энергию диссоциации молекулы фреона, а прилипание даже медленного электрона приводит к взрыву молекулы фреона.

Поэтому в настоящее время рассматривается применимость метода «несущего газа» для обогащения регенерированного урана с относительно малым содержанием α -активного ^{232}U (на уровне $10^{-9} - 10^{-7}$).

При наличии в гексафториде многоизотопного урана, включая ^{232}U , любой метод изотопного разделения (газодиффузионный, газовые центрифуги, лазерный, плазменный), реализуемый в газовой фазе, неизбежно приведет к отложениям низших фторидов на внутренних поверхностях оборудования. Это будет беспрецедентно высокий уровень γ -излучения, который потребует использования полностью дистанционной технологии.

Итак, можно сделать следующие выводы:

1. Причины, по которым обогащение NOU и COU , содержащего лёгкие изотопы урана (в основном, ^{232}U) до оружейного уровня, представляется трудноразрешимой задачей:

а) существенное усложнение разделительных каскадов для отделения изотопов с малой разницей атомных весов;

б) физико-химическая диссоциация молекул гексафторида урана α -излучением ^{232}U с образованием низших фторидов и свободного фтора;

в) осаждение низших фторидов урана на внутренних поверхностях оборудования, его радиоактивное загрязнение и снижение эффективности обогатительного процесса.

2. Применение «несущего газа», например фреона, молекулярный вес которого совпадает с молекулярным весом $^{232}\text{UF}_6$, может способствовать выведению этой наиболее активной компоненты из газового потока в процессе обогащения урана. Однако при этом возможна физико-химическая диссоциация молекул фреона.

3. Введение лёгких изотопов урана (в основном, ^{232}U или его нейтронного предшественника ^{231}Pa) в состав свежего уранового топлива АЭС делает задачу его обогащения до оружейного уровня практически невыполнимой.

7. ЗАЩИТА ПЛУТОНИЯ ОТ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

Плутоний можно считать защищенным от распространения, если он не пригоден для создания даже примитивного, малоэффективного ЯВУ.

Одна из концепций защиты плутония от распространения связана с введением в его состав изотопа ^{238}Pu . Она основана, главным образом, на том, что этот изотоп, являясь мощным источником тепловыделения, способен вызвать неприемлемо сильный разогрев материалов ЯВУ, усложнив процесс сборки, хранения и транспортировки ЯВУ, а также может привести к потере его работоспособности из-за плавления химического взрывчатого вещества (ВВ). Возникает проблема количественной оценки такой доли ^{238}Pu в составе плутония, при которой он становится непригодным для военного применения.

Доля ^{238}Pu , требующаяся для «термической» защиты плутония, оценивалась в ряде публикаций, рассматривавших имплозивное ЯВУ, в котором сферический плутониевый заряд окружен слоями темпера, химического ВВ и стальной оболочки, а тепло с внешней поверхности ЯВУ снимается естественной конвекцией воздуха. Если критерием непригодности плутония считать плавление ВВ, то минимальная доля ^{238}Pu в плутонии составляла 5 %. Если к возможности плавления добавить возможность самовозгорания ВВ, то минимальная доля ^{238}Pu была повышена до 6 %.

Эти публикации объединяет то, что защищенность плутония в них оценивалась по равновесному радиальному распределению температуры материалов ЯВУ, которое может установиться лишь по прошествии достаточно длительного времени. Действительно, если имплозивное ЯВУ с внутренним источником тепла собрано и готово к применению, то его материалы начнут (медленно или быстро, в зависимости от мощности теплового источника) разогреваться. Постепенно ЯВУ выйдет на равновесное температурное поле, при котором темп внутреннего тепловыделения будет полностью скомпенсирован темпом внешнего теплоотвода. Если это равновесие наступит нескоро, то террорист может успеть взорвать ЯВУ до того, как оно потеряет работоспособность. Очевидно, что потеря работоспособности ЯВУ лишь после длительного временного интервала не является достаточным критерием защищенности

плутония. Только потеря работоспособности ЯВУ за сравнительно короткий промежуток времени позволит говорить о достаточной защищенности плутония.

Следовательно, необходимо изучить нестационарный разогрев ЯВУ и определить, как быстро оно теряет работоспособность при различных составах плутония и различных способах внешнего теплоотвода с учетом температурных зависимостей свойств материалов ЯВУ. Кроме того, необходимо изучить различные возможности замедления разогрева имплозивного ЯВУ, например, с помощью:

- ✓ предварительного охлаждения элементов ЯВУ;
- ✓ окружения ЯВУ дополнительным теплоотводящим слоем;
- ✓ введения в состав ЯВУ теплоизолирующих слоев, с помощью которых можно так перераспределить температурное поле, что ЯВУ сохранит свою работоспособность наиболее долго.

Эти меры могут существенно повысить минимальную долю ²³⁸Pu, требующуюся для достаточной защищенности плутония.

7.1. Модель гипотетического имплозивного ЯВУ

Геометрическая модель гипотетического имплозивного ЯВУ представлена на рис. 7.1. Центральный плутониевый заряд окружен сферическими слоями из природного урана, алюминия, химического ВВ и внешней стальной оболочки. На рисунке выделены разные уровни технологии (низкий, средний и высокий), которым соответствуют различные толщины слоев и различные типы ВВ, различающиеся теплопроводностью и термостойкостью. Свойства некоторых взрывчатых веществ приведены в табл. 7.1.

Видно, что в качестве химического ВВ наиболее целесообразно использовать ТАТВ, поскольку среди прочих ВВ оно обладает наибольшей теплопроводностью и наибольшими допустимыми температурами. Это означает, что ЯВУ, собранное на его основе, будет работоспособно при нагреве дольше, чем ЯВУ с другими ВВ, приведенными в таблице. Следовательно, использование ТАТВ в качестве химического ВВ представляет наибольшую опасность с точки зрения эффективности подобного ЯВУ.

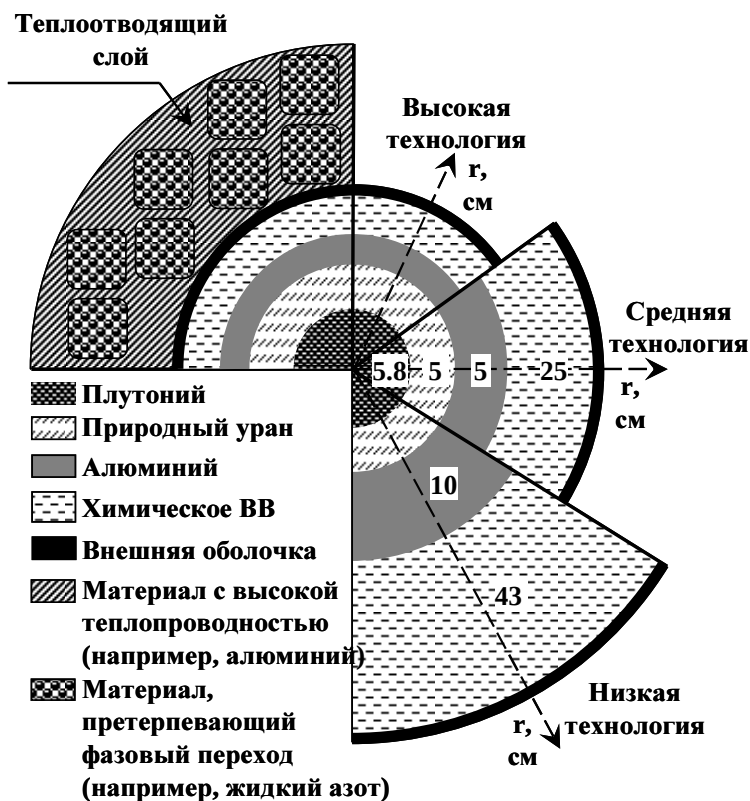


Рис. 7.1. Геометрическая модель имплозийного ЯВУ

Таблица 7.1

Теплофизические свойства некоторых химических ВВ

Химическое ВВ	Плотность, г/см ³	Теплопроводность, Вт/м·К	Температура плавления, °С	Температура самовозгорания, °С
Composition B	1.74	0.219	79	214
CYCLOTOL	1.77	0.226	79	208
TNT	1.45	0.259	81	288
HMX	1.84	0.406	256–286	259
TATB	1.89	0.544	448	347

Итак, для того чтобы сделать имплозийное ЯВУ неработоспособным, необходимо ввести в состав его заряда достаточно мощный тепловой источник. В данном случае – ввести достаточное количество ^{238}Pu в состав плутония.

Расчетные оценки должны изучить те меры, которые способны продлить период работоспособности ЯВУ. Этот период можно назвать “временем жизни” ЯВУ. Долю изотопа ^{238}Pu , при которой ЯВУ окажется работоспособным в течение лишь очень короткого временного интервала, можно считать достаточной для обеспечения защищенности плутония.

Для описанной выше геометрической модели ЯВУ распределение температуры по слоям ЯВУ можно найти из решения нестационарного уравнения теплопроводности:

$$\text{div}[\lambda(r, T) \cdot \text{grad } T(r, \tau)] + q_v(r) = c_v(r, T) \cdot \frac{\partial T(r, \tau)}{\partial \tau},$$

где $\lambda(r, T)$, $c_v(r, T)$ – теплопроводность и удельная объемная теплоемкость, зависящая от температуры $T(r, \tau)$; $q_v(r)$ – интенсивность источника тепла.

Внешние граничные условия зависят от способа теплоотвода.

1. «Идеальный» теплоотвод: $T(R_s, \tau) = T_s$, т.е. температура на внешней поверхности ЯВУ (при $r = R_s$), всегда постоянна.

2. «Идеальная» теплоизоляция:

$$\frac{\partial T(r = R_s, \tau)}{\partial r} = 0.$$

3. Тепло отводится только естественной конвекцией окружающего воздуха и тепловым излучением.

7.2. Критерии неработоспособности имплозивного ЯВУ

Наименее термостойким элементом имплозивного ЯВУ является химическое ВВ (самовозгорается при 347°C). Кроме плавления и самовозгорания, существует еще процесс термического пиролиза, в результате которого накапливаются газообразные продукты, способные разрушить ВВ. По некоторым оценкам, взрывчатое вещество

во теряет свою стабильность при накоплении в нем 0.02 % продуктов пиролиза, и этот критерий стабильности может меняться в 100 раз в зависимости от конструкции и условий использования заряда. Таким образом, в качестве верхней оценки стабильности химического ВВ можно принять пиролитическое разложение 2 % его молекул.

Скорость пиролитического разложения ВВ можно оценить с помощью уравнения Аррениуса:

$$W(T) = B \cdot \exp \left[- \frac{E_{\text{акт}}}{R_0 \cdot T} \right],$$

где $W(T)$ – скорость разложения ВВ при температуре T ; B – предэкспоненциальный множитель; $E_{\text{акт}}$ – энергия активации; R_0 – универсальная газовая постоянная, равная 8.31 Дж/(моль·К).

Экспериментальные работы, проведенные с ТАТВ, дали следующие оценки предэкспоненциального множителя и энергии активации: $\log_{10} B = 11.6 \text{ с}^{-1}$, $E_{\text{акт}} = 172.6 \text{ кДж/моль}$. Зная скорость разложения $W(T)$, нетрудно определить долю молекул химического ВВ, разложившихся к моменту времени τ :

$$\varepsilon(\tau) = \int_0^{\tau} W[T(\tau')] \cdot d\tau'.$$

При температуре самовозгорания ТАТВ, т.е при 347 °С, 2 % его молекул разлагаются всего за 18 с (рис. 7.2). Однако и при более низкой температуре разложение 2 % химического ВВ достигается за достаточно короткий промежуток времени (в частности, при 300 °С – за 5 мин).

Итак, наиболее жестким критерием работоспособности имплозивного ЯВУ является разложение 2 % молекул химического ВВ. Кроме того, ясно, что имплозивное ЯВУ непригодно для практического применения, если оно теряет работоспособность за время, меньшее, чем время, необходимое для его сборки, транспортировки и использования.

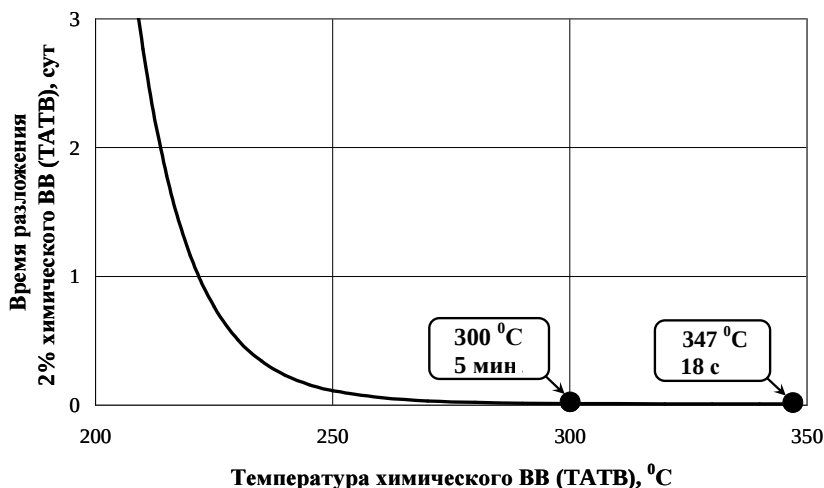


Рис. 7.2. Температурная зависимость времени разложения ТАТВ

Поскольку время сборки и транспортировки имплозивного ЯВУ трудно оценить, то представляется целесообразным рассмотреть диапазон значений его времени жизни.

Необходимость рассмотрения нестационарного разогрева ЯВУ можно продемонстрировать на следующем примере (рис. 7.3). Пусть в качестве заряда высокотехнологичного ЯВУ используется плутоний такого изотопного состава, при котором мощность тепловыделения составляет 710 Вт, теплоотвод от внешней поверхности осуществляется естественной конвекцией воздуха и излучением, а критерием неработоспособности ЯВУ является разогрев ТАТВ до температуры его самовозгорания (347 °C).

В начальный момент все слои ЯВУ имели температуру 27 °C. На рис. 7.3 показано радиальное распределение температуры по слоям после 2 и 5 ч разогрева, а также равновесное распределение. Видно, что в равновесии максимальная температура ТАТВ составляет 347 °C, т.е. происходит его самовозгорание, а ЯВУ теряет работоспособность.

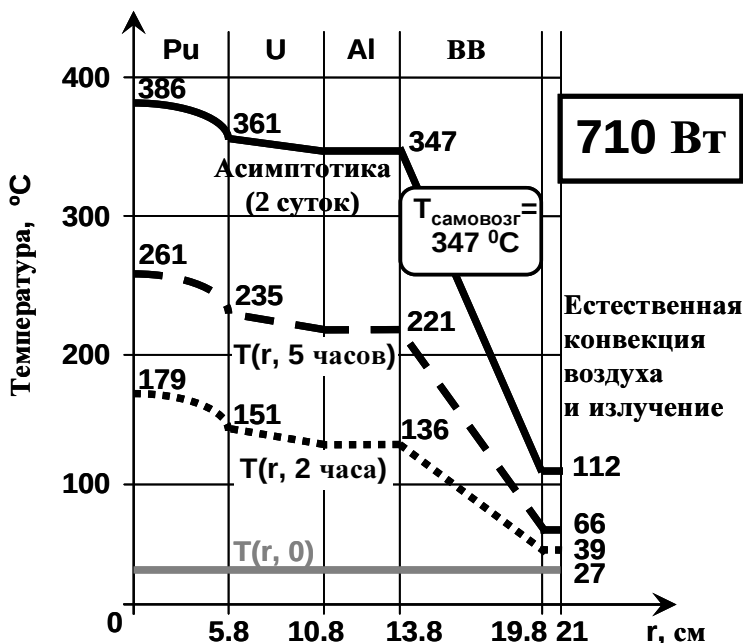


Рис. 7.3. Профиль температуры со временем в имплозийном ЯВУ

Однако после меньшего времени разогрева (2 и 5 ч) температура ТАТВ существенно ниже температуры самовозгорания, и ЯВУ сохраняет свою работоспособность. Поэтому нельзя утверждать, что плутоний, выделяющий 710 Вт тепла, является защищенным на основании того, что ЯВУ теряет работоспособность в состоянии теплового равновесия.

Таким образом, модель, основанная на анализе равновесного температурного поля, которое устанавливается сравнительно долго, занижает мощность теплового источника, требующуюся для защиты плутония.

Как быстро ЯВУ должно терять работоспособность, чтобы плутоний в его заряде можно было признать непригодным для военного применения? Насколько долгим должно быть время жизни ЯВУ?

Видно, что принятие мер, способствующих продлению времени жизни ЯВУ, примерно втрое повысит требующуюся мощность теплового источника.

7.3. Эффективность мер по продлению времени жизни ЯВУ

7.3.1. Предварительное охлаждение ЯВУ

Очевидно, что охлажденное ЯВУ будет дольше сохранять работоспособность по сравнению с ЯВУ, которое не подвергалось предварительному охлаждению.

Однако теплоемкость материалов при криогенных температурах чрезвычайно мала, а потому для продления времени жизни ЯВУ не имеет смысла стремиться к предельно возможному его охлаждению. Расчетные оценки показали, что охлаждение ЯВУ до температуры жидкого азота (77 К), а не жидкого гелия (4 К) слабо сказалось на мощности источника тепла, требующейся для защищенности плутония – она возросла всего на 3 %.

Предположим, что все слои ЯВУ охлаждены до 77 К, за исключением плутония, температура которого составляет 198 К. При меньшей температуре плутоний, стабилизированный, например, молибденом, в δ -фазе переходит в α' -фазу с резким изменением объема, и этот переход не является обратимым. В итоге фазовые превращения могут сделать ЯВУ частично или полностью неработоспособным. После охлаждения обеспечивается теплоизоляция ЯВУ для максимально долгого сохранения охлажденного состояния.

Расчетные оценки показали, что начальное охлаждение ЯВУ до 77 К увеличивает мощность источника тепла, требующуюся для защиты плутония, примерно на 50 % по сравнению с отсутствием предварительного охлаждения.

7.3.2. Окружение ЯВУ теплоотводящим слоем

«Идеальный» теплоотвод может быть обеспечен путем окружения ЯВУ слоем материала, претерпевающего фазовый переход. Действительно, подобный слой способен, не нагреваясь, аккумулировать всё поступающее в него тепло, идущее на его плавление и испарение.

Предположим, что теплоотводящий слой состоит на 25 % из материала с высокой теплопроводностью (например, алюминий) и на 75 % из «наполнителя», претерпевающего фазовый переход при температуре, близкой к начальной температуре ЯВУ (77 К). Это может быть азот. Расчетные оценки показали, что при толщине 22 см теплоотводящий слой (25 % Al и 75 % N₂) способен, не нагреваясь, аккумулировать всё поступающее в него тепло.

Окружение ЯВУ теплоотводящим слоем, обеспечивающим «идеальный» теплоотвод, увеличивает мощность источника тепла, требующуюся для защиты плутония, примерно на 15 %.

7.3.3. Введение слоев, способных перераспределить температурное поле

Как видно из рис. 7.3, ЯВУ теряет работоспособность из-за чрезмерного нагрева химического ВВ, в то время как внутренние слои имеют далеко не предельные для них температуры. Значит, целесообразно принять меры, препятствующие переносу тепла из внутренних слоев ЯВУ в слой химического ВВ. Например, можно ввести тонкий (5 мм) слой материала с низкой теплопроводностью между слоями алюминия и химического ВВ.

Материал теплоизолирующего слоя должен обладать низкой теплопроводностью и высокой рабочей температурой. Одним из наиболее подходящих для этого материалов является кварцевый аэрогель с чрезвычайно низкой теплопроводностью (0.004 Вт/м·К) и высокой рабочей температурой (1200 °С).

Расчетные оценки показали, что введение теплоизолирующих слоев для перераспределения температур увеличило мощность источника тепла, требующуюся для защиты плутония, примерно на 50 %.

Итак, принятие всех трех мер, способствующих продлению времени жизни ЯВУ, увеличит мощность источника тепла, требующуюся для защиты плутония примерно втрое (рис. 7.4).

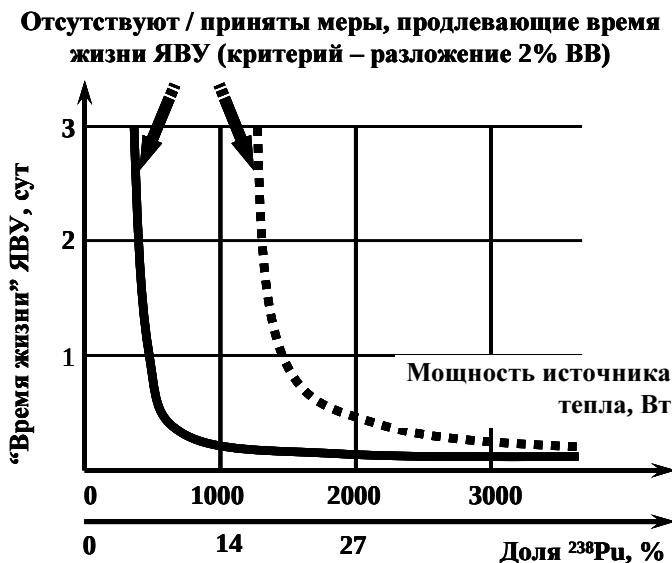


Рис. 7.4. Влияние мощности теплового источника на время жизни ЯВУ

7.3.4. Рекомендации по защите плутония от распространения

Предположим, что предприняты все упомянутые выше меры продления времени жизни ЯВУ. Это позволит оценить долю ^{238}Pu , обеспечивающую защиту плутония от распространения при заданном времени жизни ЯВУ. Например, пусть время жизни ЯВУ равно 5 ч, поскольку маловероятно, что за столь короткое время удастся собрать и перевезти ЯВУ.

Профили температуры в высокотехнологичном импловивном ЯВУ представлены на рис. 7.5а и 7.5б для следующих двух случаев.

1. Плавление плутония приводит к неработоспособности ЯВУ. В структуру ЯВУ вводится один теплоизолирующий слой, который так перераспределяет температурное поле, что плавление плутония и разложение 2 % молекул химического ВВ происходят одновременно, через 5 ч (см. рис. 7.5а).

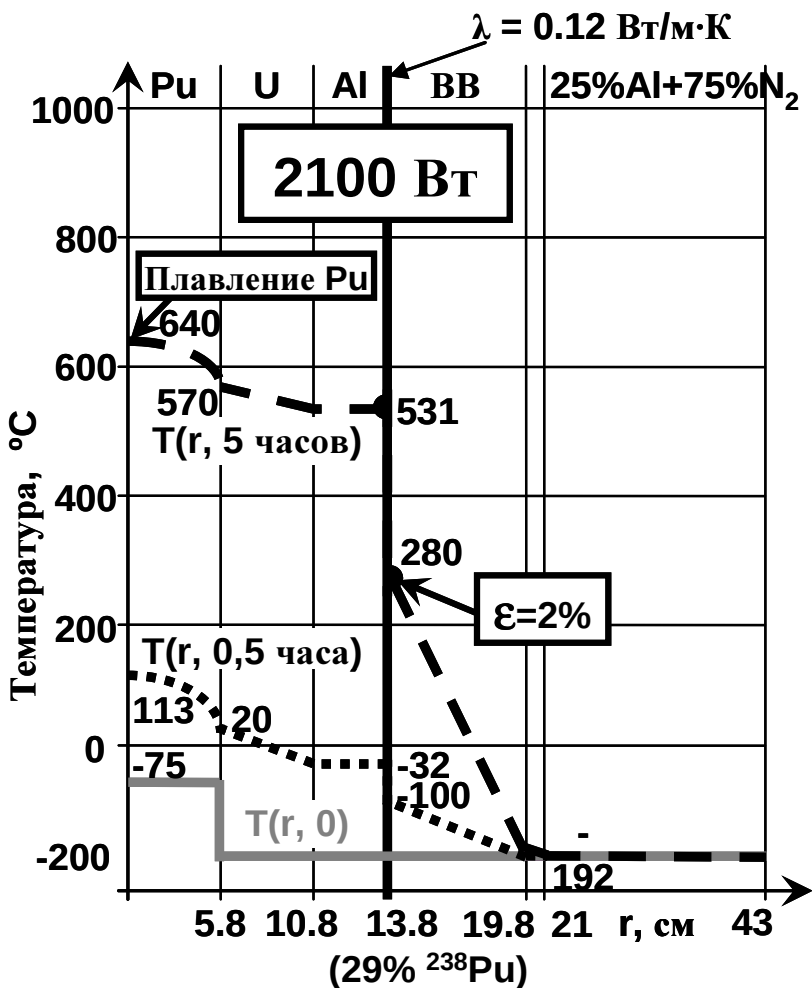


Рис. 7.5а. Профиль температуры при использовании всех мер по продлению времени жизни ЯВУ (плавление плутония приводит к неработоспособности ЯВУ)

2. Плавление плутония не сказывается на работоспособности ЯВУ. В структуру ЯВУ вводятся три теплоизолирующих слоя, ко-

которые так перераспределяют температурное поле, что одновременно достигаются предельная температура внутреннего теплоизолирующего слоя, плавление урана, плавление алюминия и разложение 2 % молекул химического ВВ (см. рис. 7.56).

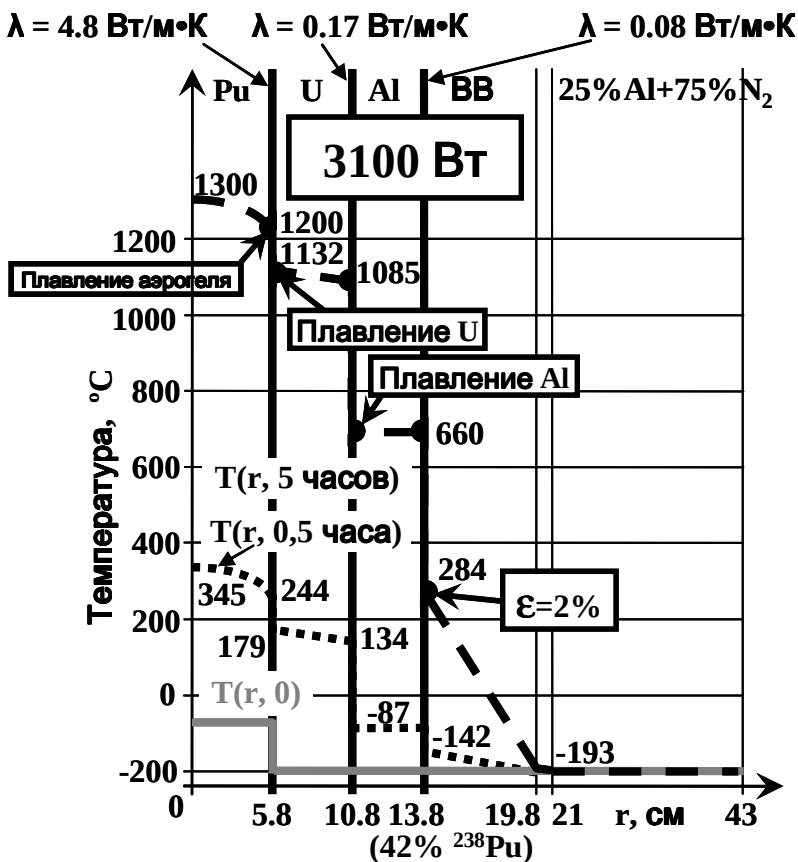


Рис. 7.56. Профиль температуры при использовании всех мер по продлению времени жизни ЯВУ (плавление плутония не сказывается на работоспособности ЯВУ)

Если предположить, что плавление плутония не сказывается на работоспособности ЯВУ (оценка сверху), то требующаяся мощность источника тепла составляет 3100 Вт (см. рис. 7.5б). Это значит, что лишь плутоний, содержащий не менее 42 % ^{238}Pu , можно считать материалом, защищенным от распространения.

Если время жизни ЯВУ составляет 5 сут, то минимальная доля ^{238}Pu , обеспечивающая достаточную защиту плутония, снижается до 18 %.

Очевидно, что оценки, полученные для высокотехнологичного имплозивного ЯВУ, вполне справедливы и для средне- и низкотехнологичных ЯВУ с более толстыми слоями алюминия и химического ВВ. Сравнительно меньшие возможности теплоотвода у таких ЯВУ позволяют заключить, что при тех долях ^{238}Pu , которые обеспечивают достаточную защиту плутония в высокотехнологичном ЯВУ, предельные температуры будут превышены уже при меньших долях ^{238}Pu .

По документам МАГАТЭ, плутоний считается защищенным, если он содержит более 80 % ^{238}Pu . Отличие полученных результатов (18–42 % ^{238}Pu) от объявленной МАГАТЭ величины объясняется следующими причинами:

1) принятый критерий неработоспособности ЯВУ – термическое разложение 2 % молекул ВВ;

2) принятый критерий потери работоспособности ЯВУ через 5 ч разогрева. Этот критерий субъективен и может существенно влиять на мощность источника тепла, требующуюся для защиты плутония. Если плутоний содержит 80 % ^{238}Pu , то имплозивное ЯВУ потеряет работоспособность уже через 2 ч;

3) выбранная геометрическая модель гипотетического имплозивного ЯВУ;

4) выбранный тип химического ВВ с наивысшей теплопроводностью и максимальной рабочей температурой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, в учебном пособии рассмотрены те внутренне присущие свойства делящихся материалов, способных усилить их защищенность от неконтролируемого распространения, а также те меры, которые могут сделать делящиеся материалы непригодными для создания даже примитивных ЯВУ террористическими группами.

Одной из наиболее эффективных мер защиты делящихся материалов от распространения является введение в их состав таких добавок, которые, сохраняя пригодность делящихся материалов для ядерной энергетики, делают их совершенно непригодными для военного применения. Такое целенаправленное изменение состава ядерного топлива часто называют изотопной денатурацией.

Например, чтобы сделать практически невозможным дообогащение низкообогащенного урана (содержание $^{235}\text{U} \leq 5\%$, топливо для АЭС) и среднеобогащенного урана (содержание $^{235}\text{U} \leq 20\%$, топливо для исследовательских реакторов) до оружейного уровня (содержание ^{235}U не менее 90 %), достаточно ввести в состав урана небольшое (не более 1 %) количество изотопа ^{232}U , интенсивного источника α -излучения и нейтронов спонтанного деления. Это вызвано тем, что α -частицы, испускаемые ^{232}U , разрушают молекулы газообразного гексафторида урана (рабочий материал всех современных технологий изотопного обогащения урана), превращая их в низшие фториды и атомарный фтор. В результате процесс обогащения урана полностью дезорганизуется, а оборудование загрязняется радиоактивными веществами до неприемлемо высокого уровня. Таким образом, путь к ядерному оружию через несанкционированное изотопное обогащение низко- и среднеобогащенного урана оказывается перекрытым.

Другим примером является изотопная денатурация плутония, заключающаяся во введении в его состав достаточно большой доли изотопа ^{238}Pu , мощного источника α -излучения и нейтронов спонтанного деления. Интенсивное тепловыделение, вызванное торможением α -частиц, может привести к неприемлемому разогреву материалов ЯВУ, к плавлению плутониевого заряда и термической диссоциации молекул обычного ВВ, окружающего плутоний в имплозивных ЯВУ. В результате денатурированный плутоний становится совершенно непригодным материалом для создания ядерного

оружия. В то же время сохраняется возможность использования денатурированного плутония в топливе АЭС. Это объясняется принципиальным различием в геометрии теплоотвода от имплозивных ЯВУ и от твэлов ядерных реакторов. В имплозивных ЯВУ всё сделано для того, чтобы получить хорошую экономию нейтронов. Сферическая геометрия заряда, окруженного слоем ВВ (фактически нейтронным отражателем), позволяет минимизировать утечку нейтронов и критическую массу. Но тем самым ухудшаются и условия теплоотвода. Другое дело – твэлы ядерных реакторов, тонкие длинные стержни, конструкция которых как раз и приспособлена для того, чтобы тепловая энергия, выделяющаяся в них, как можно эффективнее передавалась теплоносителю для последующего преобразования в электрическую энергию. В результате путь к ядерному оружию через хищение денатурированного плутония оказывается также перекрытым.

Таким образом, изотопная денатурация урана (введение ^{232}U в его состав) и плутония (введение ^{238}Pu в его состав) делают практически невозможным использование этих делящихся материалов в военных целях, но сохраняют их пригодность для мирного (энергетического или исследовательского) применения.

Кроме того, в этом случае стирается грань между контролируемым и неконтролируемым распространением делящихся материалов. Действительно, даже если денатурированный уран или плутоний попадут в нежелательные руки (законным или незаконным путем), из этих материалов нельзя будет изготовить ЯВУ. Все пути к ядерному оружию через ядерную энергетику оказываются перекрытыми. Невозможно обогатить денатурированный низко- и среднеобогащенный уран до оружейного уровня и невозможно использовать денатурированный плутоний в имплозивных и, тем более, в пушечных ЯВУ.

Следует, однако, отметить, что те меры, которые усиливают защищенность делящихся материалов от распространения и немирного использования, могут, к сожалению, существенно усложнить и процесс мирного (энергетического или исследовательского) применения этих же материалов. Увеличатся затраты на изготовление ядерного топлива из денатурированного урана и плутония, на защиту персонала от их радиационного воздействия, на дезактивацию оборудования и т.д. Таким образом, задача состоит в том, что-

бы защитить ядерный топливный цикл от распространения делящихся материалов и в то же время не сделать его слишком дорогостоящим. Но это уже предмет скорее экономического, а не физического анализа.

Приведенные выше соображения справедливы только для открытого топливного цикла, поскольку в замкнутом топливном цикле все технологии обращения с топливом должны быть, по определению, дистанционными и радиационно защищенными.

Список литературы

1. Serber R. The Los Alamos Primer: The First Lectures on How to Build an Atomic Bomb. Berkley, California: University of California Press, 1992.
2. Mark J.C. Explosive properties of reactor-grade plutonium. Science and Global Security, Vol.4, pp.111-128, 1993.
3. Пшакин Г.М., Гераскин Н.И., Апсэ В.А. и др. Ядерное нераспространение: Учебное пособие. М.: МИФИ, 2004.
4. Шмелев А.Н., Куликов Г.Г., Апсэ В.А. Физические факторы и свойства ядерных материалов, влияющие на их защищенность: Учебное пособие. М.: МИФИ, 2001.
5. Апсэ В.А., Шмелев А.Н., Куликов Е.Г., Куликов Г.Г. Ядерные технологии: Учебное пособие. М.: НИЯУ МИФИ, 2013.
6. Апсэ В.А., Шмелев А.Н., Куликов Г.Г., Куликов Е.Г. Защита окружающей среды в замкнутом ядерном топливном цикле и проблема нераспространения ядерного оружия: Учебник. М.: НИЯУ МИФИ, 2014.
7. Апсэ В.А., Ксенофонтов А.И., Савандер В.И. и др. Физико-технические основы современной ядерной энергетики. Перспективы и экологические аспекты: Учебное пособие. Долгопрудный: ИД «Интеллект», 2014.
8. Прусаков В.Н., Сазыкин А.А., Соснин Л.Ю. и др. Коррекция изотопного состава регенерированного урана по ^{232}U центробежным методом с введением газа-носителя // Атомная энергия. Т. 105. Вып. 3. С. 150–156. 2008.
9. Kessler G. Proliferation-proof uranium-plutonium fuel cycles. Safeguards and non-proliferation. KIT Scientific Publishing, 408 pp., 2011.
10. Баранов В.Г., Годин Ю.Г., Тенишев А.В. и др. Физическое материаловедение: Учебник для вузов / Под общ. ред. Б.А. Калина. Т. 7: «Ядерные топливные материалы». М.: НИЯУ МИФИ, 2012.
11. Hansen G.E. Assembly of Fissionable Material in the Presence of a Weak Neutron Source. Nuclear Science and Engineering, v.8, p.709–719, 1960.
12. Шабалин Е.П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. М.: Атомиздат, 1976.

13. Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials. Edited by D. Reilly, N. Ensslin, H. Smith, Jr, and S. Kreiner. NUREG/CR-5550, LA-UR-90-732, March, 1991.
14. Уриг Р. Статистические методы в физике ядерных реакторов. Пер. с англ / Под ред. А.И. Могильнера. М.: Атомиздат, 1974.
15. Seifritz W. Nukleare Sprengkörper. Bedrohung oder Energieversorgung für die Menschheit? Karl Thiernig AG, München, 1984.
16. Carson Mark J. Explosive Properties of Reactor-Grade Plutonium. Science & Global Security, v.4, p.111-128, 1993.

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ И РАЗВИТИЯ ЦЕПНОЙ РЕАКЦИИ В ДЕЛЯЩЕМСЯ МАТЕРИАЛЕ С ВНЕШНИМ ИСТОЧНИКОМ НЕЙТРОНОВ

Введение

Эволюция во времени нейтронной плотности в задачах, где делящийся материал быстро переводится из подкритического состояния в надкритическое, может оцениваться без учёта запаздывающих нейтронов. При этом имеется в виду, что рассматриваемый интервал времени должен быть меньше, чем 1 с. Обычно дифференциальное уравнение для изменения плотности нейтронов во времени $n(t)$ записывается в виде

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{\Delta K_p(t)}{l_p} \cdot n(t) + S(t), \quad (\text{П.1})$$

где $\Delta K_p(t) = [K_p(t) - 1]$ – изменение от времени величины превышения над единицей эффективного коэффициента размножения мгновенных нейтронов $K_p(t)$; l_p – время жизни мгновенных нейтронов; $S(t)$ – интенсивность внешнего источника нейтронов.

Однако при относительно слабом источнике нейтронов $S(t)$ плотность нейтронов $n(t)$ низка. А поскольку в действительности цепная реакция деления носит стохастический, т.е. случайный или вероятностно-статистический характер, то флуктуации нейтронной плотности могут быть чрезвычайно велики. Для оценки эволюции нейтронной плотности в этом случае пользоваться уравнением (П.1) нельзя по той простой причине, что уравнение носит детерминированный характер и допустимо для описания цепного процесса лишь при высокой плотности нейтронов. В случае низкой плотности нейтронов необходимо использовать подход, в котором учитывается стохастический характер цепного процесса. При изложении этого подхода будем следовать работе [11], а также [12].

Математическая модель для оценки вероятности возникновения непрекращающихся цепочек деления

Пусть в размножающей системе каждый нейтрон может вызвать деление с вероятностью p и при этом испускается ν нейтронов с вероятностью $P(\nu)$ (см. табл.). У каждого нейтрона деления в системе имеется вероятность W_f того, что он станет родоначальником непрекращающейся цепочки делений.

Таблица

Экспериментальные характеристики мгновенных нейтронов деления [13]

Нуклид	^{235}U	^{238}Pu	^{239}Pu	^{240}Pu	^{242}Pu	^{252}Cf
Вид деления	Вынужденное	Спонтанное	Вынужденное	Спонтанное	Спонтанное	Спонтанное
P(0)	0.033	0.054	0.011	0.066	0.068	0.002
P(1)	0.174	0.205	0.101	0.232	0.230	0.026
P(2)	0.336	0.380	0.275	0.329	0.335	0.127
P(3)	0.303	0.225	0.323	0.251	0.247	0.273
P(4)	0.123	0.108	0.199	0.102	0.099	0.304
P(5)	0.028	0.028	0.083	0.018	0.018	0.185
P(6)	0.003	-	0.008	0.002	0.003	0.066
P(7)	-	-	-	-	-	0.015
P(8)	-	-	-	-	-	0.002
$\sum_{\nu=0}^8 P_{\nu}$	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
$\bar{\nu}$	2.406	2.210	2.879	2.156	2.145	3.757
$\overline{\nu(\nu-1)}$	4.626	3.957	6.773	3.825	3.794	11.962
$\frac{\overline{\nu(\nu-1)} \cdot}{\cdot(\nu-2)}$	6.862	5.596	12.630	5.336	5.317	31.812

Тогда выражение $(1 - W_f)$ будет вероятностью для нейтрона не привести к возникновению незатухающей цепочки делений, а выражение $(1 - p \cdot W_f)$ – не привести к делению и возникновению незатухающей цепочки. Но так как при делении появляется ν нейтронов с вероятностью их появления $P(\nu)$, то эта вероятность уменьшается и принимает вид $(1 - p \cdot W_f)^\nu \cdot P(\nu)$. Для того чтобы получить полную вероятность, необходимо просуммировать по всем числам нейтронов, которые могут появляться при акте деления:

$$\sum_{\nu=0} P(\nu) \cdot (1 - p \cdot W_f)^\nu .$$

Теперь выражение $(1 - W_f)$ – вероятности для нейтрона не привести к возникновению незатухающей цепочки можно приравнять к просуммированному выражению по всем случаям появления нейтронов при делении и таким образом получить уравнение

$$1 - W_f = \sum_{\nu=0} P(\nu) \cdot (1 - p \cdot W_f)^\nu . \quad (\text{П.2})$$

Из этого уравнения можно найти W_f как функцию параметра p , который характеризует размножающие свойства системы ($p \cdot \bar{\nu} = K_p$).

Интересно отметить, что полученное уравнение (П.2), по существу, представляет собой уравнение, характеризующее отсутствие событий, в то время как большинство уравнений математической физики являются балансными для протекающих событий. В качестве примера можно назвать уравнения переноса нейтронов в различных средах, где отдельные слагаемые – скорости взаимодействия нейтронов с ядрами, т.е. содержат баланс скоростей имеющих место событий.

В слегка надкритической системе $W_f \ll 1$, так как в каждом очередном поколении с популяцией порядка единицы вероятность оборваться цепочке значительна. Тогда можно использовать раз-

ложение в ряд функции $(1 - p \cdot W_f)^v$ с малым параметром $p \cdot W_f$ и ограничиться квадратичным приближением [11]:

$$(1 - p \cdot W_f)^v \equiv (1 - x)^v \approx 1 - v \cdot x + v \cdot (v - 1) \cdot \frac{x^2}{2}.$$

Тогда

$$\begin{aligned} \sum_{v=0} P(v) \cdot (1 - p \cdot W_f)^v &\approx \sum_{v=0} P(v) - x \sum_{v=0} P(v) \cdot v + \frac{x^2}{2} \sum_{v=0} P(v) \cdot v(v - 1) = \\ &= 1 - x \cdot \bar{v} + \frac{x^2}{2} \cdot \overline{v \cdot (v - 1)} = 1 - p \cdot W_f \cdot \bar{v} + \frac{p^2 \cdot W_f^2}{2} \cdot \overline{v \cdot (v - 1)}, \end{aligned}$$

где $\bar{v}$ и $\overline{v \cdot (v - 1)}$ – средние значения, полученные путем усреднения по распределению $P(v)$. Таким образом, уравнение (П.2) в квадратичном приближении примет вид

$$1 - W_f = 1 - p \cdot W_f \cdot \bar{v} + \frac{p^2 \cdot W_f^2}{2} \cdot \overline{v \cdot (v - 1)}. \quad (\text{П.3})$$

Нетрудно получить

$$-W_f = p \cdot W_f \cdot \left[\frac{p \cdot W_f}{2} \cdot \overline{v \cdot (v - 1)} - \bar{v} \right].$$

Тогда выражение в квадратных скобках примет следующее значение:

$$\frac{p \cdot W_f}{2} \cdot \overline{v \cdot (v - 1)} - \bar{v} = -\frac{1}{p}.$$

Перенесём $\bar{v}$ из левой части этого соотношения в правую часть, учтем, что $p \cdot \bar{v} = K_p$, и тогда получим

$$\frac{p \cdot W_f}{2} \cdot \overline{v \cdot (v-1)} = \bar{v} \cdot \left(1 - \frac{1}{K_p}\right) = \bar{v} \cdot \frac{K_p - 1}{K_p} = \bar{v} \cdot \frac{\Delta K_p}{K_p}.$$

Отсюда легко получается оценка для вероятности возникновения незатухающей цепочки делений $W = p \cdot W_f$ в слегка надкритической системе ($W_f \ll 1$):

$$W \equiv p \cdot W_f = \frac{2 \cdot \frac{\Delta K_p}{K_p}}{\frac{v \cdot (v-1)}{\bar{v}}} = \frac{2 \cdot \frac{\Delta K_p}{K_p}}{\bar{v} \cdot \frac{v \cdot (v-1)}{\bar{v}^2}} = \frac{2 \cdot \frac{\Delta K_p}{K_p}}{\bar{v} \cdot \Gamma_2} = \frac{\frac{\Delta K_p}{K_p}}{\left(\frac{\bar{v} \cdot \Gamma_2}{2}\right)}, \quad (\text{П.4})$$

где $\Gamma_2 \equiv \frac{v \cdot (v-1)}{\bar{v}^2}$ – параметр Дайвена [14, 15], который для основных делящихся нуклидов принимает следующие значения: $\Gamma_2(^{235}\text{U}) = 0.795$; $\Gamma_2(^{239}\text{Pu}) = 0.815$; $\Gamma_2(^{233}\text{U}) = 0.786$. По данным более поздней работы [13], параметр Дайвена принимает значения: $\Gamma_2(^{235}\text{U}) = 0.799$; $\Gamma_2(^{239}\text{Pu}) = 0.817$. При этом знаменатель в выражении (П.4), т.е. величина $\left(\frac{\bar{v} \cdot \Gamma_2}{2}\right)$, оказывается близким к единице, и поэтому можно записать, что

$$W \approx \frac{\Delta K_p}{K_p} = \frac{K_p - 1}{K_p}.$$

Оценка вероятности возникновения незатухающей цепной реакции в слабо надкритической системе $W \approx \Delta K_p$ была использована в работе [16], а именно: в приложении, авторами которого являются Frank von Hippel и Edwin Lyman. Такую оценку легко по-

нять из следующего простого рассуждения. Для запуска развивающейся цепной реакции в слабонадкритической системе под воздействием M нейтронов требуется, чтобы прирост количества нейтронов за один цикл был не меньше, чем на один нейтрон, т.е.

$$M \cdot (K_p - 1) \geq 1.$$

Другими словами, для запуска непрекращающегося цепного процесса необходимо, чтобы в системе появилось $M \geq 1 / (K_p - 1)$ нейтронов или, по крайней мере, $M = 1 / (K_p - 1)$ нейтронов. Это означает, что вероятность для одного нейтрона запустить цепной процесс:

$$W = 1/M = K_p - 1 = \Delta K_p.$$

При внешнем источнике нейтронов интенсивностью S нейтр./с среднее число непрерывающихся цепочек, которые появляются в 1 с, очевидно равно $W \cdot S$, а среднее время между стартами таких непрерывных цепочек – $1/W \cdot S$. Средняя популяция нейтронов, связанная с одной из цепочек, растёт по экспоненциальному закону:

$$M_i(t) = M \cdot \exp \left\{ \Delta K_p \cdot (t - t_i) / l_p \right\},$$

здесь t_i – момент начала i -й цепочки. Для цепочки, которая стартовала позднее на время $1/W \cdot S$:

$$M_{i+1}(t) = M \cdot \exp \left\{ \Delta K_p \cdot \left(t - t_i - \frac{1}{W \cdot S} \right) / l_p \right\}.$$

Если

$$\frac{\Delta K_p}{W \cdot S \cdot l_p} \gg 1 \quad (\text{П.5})$$

то $M_{i+1} \ll M_i$, и тогда полная популяция нейтронов в системе, равная сумме популяций во всех цепочках, определяется, главным образом, одной цепочкой – первой. Используя (П.4) в соотношении (П.5), получим условие

$$\frac{S \cdot l_p}{\left(\frac{\bar{v} \cdot \Gamma_2}{2} \right)} \approx S \cdot l_p \ll 1, \quad (\text{П.6})$$

которое определяет «слабый» источник. Заметим, что в случае «сильного» источника нейтронов, когда за один цикл цепного процесса появляется много нейтронов источника (т.е. $S \cdot l_p \geq 1$), прекращающаяся цепочка может возникнуть и в подкритическом состоянии, а здесь рассмотрение будет продолжено для случая «слабого» источника ($S \cdot l_p \ll 1$).

Рассмотрим два режима перехода системой из подкритического в надкритическое состояние: 1) мгновенный скачок реактивности и 2) линейный ввод реактивности.

Мгновенный скачок реактивности

Пусть $t = 0$ – момент перехода системой через критическое состояние, а t_1 – время до начала непрерывающейся цепочки делений. Тогда вероятность $P(t_1) \cdot dt_1$ начала первой непрекращающейся цепочки делений около момента t_1 в интервале dt_1 есть произведение вероятности $\exp(-W \cdot S \cdot t_1)$ того, что к этому времени не «стартует» ни одна цепочка, и вероятности $W \cdot S \cdot dt_1$ начала цепочки в интервале dt_1 :

$$P(t_1) \cdot dt_1 = \exp\{-W \cdot S \cdot t_1\} \cdot W \cdot S \cdot dt_1. \quad (\text{П.7})$$

Среднее время ожидания первой непрекращающейся цепочки t_1 и дисперсия этого времени оцениваются по формулам [11, 12]:

$$\bar{t}_1 = \frac{1}{W \cdot S} = \left(\frac{\bar{v} \cdot \Gamma_2}{2} \right) / (\Delta K_p \cdot S); \quad \bar{t}_1^2 - t_1^2 = \left[\left(\frac{\bar{v} \cdot \Gamma_2}{2} \right) / (\Delta K_p \cdot S) \right]^2. \quad (\text{П.8})$$

Отметим здесь, что вероятность запуска непрерывающейся цепочки при $\tau < t_1$ может быть оценена по формуле

$$P(\tau < t_1) = 1 - \frac{P(t_1)}{W \cdot S} = 1 - \exp\{-W \cdot S \cdot t_1\}. \quad (\text{П.9})$$

Линейный ввод реактивности

Будем предполагать, что изменение $\Delta K_p(t)$ от времени носит линейный характер:

$$\Delta K_p(t) = \Delta K'_p \cdot t, \quad (\text{П.10})$$

где $\Delta K'_p$ – скорость изменения $\Delta K_p(t)$ от времени. Это подразумевает, что при $t = 0$ система переходит через критическое состояние. Для рассматриваемого случая формула для вероятности запуска непрерывающейся цепочки делений при $\tau < t_1$ записывается в более общем виде, чем это было в (П.9) (см. [11] и [15]):

$$P(\tau < t_1) = 1 - \exp \left\{ - \int_0^{t_1} W(\tilde{t}) \cdot S(\tilde{t}) \cdot d\tilde{t} \right\}. \quad (\text{П.11})$$

Если в этой формуле использовать выражение для $W(\tilde{t})$ из соотношения (П.4), выражение для $\Delta K_p(t)$ из (П.10) и, кроме того, принять, что $S(t) = S = \text{const}$ и $K_p \approx 1$, то получим

$$\int_0^{t_1} W(\tilde{t}) \cdot S(\tilde{t}) \cdot d\tilde{t} = \int_0^{t_1} \frac{\Delta K'_p \cdot \tilde{t}}{\left(\frac{\bar{v} \cdot \Gamma_2}{2}\right)} \cdot \tilde{S} \cdot d\tilde{t} = \frac{\Delta K'_p \cdot S}{\left(\frac{\bar{v} \cdot \Gamma_2}{2}\right)} \cdot \frac{t_1^2}{2}.$$

Тогда формула для $P(\tau < t_1)$ примет вид

$$P(\tau < t_1) = 1 - \exp \left\{ - \frac{\Delta K'_p \cdot S}{\left(\frac{\bar{v} \cdot \Gamma_2}{2}\right)} \cdot \frac{t_1^2}{2} \right\}. \quad (\text{П.12})$$

Если далее предположить, что запуск развивающегося цепного процесса произойдет в момент t_1 и приведет в итоге к энерговыделению X , то формула (П.12) может быть переписана в виде зависимости от энергетического выхода $Y < X$:

$$P(Y < X) = 1 - \exp \left\{ - \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta K'_p \cdot S}{\left(\frac{\bar{v} \cdot \Gamma_2}{2}\right)} \cdot t_1^2(X) \right\}. \quad (\text{П.13})$$

Формула (П.13) позволяет оценить вероятность энергетического выхода Y , меньшего, чем некоторый заданный $X - P(Y < X)$.

Вывод формулы для оценки вероятности $P(Y < X)$

При выводе формулы для оценки вероятности $P(Y < X)$ будем следовать приложению к работе [16]. Предполагается, что в момент $t = 0$ система переходит через критическое состояние, линейный закон ввода реактивности имеет вид $\Delta K_p(t) = \Delta K'_p \cdot t$, в системе есть постоянный внешний источник нейтронов S и интенсивность его такова, что выполняется условие для «слабого» источни-

ка $S \cdot l_p \ll 1$. В момент времени t_1 запускается непрерывающаяся цепочка делений, развитие которой продолжается до некоторого момента t_2 , когда происходит нарушение целостности системы, и она переходит в стадию разрушения. Процесс экспоненциального разгона при линейном вводе реактивности описывается законом:

$$\exp \left\{ \int_{t_1}^{t_2} \alpha(\tilde{t}) \cdot d\tilde{t} \right\} = \exp \left\{ \int_{t_1}^{t_2} \frac{K_p(\tilde{t}) - 1}{l_p} \cdot d\tilde{t} \right\} = \exp \left\{ \int_{t_1}^{t_2} \frac{\Delta K'_p \cdot \tilde{t}}{l_p} \cdot d\tilde{t} \right\}. \quad (\text{П.14})$$

В работе [16] момент времени t_2 определяется из условия, когда в системе произойдет e^{45} делений. Оценка этого времени получена из условия равенства показателя экспоненты в выражении (П.14) числу 45:

$$\int_{t_1}^{t_2} \alpha(\tilde{t}) \cdot d\tilde{t} = 45. \quad (\text{П.15})$$

Воспользовавшись здесь линейным законом ввода реактивности (П.10) получим

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta K'_p}{l_p} \cdot (t_2^2 - t_1^2) = 45; \quad t_1^2 = t_2^2 - \frac{90 \cdot l_p}{\Delta K'_p}. \quad (\text{П.16})$$

В работе [16] предполагается, что энергетический выход $Y(t_2) \sim [\alpha(t_2)]^3$. Если энергетический выход $Y(t_2)$ рассматривать не в абсолютном измерении, а относительно значения выхода, когда цепная реакция запускается в заданный момент времени t_0 ($t_0 > t_2$) при достижении системой максимального значения $\alpha_{\max}(t_0)$, тогда можно записать

$$X(t_2) = \frac{Y(t_2)}{Y_0(t_0)} = \left[\frac{\alpha(t_2)}{\alpha_{\max}(t_0)} \right]^3 = \left[\frac{\frac{\Delta K'_p}{l_p} \cdot t_2}{\frac{\Delta K'_p}{l_p} \cdot t_0} \right]^3 = \left(\frac{t_2}{t_0} \right)^3; \quad (\text{П.17})$$

$$t_2 = t_0 \cdot X^{1/3}(t_2).$$

Используем соотношение (П.17) в формуле (П.16) и подставим полученное выражение для t_1 – начала запуска непрекращающегося цепного процесса в формулу (П.13). Тогда получим

$$P\left(\frac{Y}{Y_0} < X\right) = 1 - \exp \left\{ - \frac{\Delta K_{\max} \cdot S \cdot t_0}{2 \left(\frac{\bar{v} \cdot \Gamma_2}{2} \right)} \cdot \left[X^{2/3} - \frac{90 \cdot l_p}{\Delta K_{\max} \cdot t_0} \right] \right\}, \quad (\text{П.18})$$

где $\Delta K_{\max} = \Delta K'_p \cdot t_0$ – максимальное значение надкритичности, когда реакция запускается в заданный момент времени t_0 . Формула (П.18) позволяет оценивать вероятность относительного энергетического выхода Y / Y_0 , который меньше заданного значения энергетического выхода – X . В предположении, что $\left(\frac{\bar{v} \cdot \Gamma_2}{2} \right) = 1$ и

$\Delta K_{\max} = 1$ формула (П.18) была получена в приложении к работе [16]. Полученное выражение может быть использовано для нахождения величины источника нейтронов спонтанного происхождения (SF и (α, n) -реакция), необходимого, чтобы с заданной вероятностью P энергетический выход не превысил заданное значение X .

Анатолий Николаевич Шмелев

Владимир Александрович Апсэ

Николай Иванович Гераскин

Геннадий Генрихович Куликов

Евгений Геннадьевич Куликов

Свойства делящихся материалов,
влияющие на их защищенность от распространения

Учебное пособие

Редактор Е.Г. Станкевич

Оригинал-макет изготовлен Г.Г. Куликовым

Подписано в печать . Формат 60x84 1/16.

Печ. л. 6,75. Уч.-изд. л. 6,75. Тираж 50 экз.

Изд. № 1/21.

Заказ №

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
Типография НИЯУ МИФИ. 115409, Москва, Каширское ш., 31