

620.91

РЗ1

93

**МОСКОВСКИЙ  
ИНЖЕНЕРНО  
ФИЗИЧЕСКИЙ  
ИНСТИТУТ**

**С. Б. ШИХОВ, В. В. ХРОМОВ,  
И. С. СЛЕСАРЕВ, А. Н. ШМЕЛЕВ**

**РЕАКТОРЫ  
НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ,  
РАБОТАЮЩИЕ  
В БРИДЕРНОМ РЕЖИМЕ**

МОСКВА — 1971

к  
620.9)  
РЗ1  
МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ  
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

---

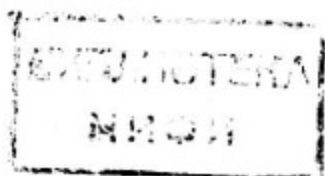
С. Б. ШИХОВ, В. В. ХРОМОВ,  
И. С. СЛЕСАРЕВ, А. Н. ШМЕЛЕВ

Лаборатория МИФИ

РЕАКТОРЫ  
НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ,  
РАБОТАЮЩИЕ  
В БРИДЕРНОМ РЕЖИМЕ

Утверждено Ученым советом института  
в качестве учебного пособия

КНХР-1987



МОСКВА — 1971

Ф. 14.

Учебное пособие дает общее представление о принципах работы и особенностях реакторов на быстрых нейтронах, знакомит с методикой физического и теплофизического расчета реактора, его активной зоны, с выбором оптимальных параметров аппарата.

Следует указать, что существуют различные критерии, по которым можно выбирать оптимальный реактор (например, стоимость киловатт-час электрической энергии, потребление естественного урана, период удвоения в системе работающих бридеров). Здесь мы ограничиваемся одним критерием оптимальности — периодом удвоения.

Основные вопросы физического, теплофизического и прочностного расчетов рассмотрены в их взаимосвязи и представлены упрощенные алгоритмы, позволяющие проводить самосогласованные расчеты реактора АЭС. Это дает возможность использовать данное пособие в качестве пособия по курсовому проектированию реакторов на быстрых нейтронах.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящее время ядерная энергетика, развивающаяся на основе атомных электростанций (АЭС), занимает все больший удельный вес в мировом производстве электроэнергии. В семидесятых годах предполагается особенно интенсивный рост доли электроэнергии, вырабатываемой АЭС, в общем ее производстве. В связи с этим необходимо привести следующие цифры, заимствованные из данных 1970 г. в работе [33].

Если в 1954 г. была запущена первая в мире АЭС мощностью 5 *Мвт* (г. Обнинск), то к концу 1969 г. в 15 странах мира работали 57 АЭС с 90 энергетическими реакторами суммарной мощностью 14300 *Мвт*, что составляло около 1,2% мирового производства электроэнергии. Предполагается, что к 1975 г. в 21 стране будет сооружено 283 энергетических реактора общей электрической мощностью 130 000 *Мвт*, а к 1980 г. мощность ядерной энергетики достигнет 250—300 тыс. *Мвт*. Таким образом, мощность АЭС возрастет приблизительно в 20 раз. К 2000 г. ядерная энергетика составит около 25% мировой энергетики при сохранении уровня гидроэнергетики с неуклонным падением потребления угля, но с некоторым возрастанием потребления нефти. В своей статье А. М. Петросьянц [34] заметил, что для обычных электростанций понадобилось почти 100 лет, чтобы пройти тот путь, который прошли АЭС с 1954 по 1969 г.

Исключительно высокий темп роста ядерной энергетики объясняется тем, что к настоящему времени стоимость киловатт-часа АЭС, использующих, например, легководный реактор корпусного типа (LWR) с водой под давлением при одном блоке мощностью 1000 *Мвт*, составляет приблизительно 0,5 цента, а стоимость киловатт-час ТЭС такой же мощности заметно дороже — приблизительно 0,7 цента. Поэтому, хотя удельные капиталовложения в АЭС такого типа на 25÷30% выше, чем в ТЭС, тем не менее, например в течение 7000 ч работы на установленной мощности, реактор типа LWR сэкономит примерно 14 млн. долларов в год [33] при существующих ценах на уран (приблизительно 22 *долл/кг*).

На первом блоке Ново-Воронежской АЭС (реактор типа LWR мощностью 210 *Мвт*) себестоимость киловатт-часа неуклонно снижалась с 1,24 коп. в 1965 г. до 0,96 коп.

в 1968 г. [34, 35] при стоимости киловатт-часа на Воронежской ТЭЦ 0,8 коп., а на лучших современных электростанциях Советского Союза — 0,5—0,6 коп. Ожидается, что второй блок Ново-Воронежской АЭС (мощностью 365 Мвт) в недалеком будущем достигнет этого уровня.

Реакторы LWR являются наиболее освоенными в настоящее время энергетическими реакторами и продолжают непрерывно совершенствоваться. Ожидается снижение стоимости переработки их твэлов и обогащения урана [33]. Однако их плутониевый коэффициент воспроизводства  $K_B \lesssim 0,6$ . Это означает, что они могут использовать не более 1,5—2% добытого естественного урана и потребляют его значительное количество за время эксплуатации. Поэтому цена природного урана составляет большую часть вклада в стоимости электроэнергии таких реакторов.

Быстрые реакторы, рассматриваемые в нашем пособии, имеют  $K_B > 1$  и, будучи использованы в совместном режиме работы с LWR, потребляют за один и тот же срок меньшее количество природного урана, чем LWR [36].

За счет расширенного воспроизводства быстрые реакторы в принципе могут использовать весь природный уран и торий для целей энергетики. Высокая стоимость вторичного горючего — плутония (приблизительно 10 долл/г) — не отражается на стоимости электроэнергии АЭС на быстрых реакторах, несмотря на возможное удорожание природного урана [36].

Вполне возможно, что исключительно высокий темп роста ядерной энергетики приведет к удорожанию природного урана и снижению экономических показателей реакторов LWR к 1980 г. Кроме того, к этому сроку на реакторах LWR может быть накоплено 150—160 т плутония [33]. Поэтому, учитывая интенсивную работу над усовершенствованием быстрых реакторов в разных странах (СССР, США, Англия, Франция, ФРГ, Япония) и соответственное удешевление электроэнергии АЭС, многие ученые думают, что основными потребителями переработанного плутония после 1980 г. будут именно быстрые реакторы.

Вследствие этого в директивах XXIV съезда партии [37] указывалось, что в новой пятилетке нужно обеспечить «промышленное освоение реакторов на быстрых нейтронах» (всего в СССР предполагается ввести 6000—8000 Мвт АЭС единичной мощностью 1000 Мвт [5]). Для этого в г. Шевченко (на Каспийском море) сооружается АЭС с быстрым реактором БН-350 электрической мощностью 150 Мвт и с производством 120000 м<sup>3</sup>/сутки опресненной воды, а на Белоярской АЭС ведется сооружение третьего блока с быстрым реактором БН-600 электрической мощностью 600 Мвт.

Отметим еще одно важное обстоятельство. Население земного шара удваивается приблизительно за 40 лет. Извест-

но, что для того чтобы в этих условиях энергетика удовлетворяла растущие потребности человечества, необходимо увеличение ее мощности по крайней мере в два раза в течение 10 лет, и эта цифра действительно выдерживается, несмотря на мировые войны.

Быстрый реактор с хорошими физическими характеристиками, поставленный в бридерный режим (см. гл. 4 п. 2), может обеспечить такое и даже меньшее (6—8 лет) время удвоения, потребляя только отвалы урана обогатительных заводов и собственный плутоний. Например, реактор БН-350 с плутониевой загрузкой будет иметь время удвоения приблизительно 10 лет. Таким образом, в принципе потребности развивающейся энергетике могут быть обеспечены только АЭС с быстрыми реакторами.



## ГЛАВА I

### СПЕЦИФИКА БЫСТРЫХ РЕАКТОРОВ

Быстрые реакторы обладают рядом особенностей, отличающих их от промежуточных и тепловых. Эти особенности в основном следующие.

1. В быстром реакторе отсутствуют заметные количества ядер легких замедлителей с атомным весом 10 и менее. Поэтому замедление нейтронов в нем происходит главным образом за счет неупругого рассеяния на тяжелых ядрах, а энергетический спектр нейтронов представляет собой более или менее смягченный спектр нейтронов деления. Доля тепловых и резонансных нейтронов в спектре быстрых реакторов значительно меньше, чем в тепловых, однако эти нейтроны играют значительную роль для обеспечения безопасности реакторов вследствие существования эффекта Допплера.

2. Отношение  $\alpha = \sigma_c/\sigma_f$  сечения радиационного захвата нейтрона основным делящимся изотопом\* к сечению деления для области быстрых нейтронов меньше, чем для тепловой и промежуточной. По сравнению с тепловыми и промежуточными это обстоятельство приводит к большему коэффициенту воспроизводства у быстрых реакторов, колеблющемуся от 1,5 до 2 в различных конструкциях; деления  $U^{238}$  на быстрых нейтронах вносят заметный вклад в КВ (значительно больший, чем в тепловых реакторах).

3. Сечение деления основных делящихся изотопов в быстрой области энергии нейтронов на два порядка меньше тепловой. Поэтому критические массы быстрых реакторов значительно превосходят критические массы тепловых и промежуточных реакторов. Так, например, критическая масса  $U^{235}$  для водо-водяного реактора объемом 100 л составляет 3—4 кг, для быстрого реактора — около 200 кг.

4. Отсутствие больших объемов замедлителя и наличие жесткого спектра нейтронов приводят к необходимости больших концентраций ядерного горючего. В результате объемы быстрых реакторов сравнительно невелики. Так, например,

---

\* Под основными делящимися изотопами подразумеваем беспороговые по отношению к делению изотопы, такие, как  $U^{233}$ ,  $U^{235}$ ,  $Pu^{239}$ , составляющие загрузку активной зоны.

реактор тепловой мощностью  $10^3$  Мвт мог бы иметь объем активной зоны порядка  $1 \text{ м}^3$ .

5. Малые размеры активной зоны при больших длинах пробега быстрых нейтронов приводят к большим утечкам нейтронов в отражатель. Для полезного использования их в воспроизводстве отражатель в энергетических быстрых системах изготавливают из естественного или обедненного (отвального) урана или тория. Поэтому отражатель или экран энергетического быстрого реактора иногда называем зоной воспроизводства.

6. Большая плотность энерговыделения, намного превышающая плотность энерговыделения в тепловых системах, получается в результате малых объемов активной зоны быстрого реактора при больших мощностях. Проектируемые и строящиеся в настоящее время энергетические быстрые реакторы имеют плотность энерговыделения  $0,5 \div 1 \text{ Мвт/л}$ .

7. Высокая концентрация делящегося вещества в активной зоне быстрого реактора требует высокого обогащения топлива в ней по сравнению с тепловыми реакторами. Обогащение растет с уменьшением объема реактора. В энергетических быстрых системах типичными являются обогащения в пределах  $10 \div 40\%$ .

8. Усредненные по спектру быстрого реактора сечения радиационного захвата всех ядер относительно малы, и многие конструкционные материалы, применение которых в тепловых системах ограничено или невозможно, могут быть с успехом использованы в быстрых реакторах (например, нержавеющая сталь). Более широкий выбор материалов облегчает проектирование топливных элементов. Ядра сравнительно сильно захватывающих элементов (таких, как тантал, бор) применяются в ограниченных количествах, так как они снижают коэффициент воспроизводства (КВ).

9. Водородсодержащие элементы вводятся в активную зону быстрого реактора лишь в ограниченном количестве, так как обладают большой замедляющей способностью, смягчают нейтронный спектр и ухудшают КВ. Например, вода как теплоноситель не используется в быстром реакторе, однако есть проекты, где для охлаждения активной зоны используется пар.

Другие замедляющие вещества применяются в больших количествах, чем водород. Их допустимые количества изучаются с точки зрения влияния на смягчение нейтронного спектра и связанное с этим ухудшение КВ.

10. Всякая возможность попадания в активную зону работающего быстрого реактора водорода извне должна быть исключена, так как он вызывает большие скачки реактивности, приводящие к серьезной аварии.

11. Высокая энергонапряженность быстрого реактора требует организации соответствующего теплосъема, для чего необходимо развивать поверхность топливных элементов, а в качестве теплоносителя использовать по возможности тяжелые слабозахватывающие материалы с возможно большей теплопроводностью и объемной теплоемкостью. Поэтому активная зона быстрого реактора собирается из тонких пластинок, стержней или трубочек в плотной упаковке, а в качестве теплоносителя обычно применяются жидкие металлы. В настоящее время наиболее употребительными теплоносителями для быстрых реакторов считаются натрий или сплавы натрия с калием.

12. В спектре быстрых реакторов невелика доля резонансных нейтронов и поэтому мал резонансный захват на тяжелых ядрах (например  $U^{238}$ ,  $Pu^{240}$ ,  $Pu^{241}$ ), а осколки деления обладают малым сечением захвата. Поэтому падение реактивности при больших накоплениях осколков у быстрых реакторов значительно меньше тепловых, а отравление ксеноном и самарием отсутствует. Падение реактивности за счет выгорания основного делящегося изотопа при одном и том же накоплении осколков у быстрых реакторов так же меньше тепловых вследствие более высокого обогащения топлива у первых.

Одной из характерных особенностей реакторов на быстрых нейтронах, использующих как разбавитель топливо с  $U^{238}$ , является значительная доля делений на  $U^{238}$ .

Кроме того, чем больше  $U^{238}$  в быстром реакторе и соответственно чем больше его размеры, тем сильнее положительная доля реактивности, развивающаяся при накоплении вторичного горючего в активной зоне, компенсирует ее падение за счет других эффектов. У реакторов большой тепловой мощности может происходить рост реактивности в процессе работы реактора.

13. Отношение сечения радиационного захвата плутония  $\sigma_c$ , к сечению деления  $\sigma_f$ ,  $U^{235}$  или плутония для тепловых нейтронов приблизительно в пять раз превосходит то же отношение в спектре нейтронов быстрого реактора. Это означает, что при одной и той же скорости делений, или скорости накопления осколков деления, скорость образования высших изотопов плутония ( $Pu^{240}$ ,  $Pu^{241}$ ) в тепловых реакторах в пять раз больше скорости их накопления в быстрых реакторах. Поэтому при одном и том же накоплении осколков в облученном топливе накопление  $Pu^{240}$  и  $Pu^{241}$  в тепловых реакторах значительно больше, чем в быстрых реакторах. В последних  $Pu^{240}$  — неплохое ядерное горючее, способствующее размножению нейтронов, а в тепловых реакторах оно приводит к потере реактивности.

14. Малое сечение деления на спектре нейтронов быстрых реакторов обуславливает значительно больший, чем в тепловых системах, нейтронный поток при одной и той же мощности ( $10^{16}$  н/(см<sup>2</sup>·сек) и более), что превышает обычно применяемые в тепловых реакторах потоки.

Заметим, что повышение потока нейтронов выше  $10^{13}$  н/(см<sup>2</sup>·сек) в тепловых реакторах связано с необходимостью длительного высвечивания Хе<sup>135</sup> после остановки на полной мощности (эффект «иодной ямы»), что приводит к определенным эксплуатационным неудобствам. В быстрых реакторах такое неудобство отсутствует, так как нет отравления ксеноном.

Все перечисленные особенности быстрых систем определяют их конструкцию и должны быть учтены при проектировании.

В результате высокого числа вторичных нейтронов, возникающих на один акт деления в Pu<sup>239</sup>, U<sup>235</sup>, U<sup>233</sup> на спектре быстрых нейтронов, КВ значительно превосходит единицу, что резко отличает этот тип реакторов от тепловых, где КВ обычно меньше единицы\*. Отсюда возникают широкие перспективы использования быстрых реакторов в расширенном воспроизводстве ядерного горючего. Если на тепловых реакторах можно было бы применять для целей мировой энергетики лишь приблизительно 1/50 долю запасов урана на земном шаре, то при использовании быстрых реакторов мы в принципе можем сжечь весь естественный уран в атомных электростанциях.

---

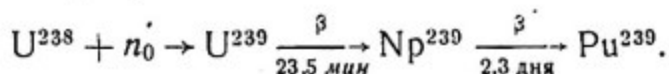
\* В 1949 г. впервые в СССР этот факт отметил А. И. Лейпунский.

## ГЛАВА 2

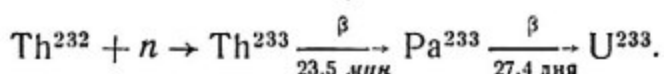
### КОЭФФИЦИЕНТ ВОСПРОИЗВОДСТВА И МАТЕРИАЛЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ И ЭКРАНЕ БЫСТРОГО РЕАКТОРА

Как известно, возможны два основных топливных цикла, ведущих к воспроизводству ядерного горючего:  $\text{Pu}^{239}$  и  $\text{U}^{233}$ .

В первом случае облучению нейтронами подвергается  $\text{U}^{238}$ , а  $\text{Pu}^{239}$  образуется в соответствии с цепочкой  $\beta$ -распада



Во втором случае облучению нейтронами подвергается  $\text{Th}^{232}$ , а  $\text{U}^{233}$  образуется в соответствии с цепочкой  $\beta$ -распада



Первый цикл назовем плутониевым, второй — ториевым. Коэффициент воспроизводства как отношение скорости образующихся в единицу времени ядер нового горючего к скорости сгорающих в единицу времени ядер первичного (загруженного) горючего находят с помощью полного баланса нейтронов во всем объеме реактора. Очевидно, полное число рождающихся нейтронов равно полному числу захватов плюс утечка из реактора. Если число нейтронов деления, образующихся на одно деление в делящемся изотопе, обозначить  $\nu_f$ , полное число делений и захватов без деления в единицу времени во всей системе — соответственно через  $f$  и  $c$ , а утечку нейтронов, т. е. полное число нейтронов, излучаемых из реактора в единицу времени, —  $J$ , то баланс нейтронов для плутониевого цикла будет следующий:

$$(\nu_f f)_9 + (\nu_f f)_5 + (\nu_f f)_8 = (c + f)_9 + (c + f)_5 + \\ + (c + f)_8 + c_{\text{к. м}} + (c)_{\text{оск}} + J.$$

Здесь индексами 9, 5 и 8 обозначены изотопы  $\text{Pu}^{239}$ ,  $\text{U}^{235}$  и  $\text{U}^{238}$  соответственно; индексом к. м — конструкционные материалы и теплоноситель; индексом оск — накопившиеся в процессе работы реактора осколки деления.

Отсюда можно получить КВ для плутониевой загрузки

$$\begin{aligned} \widehat{KB}_9 = & \frac{(c)_8}{(c+f)_9} = (\nu_{эфф} - 1)_9 + (\nu_{эфф} - 1)_5 \frac{(c+f)_5}{(c+f)_9} + \\ & + \frac{(\nu f)_8 - (f)_8}{(c+f)_9} - \frac{(c)_{к.м}}{(c+f)_9} - \frac{(c)_{оск}}{(c+f)_9} - \frac{J}{(c+f)_9} \end{aligned}$$

и загрузки для  $U^{235}$ , коэффициент конверсии или плутониевый коэффициент. Имея в виду применение в экономических расчетах, везде определим КВ по отношению к выгоранию основного делящегося изотопа, составляющего загрузку. Тогда слагаемое  $(\nu_{эфф} - 1)_5 \frac{(c+f)_5}{(c+f)_9}$  в  $KB_9$  соответствует содержанию  $U^{235}$  в естественном или отвальном уране, а слагаемое  $(\nu_{эфф} - 1) \frac{(c+f)_9}{(c+f)_5}$  в  $KB_5$  появляется из-за накопившегося в процессе работы реактора плутония. Тогда формула для  $KB_5$  принимает вид

$$\begin{aligned} \widehat{KB}_5 = & \frac{(c)_8}{(c+f)_5} = (\nu_{эфф} - 1)_5 + (\nu_{эфф} - 1)_9 \frac{(c+f)_9}{(c+f)_5} + \\ & + \frac{(\nu f)_8 - (f)_8}{(c+f)_5} - \frac{(c)_{к.м}}{(c+f)_5} - \frac{(c)_{оск}}{(c+f)_5} - \frac{J}{(c+f)_5}, \\ \nu_{эфф} = & \frac{\nu f}{(c+f)} = \frac{\nu_f}{1+\alpha}, \end{aligned}$$

где  $\nu_{эфф}$  — число нейтронов деления, приходящихся на один захваченный нейтрон.

Неизбежным спутником  $U^{238}$  является  $U^{235}$ . В естественном уране он составляет 0,7% по весу, а в отвальном — его количество уменьшается до 0,2—0,4%. Такое количество  $U^{235}$  дает некоторый вклад в КВ (порядка 0,1), который уменьшается по мере его выгорания. Основной вклад в выражениях для КВ создает величина  $\nu_{эфф} - 1$ , определяющая максимально возможный КВ. На Первой женевской конференции указывалось [2], что отношение числа захватов к де-

$$\alpha = \frac{(c)}{(f)} = \frac{\langle \sigma_c \rangle}{\langle \sigma_f \rangle}$$

лениям на нейтронном спектре быстрых реакторов меньше, чем для тепловых, и возрастает по мере смягчения спектра. В то же время величина  $\nu_f$  несколько возрастает с увеличением энергии нейтронов, вызывающих деление. Отсюда следует, что  $\nu_{эфф}$  в спектрах быстрых реакторов больше  $\nu_{эфф}$  в тепловых системах.

Зинн [2] предложил следующие оценки величин  $\nu_{эфф}$ :

Для тепловых систем

$$\nu_{эфф}^5 = 2,08$$

$$\nu_{эфф}^9 = 2,03$$

Для быстрых систем

$$\nu_{эфф}^5 = 2,23$$

$$\nu_{эфф}^9 = 2,70$$

Следовательно, плутониевый коэффициент воспроизводства  $KВ_9$  в тепловых системах не может быть больше единицы, а в быстрых близок к двум. Плутониевый коэффициент воспроизводства  $KВ_5$  в тепловых реакторах для  $U^{235}$  также не может превзойти единицу\*, а для быстрого реактора достигает величины  $1,2 \div 1,3$ . Вклад в  $KВ$  быстрого реактора за счет делений  $U^{238}$  значительно больше теплового, что заметно сказывается на возрастании  $KВ$  у быстрых реакторов. Таким образом, наиболее выгодными в отношении воспроизводства являются быстрые плутониевые реакторы [1].

$KВ$  ториевого цикла  $U^{233} \rightarrow Th^{232} \rightarrow U^{233}$  несколько возрастает с переходом от тепловых систем к быстрым. Для  $U^{233}$  в тепловых системах  $\nu_{эфф}^3 = 2,28$ , в быстрых — 2,38.

Из вышеприведенного видно, что в некоторых тепловых системах с  $U^{233} KВ = 1 \div 1,2$ , в быстрых системах —  $1,2 \div 1,3$ .

Для оценок влияния на  $KВ$  различных компонентов, входящих в состав активной зоны и экрана по отдельности, разделим  $KВ$  на внутренний —  $KВА$  (коэффициент воспроизводства активной зоны) и внешний —  $KВЭ$  (коэффициент воспроизводства экрана), поэтому

$$KВ = KВА + KВЭ,$$

где  $KВА$  представляет собой скорость воспроизводства вторичного горючего в активной зоне, отнесенную к скорости выжигания первичного, а  $KВЭ$  — скорость воспроизводства вторичного горючего в экране, отнесенную к скорости выжигания первичного горючего в активной зоне.

Выражение для  $KВА$  и  $KВЭ$  легко получим, разбив соотношение баланса нейтронов на две части, одна из которых связана с активной зоной, другая с экраном

$$\begin{aligned} &[(\nu_f f)_9 + (\nu_f f)_5 + (\nu_f f)_8]_{a.z} + [(\nu_f f)_9 + (\nu_f f)_5 + (\nu_f f)_8]_э = \\ &= [(c + f)_9 + (c + f)_5 + (c + f)_8 + (c)_{к.м} + (c)_{оск} + I]_{a.z} + \\ &+ [-I + (c + f)_9 + (c + f)_5 + (c + f)_8 + (c)_{к.м} + (c)_{оск} + I_{пуст}]_э, \end{aligned}$$

где индексы а.з и э обозначают величины, относящиеся соответственно к активной зоне и экрану;  $I_{a.z}$  — утечка нейтронов из активной зоны в экран. Очевидно, должны выполняться два баланса по отдельности:

$$\begin{aligned} (\nu_f f)_9^{a.z} + (\nu_f f)_5^{a.z} + (\nu_f f)_8^{a.z} &= (c f)_9^{a.z} + (c f)_5^{a.z} + \\ &+ (c f)_8^{a.z} + (c)_{к.м}^{a.z} + (c)_{оск}^{a.z} + I_{a.z}; \end{aligned}$$

\* Только в тяжеловодных системах на  $U^{233}$  он достигает величины 1,1.

$$(\nu_f f)_9^3 + (\nu_f f)_5^3 + (\nu_f f)_8^3 + I_{a.з} = (cf)_9^3 + (cf)_5^3 + \\ + (cf)_8^3 + (c)_{к.м}^3 + (c)_{оск}^3 + I_9$$

(здесь опущен знак + в скобках  $(c + f)$ ).

При плутониевой загрузке получаем, например, КВА из формулы для первого баланса

$$КВА_9 = \frac{(c)_8^{a.з}}{(cf)_9^{a.з}} = \nu_{эфф}^{a.з} - 1 + (\nu_{эфф}^{a.з} - 1) \times \\ \times \frac{(cf)_5^{a.з}}{(cf)_9^{a.з}} + \frac{(\nu_f f)_8^{a.з} - (f)_8^{a.з}}{(cf)_9^{a.з}} - \frac{(c)_{к.м}^{a.з}}{(cf)_9^{a.з}} - \frac{(c)_{оск}^{a.з}}{(cf)_9^{a.з}} - \frac{I_{a.з}}{(cf)_9^{a.з}}$$

Для внешнего КВЭ в случае плутониевой загрузки имеем

$$КВЭ_9 = \frac{(c)_8^3}{(cf)_9^{a.з}} = \frac{I_{a.з}}{(cf)_9^{a.з}} + (\nu_{эфф}^3 - 1) \frac{(cf)_9^3}{(cf)_9^{a.з}} + \\ + (\nu_{эфф}^3 - 1) \frac{(cf)_5^3}{(cf)_9^{a.з}} + \frac{(\nu_f f)_8^3 - (f)_8^3}{(cf)_9^{a.з}} - \frac{(c)_{к.м}^3}{(cf)_9^{a.з}} - \frac{(c)_{оск}^3}{(cf)_9^{a.з}} - \frac{I_{пуст}}{(cf)_9^{a.з}}$$

Очевидно,

$$КВА_9 + КВЭ_9 = КВ_9 = \frac{(c)_8^{a.з} + (c)_8^3}{(cf)_9^{a.з}} = \frac{(c)_8}{(cf)_9^{a.з}}$$

Связь с определенным выше  $КВ_9$  определится соотношением

$$\widetilde{КВ}_9 = КВ_9 \cdot \frac{(cf)_9^{a.з}}{(cf)_9} \leq КВ_9$$

Знак равенства имеет место, когда экран еще не облучен и плутоний в нем отсутствует. Аналогичные соотношения получаем и для коэффициентов конверсии  $КВ_5$ ,  $КВА_5$  и  $КВЭ_5$ .

Коэффициент воспроизводства в реакторах с внутренним воспроизводством, как правило, получается наибольшим тогда, когда максимально велика плотность ядер  $U^{238}$  на единицу объема активной зоны. Этим правилом следует руководствоваться при выборе материалов и конструкции активной зоны быстрого реактора.

## § 1. Материалы топливных элементов активной зоны и зоны воспроизводства

Материал для топливных элементов быстрого реактора с воспроизводством должен содержать уран с плутонием, торием или обогащенный уран [26, 27] \*.

\* Свойства ядерного горючего для твэлов описаны в работе [26], сведения о конструкции и расчетах твэлов даны в работе [27].

При проектировании энергетических аппаратов с высокой теплонапряженностью и натриевым охлаждением приходится учитывать некоторые свойства таких сплавов, которые заставляют ограничивать температуру топлива сверху в центре тепловыделяющего стержня. Известно, что топливный элемент из металлического урана чувствителен к повышению температуры в центре элемента выше точки  $\alpha - \beta$ -фазового перехода, что соответствует приблизительно  $650^\circ\text{C}$ . При этом меняется коэффициент объемного расширения в асимметричной решетке урана, что при наличии термических качек приводит к значительным искажениям геометрической формы урановых блоков. Однако легирование урана молибденом от 3 до 10% позволяет в известной степени снять этот эффект. Такое легирование симметризует решетку и стабилизирует ее в условиях облучения в нейтронном поле.

Молибден сравнительно энергично (в два раза интенсивнее, чем железо) захватывает быстрые нейтроны и снижает КВ. Однако его введение в топливный сплав до 10% можно считать допустимым.

Другое важное явление связано с распуханием (так называемый swelling) урановых блоков в реакторе в процессе накопления в них осколков деления. Топливный сплав оказывается особенно склонным к распуханию при температурах  $400-500^\circ\text{C}$  как в случае урановой, так и ториевой основы, причем при повышении температуры распухание резко увеличивается. В работе [3] указывалось, что в этих условиях для чистого уранового топлива с температурой поверхности около  $500^\circ\text{C}$  допускается глубина выгорания только 0,1—0,2 ат.%. Легирование урана молибденом повышает стабильность топлива, и уран с 10% Мо относительно стабилен вплоть до выгорания 1,5 ат.%. По данным работы [4] в быстром реакторе Даунри была достигнута глубина выгорания приблизительно 2,5% в уран-молибденовом сплаве с 10% Мо по весу.

Теплопроводность при легировании металлического урана молибденом несколько растет с  $24-25$  ккал/(м·ч°С) до  $\approx 30$  ккал/(м·ч°С) (при 10% Мо по весу). Однако за последние годы наметились различные пути увеличения глубины выгорания в металлическом уране. Одно из возможных решений этой проблемы связано с работами Блейка [5, 6, 7]. В них показано, что можно разгрузить металлическую урановую основу от внутреннего давления газовых осколков путем создания в ней специальной пористости, куда бы эти осколки могли диффундировать, а прочность твэла, его герметичность можно обеспечить достаточно толстой оболочкой. Например, при пористости 30% и максимальной температуре урана  $700^\circ\text{C}$  получаем глубину выгорания приблизительно

50 кг/т, причем предполагалось, что  $KV_9 \sim 1,8 \div 1,9$  (эксперимент в реакторе Даунри).

Разгрузить оболочку топливного элемента от добавочного давления, образующегося за счет выделения осколков в газовой фазе, можно, например, за счет создания дополнительных объемов внутри топливного элемента или даже проколом оболочки для выхода газа в теплоноситель [8]. Однако работы Блейка до настоящего времени не получили дальнейшего развития.

Наиболее перспективным металлическим горючим для быстрого реактора-размножителя считается сплав  $U-Pu-Zr$ , содержащий примерно 15 вес.% Pu и  $10 \div 15$  вес.% Zr [28]. Сплавы такого типа дают плотность  $12,8-14,4$  г  $(U+Pu)/см^3$  урана и плутония, что обеспечивает достаточно высокую ядерную плотность сырьевого материала. С физической точки зрения предпочитают легирование цирконием, а не молибденом из-за заметно меньшего сечения захвата у Zr по сравнению с Mo (раза в два, три). Температура плавления таких сплавов ( $1150-1180^\circ C$ ) превышает температуру плавления нелегированного урана ( $1130^\circ C$ ), а теплопроводность колеблется в пределах  $19 \div 27$  ккал/(м·ч·°C). Их совместимость с нержавеющей сталью лучше, чем у урана. В конструкции твэла с горючим из сплава  $U-Pu-Zr$  предусматривается зазор, заполненный натрием, для компенсации распухания горючего и газосборник для тех осколков в газовой фазе, которые сумеют выделиться из горючего при данной глубине выгорания. При испытаниях в активной зоне реактора EBR-II была достигнута глубина выгорания  $4,3 \div 4,6$  ат.%, причем линейное удлинение образца составляло 1,9%, а из горючего в газовую полость выделилось 40% осколочных газов. Эти цифры положены в основу для прикидочного расчета конструкции твэла. Вообще радиационные испытания прототипов твэлов позволили достичь выгораний до 12,5 ат.% без искажения формы оболочки и существенного проникновения горючего в нее.

Неплохие результаты показало и испытание сплава  $15\%U + 10\%Pu + Ti$  в оболочке из  $V + 20\%Ti$  с выгоранием до 10 ат.% при максимальной температуре оболочки  $630^\circ C$ .

Другое возможное решение проблемы повышения глубины выгорания в металлическом уране связано с его использованием в виде так называемой металлокерамики [диспергированная взвесь какой-либо керамики плутония (двуокись или монокарбид) в металлической урановой основе].

Считается, что газовые осколки выделяются в некоторую пористость в окрестности зерен керамики, а сама урановая матрица свободна от основной массы осколков и порождаемого ими распухания. Однако жесткий спектр нейтронного поля быстрых реакторов приводит к тому, что до 20% обще-

го числа делений происходят в металлическом уране и для повышения глубины выгорания необходимо бороться с распуханием урановой матрицы.

Легирование урана молибденом до 10÷15 вес.% позволяет добиться общей глубины выжигания в металлокерамике до 40÷50 кг осколков/т металлокерамики, однако эта цифра неточная из-за отсутствия надежных экспериментов. Ориентировочная допустимая температура в центре блочка 650°C. Такая сравнительно низкая температура центра блочка ограничивает возможность получения большой объемной доли  $U^{238}$  в активной зоне и тем самым неблагоприятно отражается на величине КВ. Отметим так же, что легирование молибденом до 10÷15% приводит к снижению КВ на 0,1—0,2. Все вышесказанное ограничивает применение металлокерамики до тех пор, пока не появятся надежные экспериментальные данные.

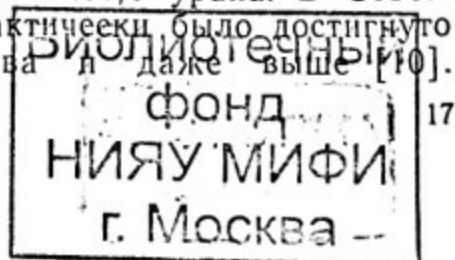
Повышения глубины выгорания в металлическом топливе добиваются с помощью легирующей добавки, например сплава фиссиума (Zr, Nb, Mo, To, Ru и малое количество Rh и Pd) [8, 26].

Рассмотрим некоторые керамические виды топлива. Одной из многообещающих керамик является двуокись урана и плутония.

Если размеры реактора не очень велики, то нейтроны не успевают замедлиться в активной зоне на кислороде топлива, существенного смягчения спектра нейтронов не происходит, а КВ<sub>9</sub> достигает 1,5÷1,6. С ростом мощности реактора в соответствии с теплофизическими расчетами обычно увеличиваются объемная доля теплоносителя и размеры реактора, что приводит к некоторому смягчению спектра и к уменьшению объемной доли урана, если не принимаются специальных мер по выравниванию тепловыделения в реакторе.

В результате при возрастании мощности с 500 до 2000 Мвт с одной и той же средней теплонапряженностью 0,5 Мвт/л наблюдается падение КВ с 1,5÷1,6 до 1,1÷1,2. Коэффициент конверсии обычно близок к единице и также падает с ростом мощности реактора.

Весьма значительное накопление осколков деления без ущерба для целостности оболочки топливного элемента допускает двуокись урана, а также урана и плутония, что чрезвычайно важно для экономики топливного цикла. Как упомянуто выше, если в уране, легированном молибденом, возможно до 25 кг осколков/т урана, то в двуокиси [9, 28] допустимое количество осколков деления на тонну может быть повышено до 100÷150 кг осколков/т урана. В Советском Союзе на реакторе БР-5 практически было достигнуто выгорание 50 кг осколков/т топлива и даже выше [10].



Двуокись обладает значительно меньшей теплопроводностью, чем металлический уран (по порядку величины для двуокиси урана  $\lambda = 2 \div 3$  ккал/(м·ч·град)), а для двуокиси плутония  $\lambda = 1 \div 2$  ккал/(м·ч·град) и наблюдается тенденция к росту теплопроводности с увеличением температуры в диапазоне выше  $1000^\circ\text{C}$  [29].

В то же время температура плавления двуокиси  $\approx 2800^\circ\text{C}$ . Это дает возможность получения достаточно высоких тепловых потоков на двуокисном топливном элементе соответственно теплонапряженности в активной зоне

$$Q \approx 0,5 \div 1 \text{ Мвт/л.}$$

Удельный вес плотной двуокиси урана обычно принимается  $\gamma \approx 10 \text{ г/см}^3$ . Существенно также и то, что технология химической обработки топлива окиси значительно проще и дешевле технологии химической обработки металлического урана в особенности, если уран легирован молибденом. Поэтому применение двуокиси урана перспективно не только в активной зоне, но и в зоне воспроизводства. Смягчение спектра нейтронов за счет замедления на кислороде в экране незначительно уменьшает КВ и в конечном счете можно ожидать экономической выгоды.

В настоящее время двуокисное топливо является наиболее изученным и разработанным. Именно его предполагается использовать в реакторах на быстрых нейтронах БН-350, БОР, PFR, PHENIX, SEFOR и др.

При проектировании твэла с двуокисным горючим следует учитывать эффекты, порождаемые выгоранием горючего, а именно, распухание горючего в процессе выгорания и выделение осколочных газов. Распухание компенсируется соответствующим зазором между оболочкой и горючим, который обычно заполняется натрием.

Иногда используется инертный газ с высокой теплопроводностью (например, в реакторе БР-5 зазор был заполнен гелием). Рост давления в связи с выделением осколочных газов компенсируется достаточно прочной оболочкой или газосборником, если не предусматривается прокол оболочки со сбросом газов в теплоноситель.

Данные по распуханию недостаточно определены. По-видимому, принимаем  $0,4\% \frac{\Delta V}{V}$  на каждые  $10^{20}$  делений/см<sup>3</sup> при содержании  $20 \div 25$  вес. %  $\text{PuO}_2$  в  $\text{PuO}_2 + \text{UO}_2$  [28].

При выгорании  $4\%$  и выше выделяется  $80 \div 90\%$  всего образовавшегося газа [28]. Рост газовыделения с увеличением глубины выгорания до почти полного выделения газа из осколков рассматривается как положительное явление, поскольку при этом уменьшается распухание горючего\*.

\* В качестве оболочки твэла с топливом в виде двуокиси обычно используется нержавеющей сталь.

Другой керамикой, обладающей большими возможностями при использовании ее в быстрых реакторах, является топливо в форме монокарбида урана и плутония. По ряду показателей монокарбид занимает промежуточное положение между металлическим топливом  $U-Pu$  и двуокисью  $UO_2-PuO_2$ .

Так, например, теплопроводность монокарбида урана составляет  $18 \text{ ккал}/(\text{м} \cdot \text{ч} \cdot \text{град})$ , т. е. приблизительно в 1,5 раза ниже металлического урана и приблизительно в 6 раз выше двуокиси. Плотность монокарбида урана  $\gamma \approx 12,6 \text{ г}/\text{см}^3$ , что опять в 1,5 раза ниже металлического урана и приблизительно в 1,2 раза выше двуокиси. В результате ядерная плотность  $U^{238}$  в случае монокарбида приблизительно на 30% выше двуокиси. Температура плавления монокарбида близка к температуре плавления двуокиси, что в соединении с высокой теплопроводностью монокарбида приводит к заметно большим диаметрам тепловыделяющих элементов. В главе 6 дана схема температурного расчета твэла, из которой можно установить причину этой зависимости. Так, например, если для двуокиси диаметр твэла обычно составляет  $5-6 \text{ мм}$ , то для монокарбида он может оказаться  $8-12 \text{ мм}$ . При этом уменьшается относительная объемная доля оболочки и растет объемная доля топлива. В соединении с более высокой ядерной плотностью урана в монокарбиде это приводит к более высокой ядерной плотности  $U^{238}$  на единицу объема активной зоны.

В результате КВ монокарбида выше КВ двуокиси урана. Этому в некоторой степени способствует и меньший эффект замедления нейтронов на углероде монокарбида, чем на кислороде двуокиси (главным образом за счет разницы в два раза ядерных плотностей углерода и кислорода).

Коэффициент воспроизводства в реакторах с топливом в виде монокарбида занимает промежуточное положение между КВ в реакторах с топливом в виде двуокиси и металлического урана. Монокарбид обнаруживает большую склонность к взаимодействию с различными элементами, чем двуокись, что следует учитывать при проектировании топливного элемента. Если учесть трудности, связанные с промышленным изготовлением стехиометрического монокарбида  $(U, Pu)C$ , то предпочитают производство застехиометрического монокарбида  $(U, Pu)C_{1+x}$ , который является смесью  $(U, Pu)C$  и высших карбидов  $(U, Pu)_2C_3$  и т. п. При рабочих температурах быстрых энергетических реакторов как стехиометрическое, так и застехиометрическое карбидное горючее взаимодействует со многими материалами оболочки. Чтобы преодолеть эту трудность, во-первых, стремятся найти такие легирующие добавки к застехиометрическому карбидному горючему, которые создают в нем более стойкие кар-

биды. Во-вторых, пытаются найти сплавы, которые обладали бы хорошей совместимостью как со стехиометрическим, так и с застехиометрическим карбидным горючим (например, сплав V — 15%, Cr — 5%, Ti). Трудности могут усугубляться при использовании натрия в зазоре между горючим и оболочкой, ускоряющим перенос углерода почти ко всем сплавам, используемым в качестве материала оболочки. Поэтому вопрос о выборе материала оболочки для карбидного горючего в настоящее время не полностью решен и требует дальнейших проработок.

По имеющимся еще далеко не полным данным, можно ожидать такой же допустимой глубины выгорания монокарбида, как и у двуокиси. Согласно данным работы [8] в монокарбиде достигнута глубина выгорания 113 кг осколков/т топлива.

Все, о чем упоминалось выше в отношении глубины выгорания в керамиках, основано на двух предположениях: механические нагрузки несет только оболочка топливного элемента и она рассчитывается так, чтобы выдержать давление, развивающееся от осколочных газов. С этой целью в топливном элементе предусматривают такой резервный объем, чтобы напряжение в оболочке от давления газа при рабочей температуре было в допустимых пределах.

В настоящее время изучается возможность сброса газовых осколков в теплоноситель через специальные отверстия (проколы) в оболочке топливного элемента, о чем уже упоминалось выше. В этом случае необходимость в газовой полости отпадает, а оболочка проектируется с таким зазором по отношению к топливному материалу, чтобы скомпенсировать его распухание в процессе выгорания. При такой конструкции топливного элемента глубина выгорания в большей степени определяется возможностью компенсации реактивности. При проектировании в этом случае следует учитывать повышенную долгоживущую активность теплоносителя, загрязненного осколками деления.

## § 2. Теплоноситель

Как уже указывалось выше, наиболее перспективный теплоноситель для быстрого реактора — Na и сплав Na — K. Натрий имеет высокую теплопроводность:  $\lambda_{\text{Na}} \approx 60 \text{ ккал}/(\text{м} \cdot \text{ч} \cdot \text{град})$ , т. е. в 4 раза больше, чем, например, у нержавеющей стали — и высокую объемную теплоемкость (приблизительно  $300 \text{ ккал}/(\text{м}^3 \cdot ^\circ\text{C})$ , т. е. лишь в 3 раза меньше, чем у воды).

Удельный вес Na почти такой же, как и у воды, причем как Na, так и K являются наиболее легкоплавкими среди щелочных металлов — их температура плавления около  $100^\circ\text{C}$ . Температура плавления эвтектики 22% Na + 78% K

равна— $12^{\circ}\text{C}$ . Теплопроводность этой эвтектики равна  $25 \text{ ккал}/(\text{м} \cdot \text{ч} \cdot ^{\circ}\text{C})$ , а теплоемкость  $\approx 230 \text{ ккал}/(\text{м}^3 \cdot ^{\circ}\text{C})$ , так что по своим теплофизическим свойствам она уступает натрию.

Натрий — тяжелый замедлитель. Атомный вес  $\text{Na}^{23}$  почти в два раза больше углерода. Поэтому Na может быть допущен в быстрый реактор в сравнительно больших количествах. При объемной доли Na в активной зоне до 50%, замедление на нем еще невелико и несильно сказывается на КВ. Как Na, так и K очень слабо захватывают быстрые нейтроны.

Эффекты неупругого замедления на них также невелики. Эти элементы в обычных условиях мало снижают КВ. Однако у аппаратов тепловой мощности  $10^3 \text{ Мвт}$  и более и при достаточно интенсивных теплосъемах объемная доля теплоносителя в активной зоне возрастает до  $\sim 0,7$ , если не принимаются меры по выравниванию тепловыделения и замедление на Na становится настолько значительным, что КВ снижается до величины  $\sim 1,4$  на металлическом уране.

В этих условиях выгодна эвтектика 22% Na + 78% K. Ее худшие теплофизические свойства могут быть скомпенсированы улучшением физики аппарата. Так, например,  $\text{КВ}_9=1,4$  для реактора с натриевым теплоносителем поднимается до 1,8 после замены Na на эвтектику Na—K, так как K, обладающий атомным весом 39, менее интенсивно замедляет нейтроны, отчего спектр становится более жестким и  $\gamma_{\text{эфф}}$  возрастает\*.

При проектировании весьма большое значение имеет принятая максимальная скорость теплоносителя. В основном она обуславливается эрозийной стойкостью конструктивных элементов в теплоносителе. Натрий или эвтектика Na—K в этом отношении подобны воде, так как определяющей величиной здесь является удельный вес.

В опубликованных к настоящему времени проектах не рекомендуется принимать максимальную скорость натрия выше величины  $10 \text{ м/сек}$ . Это ограничение определяется многими факторами, например такими, как гидравлическое сопротивление реактора и прочность конструкции коллекторов и пакетов. Однако коррозия конструктивных элементов в Na в очень сильной степени зависит от количества кислорода, растворенного в нем.

В соответствии с имеющимися в литературе данными нельзя допустить более 0,005% окислов в Na по весу, что заставляет принимать специальные меры по фильтрации окислов путем создания ловушек, фильтров и т. п., специ-

---

\* Предложение об использовании эвтектики Na—K вместо Na для повышения КВ большого энергетического быстрого реактора выдвинул в 1958 г. О. Д. Казачковский.

ально заготавливать и очищать Na перед заполнением системы и пр. В контакте с ним может находиться только спектрально чистый инертный газ (менее  $10^{-4}$  кислорода по весу). Натрий-23 сильно активизируется в нейтронном поле, причем испускает жесткие  $\gamma$ -кванты с энергией 2,76 Мэв, а период полураспада активного натрия 14,8 ч, поэтому необходима специальная защита трактов с активным натриевым теплоносителем.

Учитывается и другой способ активации Na. В спектре нейтронов деления Na обладает заметным сечением для реакции  $\text{Na}^{23}(n, 2n)$ , за которой следует позитронный распад с периодом полураспада 2,6 лет, сопровождающийся излучением  $\gamma$ -квантов с энергией 0,5 Мэв. Порог реакции  $(n, 2n)$  равен 12 Мэв. Нейтронов с такой энергией в спектре деления чрезвычайно мало (по экстраполяционным оценкам доля нейтронов деления с энергией  $\geq 12$  Мэв от общего их числа в интервале  $1,4 \text{ Мэв} \div \infty$  составляет  $7 \cdot 10^{-4}$ ), и само сечение реакции также невелико ( $\sim 10^{-3}$  барн).

Тем не менее этот вид активности Na необходимо принимать во внимание при проектировании резервуаров для слива, так как это и есть долгоживущая активность, остающаяся при высвечивании в течение нескольких дней основной активности Na, если не считать долгоживущих осколков деления, попадающих из топливного элемента в Na при нарушении целостности его оболочки, и дающая значительную дозу излучения на поверхности больших емкостей, заполненных Na.

Натрий как теплоноситель требует специальных мер по подогреву трактов ввиду его сравнительно высокой температуры плавления ( $97^\circ \text{C}$ ).

Среди других жидких металлов ранее рассматривались тяжелые теплоносители (эвтектика Pb—Bi, ртуть). Однако они являются значительно более коррозионно активными по отношению к конструкционным материалам, обеспечивают гораздо меньшие (в 5—10 раз) коэффициенты теплоотдачи и требуют больших затрат энергии на прокачку, чем натрий [38]. Более успешно может конкурировать с последним литий. Существенным его преимуществом перед натрием является высокая величина теплоемкости, которая позволяет при прочих равных условиях уменьшить объемную долю теплоносителя в активной зоне или сократить затраты энергии на прокачку. Однако литий более эффективно замедляет нейтроны и, следовательно, снижает КВ, и абсолютная величина затрат на прокачку в том и в другом случаях незначительна и не влияет на к.п.д. АЭС. Поэтому указанные преимущества лития не имеют решающего значения. В то же время этот теплоноситель дороже особенно в связи с необходимостью его очистки от изотопа  $\text{Li}^6$ , являющегося сильным поглотителем нейтронов [38].

В некоторых проектах для расхолаживания быстрого реактора (высокотемпературного) используются газы ( $\text{CO}_2$ , He, диссоциирующий газ [41]). Более подробная информация дается в обзоре [40], где приводятся обнадеживающие экономические характеристики высокотемпературных реакторов, заключенных вместе с первым контуром в корпус из напряженного бетона.

Рассматривается и расхолаживание быстрого реактора паром, что, однако, приводит к уменьшению КВ и к трудностям, связанным с аварийным расхолаживанием и теплоотъемом в процессе перегрузок топлива.

Возникают проблемы, связанные с выбором материала для оболочек твэлов и с плохой совместимостью топлива и пара [38].

Быстрые реакторы с газовым и паровым охлаждением пока не выходят из стадии проектных проработок.

Для строящихся и существующих быстрых реакторов используют только натрий.

### § 3. Конструкционные материалы

Самым ответственным конструкционным материалом активной зоны является оболочка топливного элемента. Оболочка, с одной стороны, играет роль противоосколочного покрытия и препятствует размыванию топливного сплава и диффузии из него осколков в теплоноситель. С другой стороны, оболочка разгружает топливный сплав от механических напряжений. Вся работа реактора в первую очередь зависит от стойкости топливного элемента, т. е. его оболочки. Во-первых, стойкость оболочки определяется ее диффузионным взаимодействием с топливным сплавом в условиях рабочих температур, номинальным тепловыделением в сплаве и выходом осколков деления. Во-вторых, оболочка должна быть стойкой в отношении эрозийного и коррозионного взаимодействия с обтекающим ее теплоносителем.

В опубликованных проектах быстрых реакторов имеются указания относительно материалов, использующихся для оболочек топливных элементов активной зоны, однако сведения об их стойкости в контакте с металлическим (нелегированным) ураном еще весьма недостаточны. По-видимому, наиболее стойким является вольфрам. За ним следуют в порядке убывания стойкости ниобий, цирконий, нержавеющая сталь.

С особой осторожностью необходимо относиться к нержавеющей стали, так как железо образует с ураном эвтектику, которая плавится при  $600\div 620^\circ\text{C}$ , что вызывает быстрое прогорание оболочки при этой температуре. Интересно отметить, что в некоторых примесях нержавеющей стали в

нейтронном поле быстрых реакторов возможны  $(n, p)$ - и  $(n, d)$ -реакции с образованием газа, что приводит к высокотемпературному охрупчиванию конструкционных материалов [30]; это следует учитывать при проектировании. Нельзя допускать, чтобы температура в ближайшем к металлическому урану слое нержавеющей стали превышала  $500^{\circ}\text{C}$ .

В отношении прочих указанных выше элементов этот предел повышается до  $650\div 700^{\circ}\text{C}$ . Что касается взаимодействия с натрием, то необходимо отметить, что такие элементы, как ниобий, цирконий, чрезвычайно чувствительны к загрязнению натрия кислородом. Так, например, ниобий, по видимому, допускает лишь несколько десятитысячных весовых процентов кислорода в натрии. При превышении этой величины резко увеличивается коррозия ниобия. В то же время длительное испытание контуров из нержавеющей стали (в течение трех лет при температуре  $540^{\circ}\text{C}$  и загрязнении натрия кислородом 0,005 вес. % по данным Второй Женевской конференции 1958 г.) не привело к коррозионным разрушениям. Таким образом, с этой точки зрения нержавеющая сталь удобна для эксплуатации.

В отношении стойкости оболочек в контакте с окисями урана и плутония дело значительно упрощается, так как керамика химически инертна к самым различным материалам. Хуже обстоит дело с монокарбидным топливом вследствие чувствительности нержавеющей стали к взаимодействию со свободным углеродом, что ведет, как было упомянуто выше, к охрупчиванию стальных оболочек.

Таким образом, нестехиометричность состава монокарбида, появление свободного углерода в результате выгорания (при наличии натриевого подслоя) приводят к вредным последствиям для топливного элемента. В работах [12, 24] рекомендуется использовать специальные марки нержавеющей стали.

## ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО БЫСТРОГО РЕАКТОРА\*

Конструкция активной зоны и экрана реакторов осуществляется в виде набора пакетов, состоящих из цилиндрических топливных элементов [13, 14]. Пакетная конструкция позволяет удобно осуществлять частичную перегрузку активной зоны по мере выгорания топливных элементов. Каждый пакет разделяют по высоте на три зоны. Центральная зона заполнена пучком топливных элементов активной зоны, которые имеют температурную компенсацию, позволяющую им удлиняться при разогреве независимо от стенок пакета. Цилиндрические топливные элементы снабжают дистанционирующими устройствами, мешающими им соприкоснуться. Оболочка топливного элемента играет роль противоосколочного покрытия и разгружает от механических напряжений стержень из топливного сплава. Крепление топливных элементов осуществляется с помощью концевиков, герметически приваренных к оболочке. Верхняя и нижняя зона пакетов заполняется топливными элементами зоны воспроизводства таким образом, чтобы проходное сечение для теплоносителя было по возможности одинаковым во всех зонах пакета.

На входе теплоносителя из напорного коллектора в пакет устанавливаются обычно дроссельные шайбы или диафрагмы. Гидравлическое сопротивление дроссельных устройств подбирается так, чтобы расход теплоносителя через пакет был пропорционален тепловыделению в нем. Таким способом добиваются более или менее одинакового подогрева теплоносителя во всех пакетах, причем его скорость в центральном пакете будет максимальной. При наличии температурных ограничений в материале топливных элементов приблизительно одинаковый средний подогрев во всех пакетах приводит к более высокой температуре смешения теплоносителя на выходе из активной зоны по сравнению с температурой смешения в конструкции, где дросселирование расходов отсутствует, а подогрев теплоносителя в центральном пакете тот же, что и в случае дросселирования. Таким образом, при

---

\* Рекомендуется проект БН-350 [22].

наличии по пакетного дросселирования расходов удается получить более высокую температуру теплоносителя на выходе из активной зоны, и, следовательно, более высокий к.п.д. установки. Длина частей пакетов, заполненных элементами зоны воспроизводства, и толщина боковой ее зоны обычно равны 40—60 см. Ее элементы, выполненные из естественного или отвального урана, делаются обычно в форме цилиндрических стержней диаметром 10—20 мм, снабженных покрытием из нержавеющей стали толщиной 0,3—0,5 мм. По сравнению с топливными элементами активной зоны большая толщина элементов зоны воспроизводства объясняется значительно меньшим тепловыделением в последних. Пакеты боковой зоны воспроизводства делаются обычно такими же, как пакеты активной зоны. Из них набирается кольцевой цилиндр толщиной 50—60 см, примыкающий вплотную к боковой поверхности активной зоны, и осуществляется по пакетное дросселирование расхода теплоносителя для использования мощности, вырабатываемой в боковом экране, которая составляет 10—30% мощности активной зоны. Во внешнем ряду пакетов экрана организуют хранилище для высвечивания их с отработанными топливными элементами. Разгрузка активной зоны происходит различными способами. Предположим, что пакеты активной зоны выгружаются по определенному графику, например один или два раза в месяц, небольшими порциями по мере достижения в топливных элементах пакета максимальной глубины выгорания. Полное число пакетов разбивается на отдельные группы, которые выгружаются одновременно, и так, что количество одновременно выгружаемых пакетов одинаково. При таком способе разгрузки обеспечивается равномерное поступление топлива на перерабатывающий завод, где происходит выделение вторичного горючего, изготовление новых топливных элементов зоны воспроизводства и активной зоны с компенсацией выгоревшего основного делящегося изотопа. После выполнения на перерабатывающем заводе всех этих операций пакеты с новыми топливными элементами равномерными порциями начинают возвращаться с завода в аппарат.

Очевидно, необходим достаточный запас рабочих пакетов для обеспечения бесперебойной работы аппарата до того момента, когда переработанные топливные элементы с компенсированным выгоранием начнут поступать в аппарат с перерабатывающего завода. При указанном выше способе разгрузки аппарата образуется некоторый среднеперемешанный состав активной зоны со средней по времени облучения глубиной выгорания, приблизительно равной половине допустимой, а компенсация реактивности в аппарате требуется такая, какая необходима для компенсации изменения реактивности в промежутке между двумя выгрузками. Экран раз-

гружается различными способами. Примем так называемую модель подвижного экрана, когда выгрузка происходит через первый ряд, примыкающий к активной зоне, с одновременной перестановкой всех остальных пакетов экрана от периферии к центру и с догрузкой свежих пакетов в периферийный ряд. Такой способ разгрузки экрана представляет некоторую выгоду с точки зрения уменьшения времени пребывания пакетов экрана в аппарате.

Активную зону и зону воспроизводства заключают обычно в общий резервуар, заполненный натрием, свободная поверхность которого граничит с объемом, заполненным спектрально чистым инертным газом (обычно аргон). Толщина натрия над верхним торцом зоны воспроизводства довольно велика. Обычно она несколько больше полной длины пакета аппарата, для того чтобы пакет в процессе перегрузок не выходил из пределов объема теплоносителя, что облегчает съем остаточного тепловыделения в топливных элементах пакета в процессе разгрузочных операций. Верхний слой натрия ослабляет поток радиации на верхнюю торцевую защиту реактора, что позволяет сделать ее более легкой, кроме того, увеличивается общая теплоемкость системы, что полезно с точки зрения безопасности в условиях аварийного режима. Направление потока теплоносителя через аппарат выбирается обычно снизу вверх, что представляет некоторые преимущества. В этом случае можно использовать естественную циркуляцию теплоносителя для расхолаживания активной зоны при аварийной остановке циркуляционных насосов и последующем срабатывании аварийной защиты без обращения направления движения теплоносителя, что весьма важно с точки зрения безопасности установки. Кроме того, при таком направлении потока теплоносителя образуется значительно меньшее давление в объеме инертного газа, чем при направлении потока сверху вниз, что также очень важно, так как верхняя торцевая защита, ограничивающая объем инертного газа сверху, обычно оформляется в виде подвижных пробок, на которых монтируются разгрузочные механизмы. При меньшем давлении инертного газа упрощается конструкция уплотнения в зазорах пробок, препятствующих утечке инертного газа. Однако не следует забывать, что натрий в резервуаре является радиоактивным за счет его активации в реакторе. Он излучает  $\gamma$ -кванты с энергией приблизительно  $3 \text{ Мэв}$ , что необходимо учитывать при расчете защиты.

Расхолаживание активной зоны и зоны воспроизводства осуществляется обычно параллельным потоком натрия от общей системы насосов первичного контура теплоносителя. Первичный контур теплоносителя состоит из насосов, реактора и реакторного резервуара, теплообменников. Насосы

располагаются на выходе из теплообменника, т. е. на холодной части контура. Между пароводяным контуром, включающим в себя теплообменник, пароперегреватель, турбину и конденсатор, расположен промежуточный (обычно натриевый) контур, назначение которого воспрепятствовать в случае аварии попаданию воды из пароводяного контура высокого давления в первичный контур низкого давления, что может повлечь за собой опасный скачок реактивности в активной зоне.

Все теплообменники стремятся расположить таким образом, чтобы обеспечить естественную циркуляцию для отвода остаточного тепловыделения активной зоны в аварийном режиме (после срабатывания аварийной защиты) при неработающих насосах. Тем самым обеспечивается безопасность реактора в случае аварийной остановки насоса. Органы управления реактора можно разделить по их назначению на три типа.

1. Аварийная защита обычно имеет несколько борных стержней (например, из карбида бора  $B_4C$ ) цилиндрической формы в защитной оболочке. При работе реактора стержни аварийной защиты находятся во взведенном состоянии вне активной зоны реактора и поэтому не требуют интенсивного расхолаживания и слабо выгорают.

2. Компенсаторы. Этот тип регуляторов служит для компенсации значительных изменений реактивности, вызываемых выгоранием топлива в реакторе в период времени между перегрузками и представляет собой иногда рабочие пакеты, которые по мере надобности вдвигаются в активную зону. Недостатком такого способа регулирования является то, что компенсирующие пакеты сами постепенно выгорают (причем неравномерно по длине). Компенсаторы, выполненные из поглощающего нейтроны вещества, например бора, частично находятся в активной зоне, поглощающей нейтроны, и несколько понижают КВ реактора.

3. Органы автоматического регулирования служат для компенсации небольших изменений реактивности и для регулирования мощности реактора. В них используется обычно либо бор, поглощающий нейтроны, либо никель, хорошо рассеивающий их. Никелевые стержни, помещенные на краю активной зоны, уменьшают утечку нейтронов и сами поднимают реактивность аппарата, когда их вводят в активную зону. При введении борных стержней, наоборот, реактивность падает.

При разработке быстрых и других типов реакторов очень важна их безопасность. Одно из ее условий состоит в том, чтобы с повышением температуры реактивность установки падала, т. е. она должна иметь отрицательный температурный и мощностной коэффициент реактивности. Как указы-

вается в ряде работ советских и иностранных ученых, наиболее важное значение имеют быстрые компоненты мощностного коэффициента реактивности, среди которых благодаря наличию мягких нейтронов в спектре основной вклад дает эффект Допплера (отрицательный и порядка  $10^{-5}$ ). Интересным является вопрос о натриевом коэффициенте реактивности. Имеется в виду ее изменение в связи с появлением натриевых пустот в активной зоне, например за счет вскипания натрия.

Представим себе аварийную ситуацию, связанную с остановкой насосов и одновременным отказом при срабатывании аварийной защиты. Неизбежное в этом случае вскипание натрия в активной зоне приводит к падению его плотности и к появлению паровых пустот.

Следует заметить, что вклад от температурного расширения натрия в коэффициент реактивности практически ничтожен и составляет приблизительно  $10^{-7} \frac{1}{^\circ\text{C}}$ . Влияние потери натрия на реактивность определяется уменьшением захвата нейтронов в самом натрии (эффект положительный, но малый), увеличением утечки нейтронов из активной зоны (эффект отрицательный, по величине зависит от размеров реактора) и жесткости спектра (эффект обычно положительный, для больших реакторов зависит от энергетического распределения ценности нейтронов).

В реакторе «Энрико Ферми» в пусковой период при нулевой мощности проводились экспериментальные исследования натриевого коэффициента. Для этого в активную зону с натрием на различные места загружались стандартные тепловыделяющие сборки, в которых, однако, отверстия для входа и выхода натрия были герметически закрыты. Оказалось, что натриевый коэффициент даже для сборки, расположенной в центре этого реактора, — отрицательный. Многочисленные расчетные и экспериментальные исследования указывают на возможности обеспечения контролируемых условий при неполадках, даже в случае отказа системы регулирования и защиты.

## ГЛАВА 4

### РЕЖИМЫ РАБОТЫ БЫСТРЫХ АППАРАТОВ \*

Топливный цикл воспроизводства ядерного горючего включает в себя процесс выработки вторичного горючего в аппарате, выделение на химическом заводе из облученного материала осколков деления и вторичного ядерного горючего с соответствующей компенсацией выгоревшего основного делящегося изотопа и изготовление из восстановленного топлива новых топливных элементов активной зоны и зоны воспроизводства. Топливный цикл воспроизводства ядерного горючего осуществляется в различных режимах работы аппарата. Мы отметим здесь следующие возможные режимы работы.

1. Режим переработчика. Критическая масса активной зоны представляет собой  $U^{235}$ , а компенсация выгорания и соответствующей потери реактивности производится  $U^{235}$  требуемой степени обогащения. Таким образом, режим переработчика быстрого реактора представляет собой переработку  $U^{235}$  в большее количество  $Pu^{239}$ , который выделяется из топлива активной зоны и материала зоны воспроизводства на химическом заводе. В дальнейшем, учитывая проблемы экономики воспроизводства ядерного горючего, условно назовем такой плутоний товарным плутонием.

2. Режим бридера. Для поддержания реактивности используется плутоний, образовавшийся в активной зоне, и если его недостаточно, то частично используется и плутоний, выделенный из зоны воспроизводства.

Первоначальная загрузка осуществляется  $U^{235}$  или  $Pu$ . При урановой загрузке  $U^{235}$  в процессе работы выжигается и постепенно замещается  $Pu$ . В бридерном режиме переработка активной зоны производится лишь с целью восстановления стойкости топливных элементов путем выделения осколков деления. Химическое отделение  $Pu$  от топлива активной зоны не производится, и это должно отразиться на экономике топливного цикла. Для компенсации выгорания добавляется необходимое количество выгоревшего горючего

---

\* Здесь, как и в дальнейшем, будем рассматривать исключительно плутониевый цикл воспроизводства.

и  $U^{238}$ . Товарный  $Pu$  — это тот, который химически отделяется от материала зоны воспроизводства.

3. Смешанный режим бридера-переработчика. Часть потерянной реактивности компенсируется накапливающимся в активной зоне  $Pu$ , а оставшаяся часть —  $U^{235}$  требуемой степени обогащения. С течением времени топливо активной зоны приобретает некоторую равновесную концентрацию  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$  в  $U^{238}$  активной зоны, причем на перерабатывающем заводе выделяются только осколки и добавляются  $U^{235}$  и  $U^{238}$  в нужной пропорции. Так же, как и в режиме бридера, не требуется химическое выделение  $Pu$  из материала активной зоны\*.

Для производства в смешанном режиме 1 кг  $Pu$   $U^{235}$  требуется меньше, чем в реакторе-переработчике, так как часть этого урана замещается вторичным  $Pu$ , выработанным в активной зоне.

Целесообразность применения того или иного режима работы зависит от конкретной обстановки, в которой развивается ядерная энергетика на быстрых реакторах.

Переход к расширенному воспроизводству в бридерном режиме связан с необходимостью использования больших масс  $Pu$ . В начальном этапе развития ядерной энергетики может оказаться более экономичным производить  $Pu$  сначала в тепловых аппаратах с тем, чтобы впоследствии использовать накопленный  $Pu$  для расширенного воспроизводства в бридерном режиме быстрого реактора. В других условиях более выгодно использование обогащенного урана для расширенного воспроизводства в быстрых реакторах в режиме переработчика с последующим выходом на бридерный режим.

Следует подчеркнуть, что производство  $Pu$  в реакторе является только первым звеном топливного цикла и не может рассматриваться в отрыве от перерабатывающего завода. Темп переработки и регенерации топливных элементов, а также затраты, связанные с этим, в очень сильной степени сказываются на экономике топливного цикла.

---

\* В работах Л. Н. Усачева указано на экономическую целесообразность использования смешанных режимов работы в системе ядерной энергетики быстрых реакторов.

## ГЛАВА 5

### РАСЧЕТ ПЕРИОДА УДВОЕНИЯ В СИСТЕМЕ ОДНОВРЕМЕННО РАБОТАЮЩИХ БРИДЕРОВ

Быстрые реакторы-размножители, обладающие коэффициентом воспроизводства  $KB > 1$ , вырабатывают ядерное горючее в большем количестве, чем потребляют. Допустим, что все вторичное горючее, вырабатываемое к моменту времени  $t$  во всех одновременно работающих реакторах, полностью используется для строительства новых реакторов. Такая постановка задачи позволяет дать ответ на вопрос о кратчайшем времени, необходимом, для того чтобы совокупная мощность всех реакторов поднялась от нуля до заданного уровня. Процесс развития во времени числа одновременно работающих бридеров происходит, очевидно, так, что спустя определенный промежуток времени  $T$  это число удваивается, а сам процесс всегда выражается формулой

$$N(t) = e^{\omega t}, \quad (5.1)$$

где  $N(t)$  — число реакторов в момент времени  $t$ ;  $\frac{1}{\omega}$  — время, в течение которого количество действующих реакторов возрастает в  $e$  раз;  $T_2 = \ln 2 \cdot \frac{1}{\omega}$  — очевидно, время, в течение которого число действующих аппаратов удваивается. Назовем эту величину периодом удвоения реакторов-размножителей. Для различных типов реакторов периоды удвоения будут различны. Очевидно, величина периода удвоения зависит от критической массы ( $P_f$ ), длины кампании активной зоны ( $T_a$ ), времени химической переработки топлива и изготовления новых топливных элементов активной зоны и соответственно экрана ( $T_{н.з.}$ ,  $T_{н.э.}$ ), времени задержки выдачи топлива из экрана ( $T_3$ ), а также от внутреннего КВА и полного КВ, причем  $KB = KBA + KBЭ$ .

Под длиной кампании активной зоны  $T_a$  понимается среднее время, в течение которого единица горючего находится в активной зоне реактора. Величина  $T_a$  определяется допустимой глубиной выгорания и мощностью реактора. Под термином «время задержки выгрузки плутония из экрана» понимаем среднее время пребывания вторичного  $Pu$  в экране

до выдачи его на перерабатывающий завод для извлечения из сырьевого материала.

Для сравнения различных типов реакторов, выражаем  $T_2$  всеми вышеуказанными величинами, и составим уравнение, которому удовлетворяет величина  $N(t)$ .

Рассмотрим рост числа аппаратов в функции от времени. Очевидно,

$$\frac{dN}{dt} = i(t) - X(t), \quad (5.2)$$

где  $dN/dt$  — скорость нарастания числа действующих реакторов;  $i(t)$  — скорость строительства активных зон;  $X(t)$  — количество активных зон, выдаваемых на перерабатывающий завод в единицу времени

$$X(t) = i(t - T_a). \quad (5.3)$$

Действительно, в рассматриваемый момент времени  $t$  на химическую переработку уходит топливо, заключенное в активных зонах, построенных в момент времени  $t - T_a$ . Подставив выражение (5.3) в (5.2), получим

$$i(t) - i(t - T_a) = \frac{dN}{dt}. \quad (5.4)$$

В общем случае развития во времени системы реакторов-размножителей величина  $N(t)$  определяется с помощью (5.4) и дополнительного условия, которое получается из уравнения баланса топлива в системе работающих реакторов.

Пусть  $P_0$  — загрузка горючего в активной зоне одного реактора. Очевидно, в величину  $P_0$  включаем критическую массу  $P_f$  и некоторое дополнительное количество горючего  $\delta P_f$ , необходимое для компенсации выгорания за время кампании  $T_a$ ,

$$P_0 = P_f + \delta P_f.$$

Тогда скорость прохождения горючего через все активные зоны в момент времени  $t$  равна  $P_0 i(t)$ . Эта величина состоит из двух слагаемых

$$P_0 i(t) = \dot{Q}_a(t) + \dot{Q}_s(t),$$

где  $\dot{Q}_a(t)$  — скорость поступления с перерабатывающего завода горючего, извлеченного из твэлов активной зоны;  $\dot{Q}_s(t)$  — скорость поступления с перерабатывающего завода горючего, извлеченного из экранов.

Рассмотрим функцию  $\dot{Q}_a(t)$ . В момент времени  $t$  из перерабатывающего завода в активные зоны входит  $P_0 i(t)$ , извлеченный из активных зон, поступивших на завод в момент времени  $t - T_a - T_{п.з}$ . Из каждой активной зоны поступает на завод количество горючего  $P_f = P_0 - \delta P_f$ . Пусть за вре-

мя кампании выгорает  $\Delta P_f$  первоначального загруженного горючего. Количество вторичного горючего, воспроизведенного за это же время, будет  $\Delta P_f \cdot \text{КВА}$ . Из каждой активной зоны на завод поступает:

$$P_0 - \Delta P_f (1 - \text{КВА}).$$

За время пребывания на заводе оно еще уменьшится за счет невозвратимых потерь. Пусть доля потерь всего перерабатываемого материала составляет  $(1 - \epsilon)$ . В результате получаем

$$\dot{Q}_a(t) = P_0 \epsilon [1 - \Delta (1 - \text{КВА})] i(t - T_a - T_{п.з}), \quad (5.5)$$

где

$$\Delta = \frac{\Delta P_f}{P_0}.$$

Рассмотрим теперь  $\dot{Q}_3(t)$ . Облученное сырье выгружается из торцевого и бокового экранов отдельно, т. е. со своими временами задержек, которые могут быть существенно различны. Поэтому обозначим:  $T_{з.бок}$  — время задержки выгрузки плутония из бокового экрана;  $T_{з.тор}$  — время задержки выгрузки плутония из торцевых экранов.

Представим КВЭ в виде суммы из двух составляющих

$$\text{КВЭ} = \text{КВЭ}_{бок} + \text{КВЭ}_{тор}, \quad (5.6)$$

где  $\text{КВЭ}_{бок}$  — скорость воспроизводства вторичного горючего в боковом экране, отнесенная к скорости выжигания первичного горючего в активной зоне;  $\text{КВЭ}_{тор}$  — скорость воспроизводства вторичного горючего в торцевом экране, отнесенная к скорости выжигания первичного горючего в активной зоне.

Очевидно, скорость выдачи вторичного горючего из экрана на перерабатывающий завод в соответствии с определением  $\text{КВЭ}_{бок}$

$$\frac{\Delta P_f}{T_a} \cdot \text{КВЭ}_{бок}.$$

В момент  $t$  в активную зону с перерабатывающего завода поступит вторичный плутоний, вырабатываемый в боковом экране в момент  $t - T_{з.бок} - T_{п.з}$ . Поэтому с учетом потерь вклад в  $\dot{Q}_3(t)$  от боковых экранов равен

$$\epsilon \frac{\Delta P_f}{T_a} \text{КВЭ}_{бок} \cdot N(t - T_{з.бок} - T_{п.з}),$$

а с учетом торцевых экранов

$$\begin{aligned} \dot{Q}_3(t) = & \epsilon \cdot \frac{\Delta P_f}{T_a} \text{КВЭ}_{бок} N(t - T_{з.бок} - T_{п.з}) + \\ & + \epsilon \cdot \frac{\Delta P_f}{T_a} \text{КВЭ}_{тор} N(t - T_{з.тор} - T_{п.з}). \end{aligned}$$

Составив равенство  $P_0 i(t) = \dot{Q}_a(t) + \dot{Q}_s(t)$  и разделив обе его стороны на  $P_0$ , получим

$$\begin{aligned}
 i(t) = & \varepsilon [1 - \Delta(1 - \text{КВА})] i(t - T_a - T_{п.а}) + \\
 & + \varepsilon \frac{\Delta}{T_a} \text{КВЭ}_{\text{бок}} N(t - T_{э.бок} - T_{п.э}) + \\
 & + \varepsilon \frac{\Delta}{T_a} \text{КВЭ}_{\text{тор}} N(t - T_{э.тор} - T_{п.э}). \quad (5.7)
 \end{aligned}$$

В этом выражении

$$\Delta = \frac{\Delta P_f}{P_0}.$$

Когда  $\text{КВА} < 1$ , то избыток над критической нагрузкой, необходимый для компенсации выгорания, равен  $\Delta P_f(1 - \text{КВА})$  и поэтому в качестве  $P_0$  принимаем

$$P_0 = P_f + \Delta P_f(1 - \text{КВА}).$$

Если же  $\text{КВА} > 1$ , то  $P_0$  воспроизводится больше, чем выгорает, и компенсации выгорания в этом случае не требуется, поэтому  $P_0 = P_f$ .

Таким образом,

$$\begin{aligned}
 \Delta = & \frac{\Delta P_f}{P_f + \Delta P_f(1 - \text{КВА})} \quad \text{при } \text{КВА} < 1, \\
 \Delta = & \frac{\Delta P_f}{P_f} \quad \text{при } \text{КВА} \geq 1.
 \end{aligned}$$

Уравнения (5.4) и (5.7) образуют полную систему, при решении которой находим зависимость числа действующих реакторов-размножителей от времени. Эти уравнения предложил Л. Н. Усачев. Будем искать решение уравнений (5.7) и (5.4) в виде

$$N(t) = e^{\omega t}, \quad (5.8)$$

$$i(t) = c e^{\omega t}. \quad (5.9)$$

После подстановки формул (5.8) и (5.9) в (5.7) и (5.4) и исключения параметра  $c$  получим характеристическое уравнение для определения  $\omega$

$$\begin{aligned}
 1 - \varepsilon [1 - \Delta(1 - \text{КВА})] e^{-\omega(T_a + T_{п.а})} = & \varepsilon \Delta \cdot \frac{1 - e^{-\omega T_a}}{\omega T_a} \times \\
 \times [\text{КВЭ}_{\text{бок}} e^{-\omega(T_{э.бок} + T_{п.э})} + \text{КВЭ}_{\text{тор}} e^{-\omega(T_{э.тор} + T_{п.э})}]. \quad (5.10)
 \end{aligned}$$

Это уравнение может быть решено методом итераций. Однако последний характеризуется иногда медленной сходимостью. Более рациональный — графический метод реше-

ния. Первое приближение решения — замена выражения  $\frac{1 - e^{-\omega T_a}}{\omega T_a}$  единицей. На самом деле оно слабо зависит от  $\omega$  и если взять разложение в ряд Маклорена с точностью до трех первых членов, то имеем

$$\frac{1 - e^{-\omega T_a}}{\omega T_a} \approx 1 - \frac{\omega T_a}{2} \approx 1.$$

Остальные экспоненты в выражении (5.10); которое теперь имеет вид

$$\begin{aligned} 1 - \varepsilon [1 - \Delta(1 - \text{КВА})] e^{-\omega(T_a + T_{п.а})} &\cong \\ &\cong \varepsilon \Delta [\text{КВЭ}_{\text{бок}} e^{-\omega(T_{э.бок} + T_{п.э})} + \\ &+ \text{КВЭ}_{\text{тор}} e^{-\omega(T_{э.тор} + T_{п.э})}], \end{aligned} \quad (5.11)$$

разложим в ряд с точностью до двух членов разложения. Разрешая уравнение (5.11) относительно  $\omega$ , получаем для времени удвоения следующую формулу:

$$\begin{aligned} T_2 &= \ln 2 \cdot \frac{1}{\omega} \\ T_2 &= \ln 2 \frac{[1 - \Delta(1 - \text{КВА})](T_a + T_{п.а}) + \Delta \text{КВЭ}_{\text{бок}}(T_{э.бок} + T_{п.э}) + \\ &\quad \Delta(\text{КВ} - 1) - \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} + \Delta \text{КВЭ}_{\text{тор}}(T_{э.тор} + T_{п.э})}{\Delta(\text{КВ} - 1) - \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon}}. \end{aligned} \quad (5.12)$$

Эта формула допускает простую физическую интерпретацию. Подставив  $\Delta = \frac{\Delta P_f}{P_0}$  и разделив числитель и знаменатель на  $T_a$ , получим

$$\begin{aligned} T_2 &= \ln 2 \frac{P_0' \left(1 + \frac{T_{п.а}}{T_a}\right) + \dot{Q} \text{КВЭ}_{\text{бок}} T_{э.бок} \left(1 + \frac{T_{п.э}}{T_{э.бок}}\right) + \\ &\quad \dot{Q}(\text{КВ} - 1) - \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \frac{P_0}{T_a} + \dot{Q} \text{КВЭ}_{\text{тор}} T_{э.тор} \left(1 + \frac{T_{п.э}}{T_{э.тор}}\right)}{\dot{Q}(\text{КВ} - 1) - \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \frac{P_0}{T_a}}, \end{aligned} \quad (5.12')$$

где  $P_0' = P_0 - \Delta P_f(1 - \text{КВА})$  — количество плутония, поступающего на завод из активной зоны;  $\dot{Q} = \frac{\Delta P_f}{T_a}$  — скорость выжигания плутония, первоначально загруженного в активную зону.

Величина  $P_0'/T_a$  представляет собой скорость поступления плутония из активной зоны на завод. Поскольку  $T_{п. а}$  — время пребывания плутония на перерабатывающем заводе, то

$$\frac{P_0'}{T_a} \cdot T_{п. а}$$

представляет собой количество плутония активной зоны, находящееся на переработке. Следовательно,

$$P_0' \left( 1 + \frac{T_{п. а}}{T_a} \right) = P_a$$

есть количество плутония в выгружаемой из реактора активной зоне и находящееся на переработке.

Величина  $\dot{Q} \text{КВЭ}_{бок}$  является скоростью накопления вторичного горючего в боковом экране. Если ее умножить на время задержки плутония в боковом экране  $T_{э. бок}$ , то, очевидно,

$$\dot{Q} \text{КВЭ}_{бок} T_{э. бок} = M'_{бок}$$

есть количество задержанного (или «замороженного») в боковом экране плутония, которое постоянно в нем находится, а

$$\dot{Q} \text{КВЭ}_{бок} T_{п. э} = M'_{бок}$$

есть то количество плутония из бокового экрана, которое находится на переработке. Таким образом,

$$\dot{Q} \text{КВЭ}_{бок} T_{э. бок} \left( 1 + \frac{T_{п. э}}{T_{э. бок}} \right) = M'_{бок} + M'_{бок} = M_{бок}$$

обозначает количество плутония, которое постоянно находится в боковом экране и на заводе, перерабатывающем материал бокового экрана. Аналогично выражение

$$\dot{Q} \text{КВЭ}_{тор} T_{э. тор} \left( 1 + \frac{T_{п. э}}{T_{э. тор}} \right) = M_{тор}$$

подразумевает количество плутония, которое постоянно находится в торцевом экране и на заводе, перерабатывающем материал торцевого экрана. Таким образом, выражение в числителе формулы (5.12)

$$P_0' = P_a + M_{бок} + M_{тор}$$

представляет собой полное количество плутония в топливном цикле, выражение в знаменателе (5.12') — скорость воспроизводства вторичного плутония  $\dot{Q} (\text{КВ} - 1)$  минус скорость горения первичного.

Выражение  $\frac{1-\epsilon}{\epsilon} \cdot \frac{P_0}{T_a}$  в знаменателе (5.12') — скорость

невозвратимых потерь плутония в процессе переработки. Если пренебречь потерями, то получим

$$T_2 = \ln 2 \frac{P_0}{\dot{Q}(KB - 1)} \quad (5.12'')$$

Выражение  $\frac{P_0}{\dot{Q}(KB - 1)}$  определяет, очевидно, то время, в течение которого вторичный плутоний, производимый в одном реакторе, накапливается в количестве, достаточном для воспроизводства топливного цикла. Иначе говоря,

$$T_2' = \frac{P_0}{\dot{Q}(KB - 1)}$$

обозначает время удвоения топливного цикла одного реактора. Время удвоения  $T_2$  системы одновременно работающих реакторов в  $\ln 2 = 0,693$  раз меньше времени удвоения одного реактора. Соотношение  $T_2 = \ln 2 T_2'$  описывает некоторое убыстрение роста количества одновременно работающих бридеров, когда их общее количество велико, и плутоний, необходимый для постройки нового реактора и реализации сопутствующего ему топливного цикла, поставляется одновременно всеми реакторами.

Величина  $\dot{Q} \frac{\text{кг Pu}}{\text{год}}$  связана простым соотношением с мощностью активной зоны реактора  $W_{a.z} \text{ Мвт}$

$$\dot{Q} = 0,36 W_{a.z} \text{ Мвт},$$

если пренебречь мощностью от делений  $U^{238}$  и делением вторичного плутония. Таким образом,

$$T_2 \cong \frac{\ln 2}{0,36 \frac{W_{a.z}}{P_0} (KB - 1)}$$

Время удвоения тем меньше, чем большая мощность приходится на 1 кг плутония, занятого в топливном цикле, и чем больше KB.

Теперь рассмотрим конкретные методы оценки некоторых величин, определяющих время удвоения.

Кампания активной зоны реактора рассчитывается с учетом предельно допустимого выгорания топлива, причем это условие должно выполняться для любого тепловыделяющего элемента. Так как тепловыделяющие элементы активной зоны и экрана собраны в пакеты, то следует учесть эффект «пакетирования», так как время нахождения пакета в аппарате определяется временем, в течение которого в максимально напряженном тепловыделяющем элементе пакета накопится предельно допустимое количество осколков.

Длительность кампании  $T_2$  рассчитывается так, чтобы при делении полного числа пакетов активной зоны  $N_0$  на

$T_a$  получился правильный среднегодовой выход числа пакетов на перерабатывающий завод. В результате

$$\frac{N_0}{T_a} = \sum_{i=1}^{N_0} \frac{1}{T_{i_a}},$$

где  $T_{i_a}$  — время облучения  $i$ -го пакета в годах

$$T_{i_a} = \frac{\Delta P_{fi}}{0,416 W_i k_i};$$

$$\Delta P_{fi} = \frac{\Delta P_f}{N_0};$$

$\Delta P_f$  — количество делящегося материала, сгоревшего в течение кампании во всей активной зоне, кг,

$$\Delta P_f = \frac{P_0}{k_z} \cdot \gamma_\tau \varepsilon_\tau V_{a,z};$$

$P_0$  (кг осколков/т топл.) — допустимое количество осколков в тонне топлива;  $\gamma_\tau$  — удельный вес топлива, т/м<sup>3</sup>;  $\varepsilon_\tau$  — объемная доля топлива в активной зоне;  $W_i$  — мощность, выделяющаяся в  $i$ -ом пакете, Мвт;  $V_{a,z}$  — объем активной зоны, м<sup>3</sup>;  $k_i$  — по определению характеризует в реакторе радиальный коэффициент неравномерности тепловыделения  $i$ -го пакета, центр тяжести которого удален от оси аппарата на расстояние  $r_0$ .

Следовательно,

$$\begin{aligned} \frac{1}{T_a} &= \frac{0,416 \sum_{i=1}^{N_0} \frac{W_i k_i}{\Delta P_{fi}}}{N_0} = \frac{0,416 \sum_{i=1}^{N_0} \frac{W_i k_i}{\Delta P_f} \cdot N_0}{N_0} = \\ &= \frac{0,416}{\Delta P_f} \sum_{i=1}^{N_0} W_i k_i r_0 = \frac{0,416 W_{a,z}}{\Delta P_f} \cdot \frac{\sum_{i=1}^{N_0} k_i W_i}{\sum_{i=1}^{N_0} W_i} = \frac{0,416 W_{a,z}}{\Delta P_f} \cdot \bar{k}. \end{aligned}$$

Очевидно, что величина

$$\bar{k} = \frac{\sum_{i=1}^{N_0} k_i W_i}{\sum_{i=1}^{N_0} W_i}$$

получена усреднением коэффициента неравномерности в пакетах по их мощности. Аналогом пакетирования можно счи-

тать разбиение поперечного сечения активной зоны реактора на концентрические кольца равной толщины. Учитывая, что\*

$$W_i \approx W_0 J_0 \left( \xi \frac{r_0^i}{R_{a.з}} \right),$$

где  $W_0$  — мощность центрального пакета в *Мвт*, записываем

$$\frac{1}{T_a} = \frac{W_{a.з}}{\Delta P_f} \cdot \frac{\sum_{j=1}^n k_j J_0 \left( \xi \frac{r_0^j}{R_{a.з}} \right) N_j}{\sum_{j=1}^n J_0 \left( \xi \frac{r_0^j}{R_{a.з}} \right) N_j}.$$

Здесь  $n$  — число колец;  $j$  — номер кольца;  $N_j$  — число пакетов в кольце с радиусом  $r_0^j$ ;  $k_j$  — коэффициент неравномерности в пакете, расположенном в кольце с радиусом  $r_0^j$ . Так как  $N_j \sim r_0^j$ , то коэффициент

$$\bar{k} = \frac{\sum_{j=1}^n k_j J_0 \left( \xi \frac{r_0^j}{R_{a.з}} \right) r_0^j}{\sum_{j=1}^n J_0 \left( \xi \frac{r_0^j}{R_{a.з}} \right) r_0^j}.$$

В оценочных расчетах длительность кампании можно рассчитывать по формуле

$$\frac{1}{T_a \text{ (год)}} = \frac{0,416 W_a \text{ (Мвт)}}{\Delta P_f \text{ (квт)}}. \quad (5.13)$$

В конкретных расчетах следует учитывать так называемый коэффициент нагрузки  $k_n$ , т. е. ту долю астрономического времени, которую составляет от него фактически проработанное реактором время, если учесть вынужденные простои в связи, например, с разгрузочно-погрузочными операциями и т. д. Обычно  $k_n = 0,8$ . Чтобы фактическое время облучения пакетов активной зоны было бы равно расчетному по формуле (5.13), нужно соответственно удлинять кампанию и определять  $T_a$  из формулы

$$\frac{1}{T_a} = k_n \frac{0,416 W_a}{\Delta P_f}. \quad (5.14)$$

При расчете времени удвоения существенную роль играет время задержки выдачи вторичного горючего из экрана.

Рассмотрим более подробно смысл времени задержки для бокового экрана.

\* В предположении, что пространственное распределение потока нейтронов по радиусу пропорционально  $J_0 \left( \xi \frac{r}{R_{a.з}} \right)$ , где  $\xi = 2,405 \frac{R_{a.з}}{R_{a.з} + \delta_0}$ ;  $\delta_0$  — эффективная добавка бокового отражателя.

Пусть, например, выгрузка вторичного горючего из бокового экрана производится через первый ряд с последующей перестановкой рядов. Строго говоря, для цилиндрического экрана это не вполне точно в силу не взаимозаменяемости пакетов различных рядов. Ниже будем пренебрегать этой неточностью [16]. Примем время между последующими выгрузками постоянным и равным  $\Delta T_0$ . График выдачи вто-

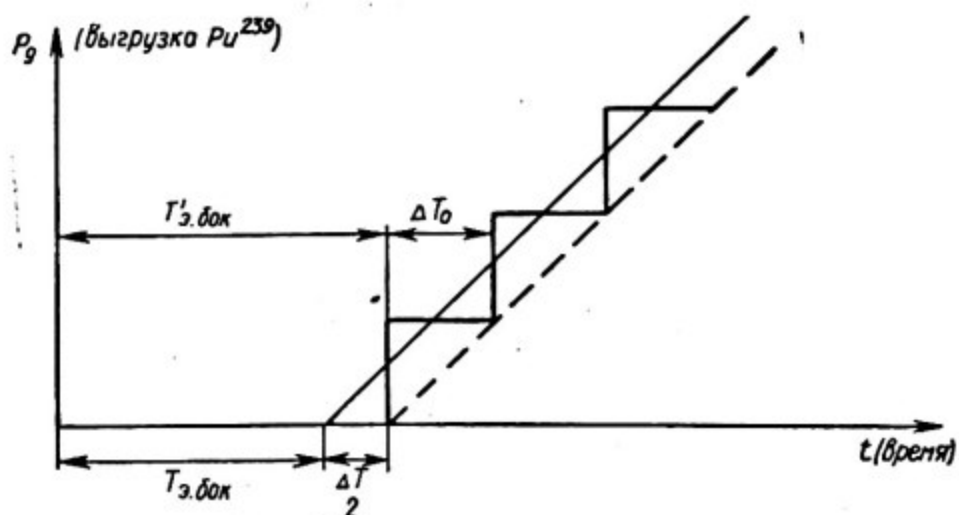


Рис. 1.

ричного горючего из бокового экрана на химический завод изображен на рис. 1, где  $T'_{э.бок}$  — время от начала облучения до момента выгрузки первого ряда бокового экрана. По определению время задержки  $T_{э.бок}$  определяется следующим соотношением:

$$\frac{\Delta P_f}{T_a} \text{КВЭ}_{бок} = \frac{\bar{M}}{T'_{э.бок}}, \quad (5.15)$$

где  $\bar{M}$  — среднее количество вторичного горючего, находящееся в боковом экране. Если обозначить  $\Delta M_9^{бок}$  — количество  $Pu^{239}$ , выгружаемое из бокового экрана за один раз (т. е. выгрузка из первого ряда);  $M_9$  — максимальное количество  $Pu^{239}$  в боковом экране, накапливаемое к моменту выгрузки, то с учетом вышеупомянутого  $\bar{M} = M_9 - \frac{\Delta M_9^{бок}}{2}$ .

Действительно,  $M_9$ , очевидно, — количество вторичного горючего, накапливающееся за время  $T'_{э.бок}$  от начала работы реактора до первой выгрузки (рис. 1). После первой выгрузки  $M_9$  уменьшается на величину  $\Delta M_9^{бок}$ , так что количество вторичного плутония в боковом экране от выгрузки к выгрузке колеблется между  $M_9$  и  $M_9 - \Delta M_9^{бок}$ .

Поэтому

$$\bar{M} = \frac{1}{2} [M_9 + (M_9 - \Delta M_9^{\text{бок}})] = M_9 - \frac{\Delta M_9^{\text{бок}}}{2}.$$

Величина  $M_9$  должна быть найдена из соотношения

$$M_9 = \frac{\Delta P_f}{T_a} \cdot \text{КВЭ}_{\text{бок}} T'_{\text{э. бок}}.$$

Подставив  $\bar{M} = M_9 - \frac{\Delta M_9^{\text{бок}}}{2}$  в соотношение (5.15) и разделив обе части на  $\frac{\Delta P_f}{T_a} \cdot \text{КВЭ}_{\text{бок}}$ , получим

$$T_3 = T'_{\text{э. бок}} - \frac{1}{2} \frac{\Delta M_9^{\text{бок}}}{\frac{\Delta P_f}{T_a} \cdot \text{КВЭ}_{\text{бок}}}.$$

Но в соответствии с принятыми предположениями и с определением  $\Delta T_3$  (интервала между перегрузками)

$$\frac{\Delta P_f}{T_a} \cdot \text{КВЭ}_{\text{бок}} = \frac{\Delta M_9^{\text{бок}}}{\Delta T_3}. \quad (5.16)$$

Таким образом,

$$T_{\text{э. бок}} = T'_{\text{э. бок}} - \frac{\Delta T_3}{2}.$$

Это равенство эквивалентно замене ступенчатой кривой (рис. 1) на прямую, смещенную на интервал  $\Delta T_3/2$  относительно величины  $T'_{\text{э. бок}}$ . Отсюда следует, что  $T_{\text{э. бок}}$  является задержкой выдачи вторичного плутония из экрана. Величина  $\Delta T_3$  связана с предельным накоплением плутония в экране следующим образом.

Ввиду того что  $\Delta M_9^{\text{бок}} = M_1 P_0^{\text{экр}}$ , можно записать

$$\frac{\Delta P_f}{T_a} \cdot \text{КВЭ}_{\text{бок}} = \frac{P_0^{\text{экр}} M_1}{\Delta T_3}, \quad (5.17)$$

где  $M_1$  — сырье в первом ряду экрана,  $t$ ;  $P_0^{\text{экр}}$  — принятая норма накопления вторичного горючего в боковом экране в среднем по пакету,  $\text{кг}/t$ ;  $\Delta T_3$  — период времени между двумя последующими выгрузками бокового экрана. Отсюда

$$\Delta T_3 = \frac{P_0^{\text{экр}} M_1 T_a}{\Delta P_f \text{КВЭ}_{\text{бок}}}. \quad (5.18)$$

Величина  $T'_{\text{э. бок}}$  в основном определяется нейтронным потоком, усредненным по объему пакета первого ряда, а именно, обратно пропорциональна усредненному потоку и прямо пропорциональна величине  $P_0^{\text{экр}}$ . Но поток в любой точке эк-

рана пропорционален мощности реактора. Поэтому можно говорить, что  $T_{э. бок}$  для данной конфигурации активной зоны обратно пропорциональна мощности и прямо пропорциональна принятой норме накопления  $P_0^{экр}$ .

Коэффициент пропорциональности определяется пространственно-энергетическим нейтронным расчетом и коэффициентом неравномерности накопления плутония в первом ряду экрана. На этом расчете здесь останавливаться не будем.

Среднее количество замороженного плутония в экране  $\bar{M}$  по формуле (5.15) пропорционально отношению  $T_{э. бок}/T_2$ , т. е. уже не зависит от мощности. Поэтому  $\bar{M}$  прежде всего зависит от нормы накопления  $P_0^{экр}$ . Существенно важно, что  $\bar{M}$  еще в сильной степени зависит от способа выгрузки из бокового экрана. При выгрузке через первый ряд с последующей перестановкой прочих рядов получаем наименьшее количество  $\bar{M}^*$ . Плутоний при этом распределен в экране по приблизительно экспоненциальному закону с убыванием от центра к краю, причем только в первом ряду достигается норма накопления  $P_0^{экр}$ .

Если рассмотреть так называемую модель неподвижного экрана, когда пакет по достижении в нем нормы накопления  $P_0^{экр}$  заменяется свежими пакетами без их последующей перестановки, то в этом случае в каждом пакете достигается норма накопления приблизительно  $P_0^{экр}$ , а в среднем (по времени облучения) концентрация вторичного плутония в нем равна  $P_0^{экр}/2$ . Поэтому в этом случае

$$\bar{M} \cong \frac{P_0^{экр}}{2} \cdot P_3,$$

где  $P_3$  — вес сырья бокового экрана. По сравнению со случаем выгрузки через первый ряд величина  $\bar{M}$  для неподвижного экрана оказывается приблизительно в два раза большей.

Возможно разбиение экрана на две независимых зоны с выгрузкой в каждой через свой ближайший к центру ряд.

Обычно это делается для преодоления трудности, связанной с относительно высокой плотностью тепловыделения вблизи активной зоны. Пакеты первого ряда (или даже двух первых рядов) могут иметь более тонкие элементы и большую объемную долю натрия по сравнению с пакетами остальных рядов. Величина  $\bar{M}$  для этого случая будет промежуточной по сравнению с двумя вышеуказанными случаями.

\* Подробная схема расчета в случае такого «подвижного экрана» изложена в работе [16].

Последняя формула для  $\bar{M}$  совместно с формулой (5.15) определяет  $T_{э.б}$  при заданной  $\rho_0^{экр}$ . Для оценочных расчетов можно принять  $\rho_0^{экр} = 10 \text{ кг/(т.сырья)}$ .

Время задержки выгрузки торцевого экрана определяется кампанией активной зоны, так как торцевой экран связан с рабочими пакетами. Ввиду того что закон накопления вто-

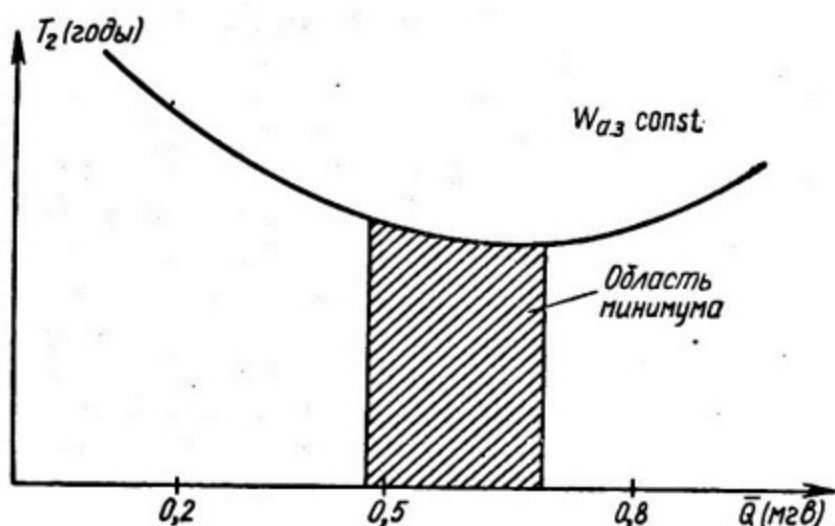


Рис. 2.

ричного горючего в экране в функции от времени можно аппроксимировать прямой, принимаем

$$T_{э. тор} = \frac{T_a}{2}.$$

Качественный анализ показывает, что период удвоения реактора в функции от удельной теплонапряженности при постоянной мощности реактора имеет минимум. В самом деле, если увеличивать теплонапряженность при заданной мощности, то при фиксированной глубине выгорания и времени  $T_n$  пребывания материала на переработке неограниченно растет скорость выдачи материала из реактора на завод и соответственно увеличивается количество материала, находящегося на заводе, т. е. неограниченно возрастает полное количество топлива в цикле, а значит, и время удвоения (5.12). Если уменьшить теплонапряженность, то при фиксированной мощности неограниченно растет объем реактора, а значит, и его критическая масса, т. е. в конечном счете полное количество топлива в цикле и время удвоения. Отсюда следует, что должен быть минимум периода удвоения в зависимости от теплонапряженности.

Для заданной теплонапряженности и мощности аппарата, как известно, находят такой наибольший диаметр тепловы-

деляющих элементов  $d_{\text{макс}}$ , при котором достигается или предельно допустимая температура где-либо в топливных элементах, или предел по термическим напряжениям в них. При заданной объемной доле тепловыделяющих элементов с заданной толщиной оболочки реакторы с большим диаметром тепловыделяющих элементов имеют большую объемную долю топлива и, следовательно, при всех прочих одинаковых условиях больший КВ. Ввиду того что с увеличением КВ уменьшается период удвоения, диаметр тепловыделяющих элементов необходимо выбирать максимально возможным.

Таким образом, учитывая вышеуказанные закономерности, построим график функции  $T_2 = f(\bar{Q})$ ,  $W_{\text{а.з}} = \text{const}$  для предельно допустимых диаметров тепловыделяющих элементов (рис. 2).

По положению минимума периода удвоения реакторов-размножителей подбираем оптимальный диаметр тепловыделяющих элементов.

В дальнейшем активную зону, рассчитанную для теплонапряженности, соответствующей минимальному при заданной мощности времени удвоения, будем называть оптимальной.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПОЗИЦИИ АКТИВНОЙ ЗОНЫ ПО ЗАДАННОЙ МОЩНОСТИ И ЭНЕРГОНАПРЯЖЕННОСТИ

Задача теплового расчета — рассчитать объемные доли компонентов активной зоны и максимальный диаметр твэл, когда достигаются либо предельно допустимые температуры в топливе, оболочке или в контактном подслое, либо предельно допустимые термические напряжения в оболочке. Расчет производится для кассеты с твэлами, где тепловыделение максимально. Максимальная теплонапряженность в кассете  $Q_{\text{макс}}$  связана со средней теплонапряженностью  $\bar{Q}$  соотношением

$$Q_{\text{макс}} = \bar{Q} k_r, \quad (6.1)$$

где  $k_r$  — радиальный коэффициент неравномерности тепловыделения. Зная мощность  $W_{\text{а.з}}$ ,  $\bar{Q}$  и коэффициент уплощения  $\beta_0 = \frac{H_{\text{а.з}}}{D_{\text{а.з}}}$ , рассчитываем размеры активной зоны

$$V_{\text{а.з}} = \frac{W_{\text{а.з}}}{\bar{Q}}; \quad D_{\text{а.з}} = \sqrt[3]{\frac{4V_{\text{а.з}}}{\pi\beta_0}}; \quad H = \beta_0 D_{\text{а.з}}. \quad (6.2)$$

Из баланса тепла, которое получает теплоноситель, подогреваемый на  $\Delta T^\circ$ , определяется объемная доля теплоносителя

$$\epsilon_{\text{тн}} = \frac{Q_{\text{макс}} H}{v_{\text{макс}} \gamma \frac{c_p}{c} \Delta T} \quad (6.3)$$

и объемная доля, занятая твэлами,

$$\epsilon_{\text{твэл}} = 1 - \epsilon_0 - \epsilon_{\text{тн}}$$

где  $\epsilon_0$  — объемная доля, занятая паразитными объемами: стенками кассет, застойным теплоносителем между кассетами. Обычно  $\epsilon_0$  разделяется пополам между стенками кассет и теплоносителем.

Исходя из баланса тепла, стекающего с поверхности твэла, записываем, что

$$\epsilon_{\text{твэл}} = \frac{Q_{\text{макс}} k_z d}{4q_{\text{макс}}}, \quad (6.4)$$

где  $d$  — наружный диаметр твэла;  $q_{\text{макс}}$  — максимальный тепловой поток с поверхности твэла;  $k_z$  — аксиальный коэффициент неравномерности тепловыделения.

Предположим, что распределение тепловыделения по высоте подчиняется косинусоидальному закону, отсюда

$$k_z = \frac{\beta/2}{\sin \beta/2}, \quad (6.5)$$

где  $\beta = \frac{\pi H_{a,3}}{H_{a,3} + 2\delta_z}$  (не следует смешивать с  $\beta_0 = \frac{H_{a,3}}{D_{a,3}}$  — коэффициентом уплощения);  $\delta_z$  — торцевая эффективная добавка. Относительно  $q_{\text{макс}}$  запишем формулу (6.4)

$$q_{\text{макс}} = \frac{Q_{\text{макс}} k_z d}{4 \epsilon_{\text{ТВЭЛ}}}, \quad (6.6)$$

Формула (6.6) указывает связь между  $q_{\text{макс}}$  и  $d$  при заданных  $W_{a,3}$ ,  $Q_{\text{макс}}$ ,  $\beta_0$ .

Для каждой пары  $q_{\text{макс}}$  и  $d$  будут различные температуры в топливе, оболочке и на контактном подслое. При увеличении  $d$  значения максимальных температур будут увеличиваться. Выгодно и с технологической и с физической точек зрения выбирать твэл с максимальным диаметром. Эту величину определяем из условия достижения максимально допустимых температур. Для этого распределение температур по высоте дифференцируем, приравнивая нулю производную  $\frac{dT(z)}{dz} = 0$  (условие экстремума); получается уравнение для определения координаты «горячей» точки, где достигается максимум температуры

$$\begin{aligned} & \text{tg} \left[ \beta \left( \frac{z_0}{H_{a,3}} - \frac{1}{2} \right) \right] = \\ & = \frac{\Delta T k_z}{\beta \sqrt{\left( T_{\text{макс}} - T(0) - \frac{\Delta T}{2} \right)^2 - \left( \frac{\Delta T k_z}{\beta} \right)^2}}, \end{aligned} \quad (6.7)$$

где  $z_0$  — координата горячей точки.

Если подставить значение координаты  $z_0$ , найденное из формулы (6.7), а также максимально допустимое значение температуры в выражение для  $T(z)$ , то

$$q_{\text{макс}} = \frac{\sqrt{\left( T_{\text{макс}}^{\text{доп}} - T(0) - \frac{\Delta T}{2} \right)^2 - \left( \frac{\Delta T k_z}{\beta} \right)^2}}{\left( \frac{1}{\alpha} + R \right)}. \quad (6.8)$$

Формула (6.8) так же, как и (6.6), устанавливает связь между  $q_{\text{макс}}$  и  $d$ , которое входит в  $\alpha$  и  $R$ , но уже при максимально допустимой температуре. Уравнения (6.6) и (6.8) образуют систему, из которой однозначно определяются  $q_{\text{макс}}$

и  $d$ . Так как формула (6.8) была получена из условия аналитического экстремума функции температуры  $T(z)$ , то пользоваться ей можно, если координата горячей точки  $z_0$ , найденная из условия  $dT(z)/dz = 0$ , лежит внутри активной зоны  $0 \leq z_0 \leq H_{a.z.}$ . Если  $z_0 > H_{a.z.}$ , то в действительности наибольшее значение температур достигается на границе активной зоны, и формула для  $q_{\max}$  в этом случае имеет вид

$$q_{\max} = \frac{[T_{\max}^{\text{доп}} - T(0) - \Delta T]}{\left(\frac{1}{\alpha} + R\right) \cos \beta/2}. \quad (6.9)$$

Максимально допустимый диаметр твэла определяется исходя из ограничений по температуре в топливе, на контактном подслое и в оболочке. Для каждого из этих случаев определяется максимальный диаметр твэла, а затем выбирается самое меньшее его значение, которое удовлетворяет всем этим ограничениям.

При вычислениях по формулам (6.8) и (6.9) используются следующие выражения.

1. Коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = \frac{\lambda_{\text{тн}}}{d_r} \left(5 + 0,025 \text{Pe}^{0,8}\right); \quad d_r = d \frac{\epsilon_{\text{тн}}}{1 - \epsilon_{\text{тн}} - \epsilon_0}. \quad (6.10)$$

$$\text{Pe} = \frac{v_{\max} d_r}{\alpha}.$$

2. Термическое сопротивление  $R \cong \frac{\delta}{\lambda}$  — для оболочки или контактного подслоя ( $\delta$  — толщина);  $R = \frac{d}{4\lambda_{\text{топ.л}}}$  — для топливного сердечника.

Расчет оболочки твэлов на прочность является достаточно сложной самостоятельной задачей. Дело в том, что состояние твэлов может существенно изменяться в процессе кампании. Твэл достаточно сложен и неоднороден по своей композиции. По мере выгорания топливо распухает и может оказывать давление на оболочку в тех случаях, когда зазор между оболочкой и топливом не компенсирует его распухание. Кроме того, газообразные продукты деления, выделяющиеся в твэлах, тоже создают внутреннее давление на их оболочки, причем такое давление является переменным по времени. Необходимо учитывать также и то, что термические напряжения в оболочках твэлов релаксируют со временем.

Все эти факторы усложняют прочностную оценку оболочек твэлов. В данном случае расчет оболочки твэлов на прочность проводим по упрощенной модели, построенной на следующих предположениях:

а) в процессе распухания топливо не оказывает давление на оболочку;

б) оболочка твэла не испытывает внутреннего давления от выделяющихся газообразных продуктов деления.

В соответствии с формулой (6.11) вычисляем, превышают ли для выбранных  $d$  и  $q_{\text{макс}}$  термические напряжения в оболочке максимально допустимую величину. Следовательно, проверяем, выполняется ли неравенство

$$q_{\text{макс}} \leq \frac{[\sigma_0] 4 \lambda_{\text{об}} (1 - \mu)}{\sqrt{1 + \mu + \mu^2} E \alpha_{\text{об}} k_p \left( \frac{2x^2}{x^2 - 1} \ln x - 1 \right) d}, \quad (6.11)$$

где  $[\sigma_0]$  — максимально допустимое термическое напряжение;  $\mu$  — коэффициент Пуассона;  $E$  — модуль Юнга;  $\alpha_{\text{об}}$  — коэффициент линейного расширения оболочки;  $k_p$  — коэффициент, учитывающий релаксацию напряжений со временем;  $x = \frac{d}{d_1}$ ;  $d$  — наружный диаметр твэла;  $d_1$  — внутренний диаметр оболочки твэла.

Если неравенство (6.11) не выполняется, то для определения  $d$  и  $q_{\text{макс}}$  совместно решаются уравнения (6.6) и равенство (6.11). Часто ограничение по термическим напряжениям задается просто величиной  $q_{\text{макс}}^{\text{доп}}$ . В этом случае достаточно сравнить  $q_{\text{макс}}$ , полученное из температурных ограничений, с  $q_{\text{макс}}^{\text{доп}}$  и если  $q_{\text{макс}} > q_{\text{макс}}^{\text{доп}}$ , то нужно по  $q_{\text{макс}}^{\text{доп}}$  найти новый диаметр твэла по формуле (6.4). Далее, зная  $\epsilon_{\text{твэл}}$ ,  $d$ ,  $\delta_{\text{об}}$ , устанавливаем, как  $\epsilon_{\text{твэл}}$  распределяется между топливом и оболочкой

$$\epsilon_{\text{об}} = \epsilon_{\text{твэл}} \frac{4 \delta_{\text{об}}}{d}, \quad (6.12)$$

$$\epsilon_{\text{т}} = \epsilon_{\text{твэл}} - \epsilon_{\text{об}}. \quad (6.13)$$

Затем разделив долю паразитных объемов  $\epsilon_0$  между теплоносителем и стенками кассет поровну и добавив их к  $\epsilon_{\text{тн}}$  и  $\epsilon_{\text{об}}$ , если материал оболочки и стенок кассет одинаковый, окончательно получим объемные доли компонентов активной зоны  $\epsilon_{\text{т}}$

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{констр. матер}} &= \epsilon_{\text{об}} + \epsilon_0/2, \\ \epsilon_{\text{Na}} &= \epsilon_{\text{тн}} + \epsilon_0/2. \end{aligned} \quad (6.14)$$

На этом заканчивается теплофизический расчет.

**ФИЗИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ АППАРАТА. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИТИЧЕСКОЙ МАССЫ И КОЭФФИЦИЕНТА ВОСПРОИЗВОДСТВА**

Задачей физического расчета является вычисление основных характеристик реактора, которые послужат исходными данными для проектирования и оценок рентабельности энергетического быстрого реактора. Такими являются следующие характеристики:

- а) критическая масса реактора;
- б) коэффициент воспроизводства и темп накопления вторичного ядерного горючего;
- в) распределение тепловыделения в зоне воспроизводства и в активной зоне;
- г) поток излучения с поверхности реактора, необходимый для расчета защиты.

Основой физического расчета является расчет нейтронного поля в реакторе.

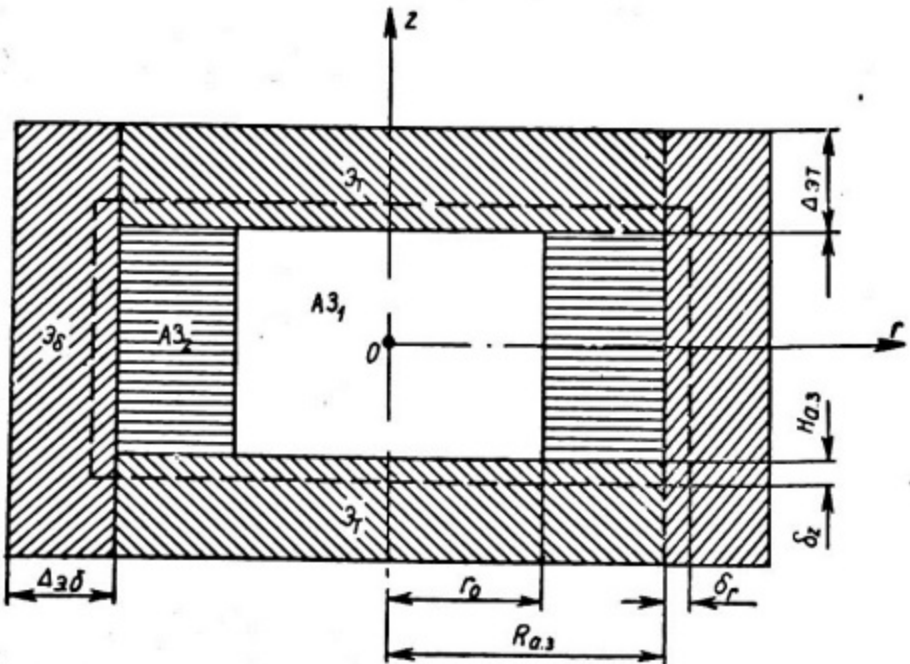


Рис. 3. Расчетная модель реактора.

Расчетная модель реактора представлена на рис. 3. Реактор имеет форму уплощенного цилиндра, симметричного относительно плоскости  $z = 0$ .

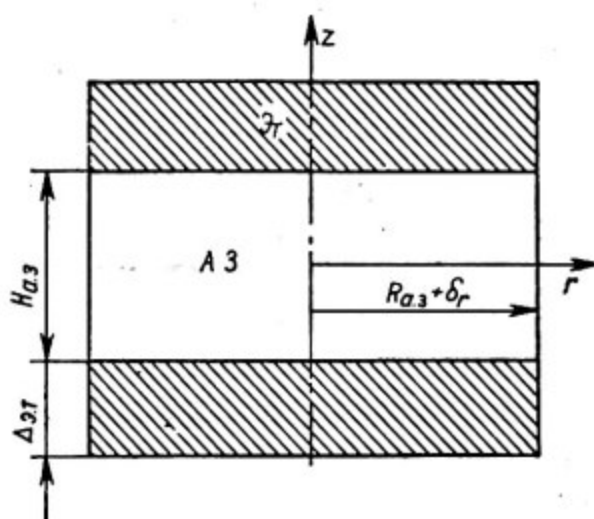


Рис. 4а. Эквивалентный реактор с торцевыми отражателями. Реактор «А».

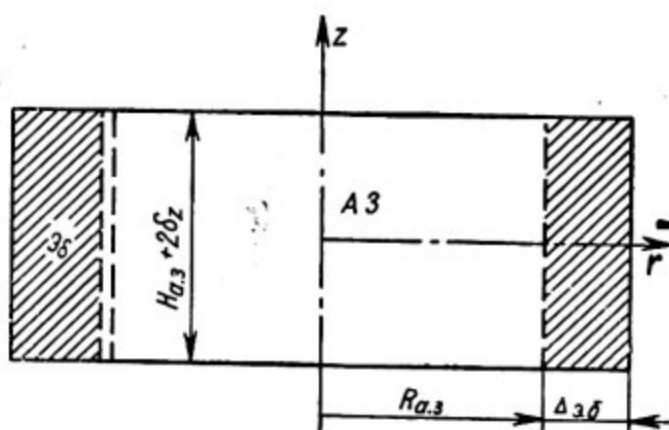


Рис. 4б. Эквивалентный реактор с боковыми отражателями. Реактор «Б».

Активная зона окружена со всех сторон отражателем (боковым и торцевым) и состоит из зоны низкого обогащения топлива ( $AZ_1$ ) и зоны высокого обогащения топлива ( $AZ_2$ ).

Вводим эффективные добавки  $\delta_r$  и  $\delta_z$  и вместо реактора, представленного на рис. 3, рассмотрим три эквивалентных ему, более простых для расчета (рис. 4а и 4б), а также «голый» реактор (рис. 5).

Одна из задач нейтронно-физического расчета — определить критическую концентрацию делящегося элемента в активной зоне, пространственно-энергетическое распределение нейтронов в различных зонах реактора, а также полный и зональные коэффициенты воспроизводства.

Нейтронно-физический расчет реактора проводится в предположении, что его активная зона однородна. При этом величины боковой и торцевой эффективных добавок ( $\delta_r$  и  $\delta_z$ ), а также спектры нейтронов в различных зонах, его критическая масса и коэффициент воспроизводства существенно не изменяются, если учесть разность обогащений в зонах АЗ<sub>1</sub> и АЗ<sub>2</sub>.

В эквивалентном голом реакторе пространственные и энергетические переменные разделяются. Пространственные

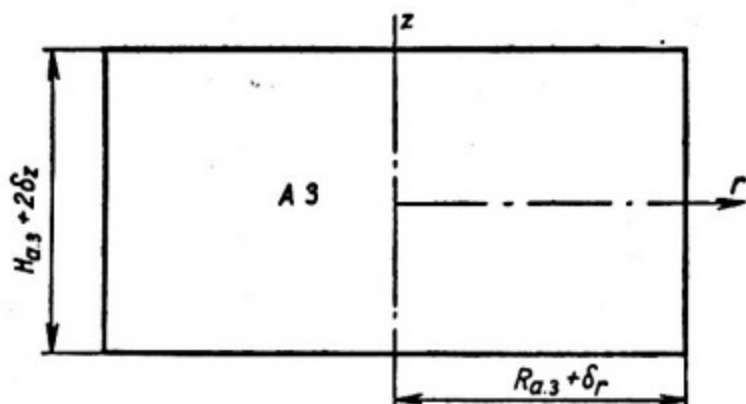


Рис. 5. Эквивалентный голый реактор.

распределения  $R(r)$  и  $Z(z)$  в эквивалентном голом реакторе вычисляются с помощью следующих уравнений:

$$\Delta_r R(r) + \alpha_r^2 R(r) = 0, \quad (7.1)$$

$$\Delta_z Z(z) + \alpha_z^2 Z(z) = 0, \quad (7.2)$$

где

$$\alpha_r = \frac{2,405}{R_{a,3} + \delta_r}; \quad (7.3)$$

$$\alpha_z = \frac{\pi}{H_{a,3} + 2\delta_z}.$$

Уравнения для групповых интегральных потоков  $J_l$  в эквивалентном голом реакторе имеют вид

$$\alpha^2 D_l J_l + \Sigma_{c,fd}^{(i)} J_l - \sum_{j=1}^{i-1} \Sigma_{yb}^{j \rightarrow i} J_j = \frac{1}{k_{эфф}} \chi_l \sum_{j=1}^N \nu_j \Sigma_f^j J_j, \quad (7.4)$$

где

$$\alpha^2 = \alpha_r^2 + \alpha_z^2. \quad (7.5)$$

Первый член в левой части уравнения (7.4) характеризует утечку нейтронов из голого реактора. Если отождествить интегральные потоки в эквивалентном голом реакторе с интегральными потоками в активной зоне рассматриваемого

реактора, то, используя модель эквивалентного реактора с торцевым отражателем, определяем интегральные потоки  $J_i^{3,\tau}$  в торцевом экране (рис. 4а). Уравнения для этих токов представляем в виде

$$\begin{aligned} \alpha_r^2 D_l J_i^{3,\tau} + \Sigma_{c,f,d}^{(l)} J_i^{3,\tau} - \sum_{j=1}^{l-1} \Sigma_{yB}^{j \rightarrow l} J_j^{3,\tau} = \\ = \frac{1}{k_{3\Phi\Phi}} \chi_l \sum_{j=1}^N \nu_j^j \Sigma_f^j J_j^{3,\tau} + \alpha_z^2 D_l^{a,3} J_l^{a,3}. \end{aligned} \quad (7.6)$$

Толщина торцевого экрана считается достаточно большой, чтобы не учитывать утечку нейтронов из экрана в направлении оси  $z$ . Уравнение (7.6) должно решаться на макроконстантах торцевого экрана при найденной утечке нейтронов из активной зоны в торцевой экран (второй член правой части уравнения (7.6)). Первый член левой части уравнения (7.6) характеризует утечку нейтронов из торцевого экрана в радиальном направлении.

Аналогичным образом записываются групповые уравнения для интегральных потоков  $J_i^{3,6}$  в боковом экране:

$$\begin{aligned} \Sigma_{c,f,d}^{(l)} J_i^{3,6} - \sum_{j=1}^{l-1} \Sigma^{j \rightarrow l} J_j^{3,6} = \frac{1}{k_{3\Phi\Phi}} \chi_l \sum_{j=1}^N \nu_j^j \Sigma_f^j \times \\ \times J_j^{3,6} + \alpha_r^2 D_l^{a,3} J_l^{a,3} + \alpha_r^2 D_l^{3,\tau} J_l^{3,\tau}. \end{aligned} \quad (7.7)$$

Уравнение (7.7) должно решаться на макроконстантах бокового экрана при найденной утечке нейтронов из активной зоны и торцевого экрана в боковой экран (второй и третий члены правой части уравнения (7.7)). Утечка нейтронов из бокового экрана в радиальном и аксиальном направлениях считается пренебрежимо малой.

Систему уравнений (7.4), (7.6) и (7.7) необходимо замкнуть уравнениями для радиального и аксиального геометрических параметров  $\alpha_r^2$  и  $\alpha_z^2$  с помощью понятий эквивалентных реакторов (рис. 4а и 4б).

Суммируя все групповые уравнения в различных зонах этих реакторов, из условия разделимости пространственных и энергетических переменных получаем следующие системы уравнений, описывающие радиальное  $R(r)$  и аксиальное  $Z(z)$  распределения нейтронов в этих реакторах:

Реактор «А»

активная зона

$$\Delta_r R(r) + \alpha_r^2 R(r) = 0, \quad (7.8)$$

$$\begin{aligned} \widetilde{D}^{a,3} \Delta_z Z(z) - \alpha_r^2 \widetilde{D}^{a,3} Z(z) - \widetilde{\Sigma}_a^{a,3} Z(z) + \\ + \widetilde{\nu}_f \widetilde{\Sigma}_f^{a,3} Z(z) = 0; \end{aligned} \quad (7.9)$$

торцевой экран

$$\Delta_r R(r) + \alpha_r^2 R(r) = 0, \quad (7.10)$$

$$\begin{aligned} \widetilde{D}^{a,\tau} \Delta_z Z(z) - \alpha_r^2 \widetilde{D}^{a,\tau} Z(z) - \widetilde{\Sigma}_a^{a,\tau} Z(z) + \\ + \widetilde{\nu}_f \widetilde{\Sigma}_f^{a,\tau} Z(z) = 0. \end{aligned} \quad (7.11)$$

Реактор «Б»

активная зона

$$\begin{aligned} \widetilde{D}^{a,3} \Delta_r R(r) - \alpha_z^2 \widetilde{D}^{a,3} R(r) - \widetilde{\Sigma}_a^{a,3} R(r) + \\ + \widetilde{\nu}_f \widetilde{\Sigma}_f^{a,3} R(r) = 0, \end{aligned} \quad (7.12)$$

$$\Delta_z Z(z) + \alpha_z^2 Z(z) = 0; \quad (7.13)$$

боковой экран

$$\begin{aligned} \widetilde{D}^{a,6} \Delta_r R(r) - \alpha_z^2 \widetilde{D}^{a,6} R(r) - \widetilde{\Sigma}_a^{a,6} R(r) + \\ + \widetilde{\nu}_f \widetilde{\Sigma}_f^{a,6} R(r) = 0, \end{aligned} \quad (7.14)$$

$$\Delta_z Z(z) + \alpha_z^2 Z(z) = 0.$$

В уравнениях (7.9), (7.11), (7.12) и (7.14) знаком «тильда» обозначены средние по спектрам соответствующих зон значения  $D$ ,  $\Sigma_a$  и  $\nu_f \Sigma_f$ , т. е.

$$\widetilde{D} = \frac{\sum_{l=1}^N D_l J_l}{\sum_{l=1}^N J_l}, \quad (7.15)$$

$$\widetilde{\Sigma}_a = \frac{\sum_{l=1}^N \Sigma_a^l J_l}{\sum_{l=1}^N J_l}, \quad (7.16)$$

$$\widetilde{\nu}_f \widetilde{\Sigma}_f = \frac{\sum_{l=1}^N \nu_f^l \Sigma_f^l J_l}{\sum_{l=1}^N J_l}. \quad (7.17)$$

Используем условие сшивания потоков и токов нейтронов на границе активная зона — экран для аксиального распределения  $Z(z)$  в реакторе «А» и радиального распределения в реакторе «Б» и условие критичности голого реактора

$$\tilde{\kappa}_{a,3}^2 = \alpha^2 = \alpha_r^2 + \alpha_z^2, \quad (7.18)$$

где

$$\tilde{\kappa}_{a,3}^2 = \frac{\tilde{\nu}_f \tilde{\Sigma}_f^{a,3} - \tilde{\Sigma}_a^{a,3}}{\tilde{D}^{a,3}}. \quad (7.19)$$

В результате получим систему уравнений, определяющих параметры  $\alpha_r^2$  и  $\alpha_z^2$  при известных интегральных потоках:

$$\alpha_z \operatorname{tg} \alpha_z \frac{H_{a,3}}{2} = \frac{\tilde{D}^{a,\tau}}{\tilde{D}^{a,3}} \beta \operatorname{cth} \beta \Delta_{a,\tau} \quad (7.20)$$

и

$$\frac{\alpha_r J_1(\alpha_r R_{a,3})}{J_0(\alpha_r R_{a,3})} = \frac{\zeta \tilde{D}^{a,6} [K_1(\zeta R_{a,3}) + \psi J_1(\zeta R_{a,3})]}{\tilde{D}^{a,3} [K_0(\zeta R_{a,3}) - \psi J_0(\zeta R_{a,3})]}, \quad (7.21)$$

где

$$\beta = \sqrt{\kappa_{a,\tau}^2 + \alpha_r^2}; \quad \psi = \frac{K_0(\zeta R_1)}{I_0(\zeta R_1)};$$

$$\zeta = \sqrt{\kappa_{a,6}^2 + \alpha_z^2}; \quad R_1 = R_{a,3} + \Delta_{a,6},$$

а параметр  $\kappa^2$  в экранах определен равенством

$$\kappa_a^2 = \frac{\tilde{\Sigma}_a - \tilde{\nu}_f \tilde{\Sigma}_f}{\tilde{D}}. \quad (7.22)$$

В процессе нейтронно-физического расчета должны совместно решаться уравнения (7.4), (7.5), (7.6), (7.7) и при условии критичности

$$k_{эфф} = 1.$$

Ниже приводится одна из возможных схем решения этих уравнений. Для предварительно заданных добавок  $\delta_z^{(0)}$  и  $\delta_r^{(0)}$  и концентрации делящегося элемента в активной зоне по формулам (7.3) находятся  $\alpha_r^2$  и  $\alpha_z^2$ . Затем решаются уравнения (7.4), (7.6) и (7.7) для интегральных потоков. При этом в активной зоне интегральные потоки нормируются в соответствии с равенством

$$\frac{1}{k_{эфф}} \sum_{i=1}^N \nu_f^i \Sigma_f^i J_i = 1. \quad (7.23)$$

При условии (7.23) формула для расчета спектров в активной зоне имеет вид

$$J_i = \frac{\lambda_i + \sum_{j=1}^{i-1} \Sigma^{j \rightarrow i} J_j}{\alpha^2 D_i + \Sigma_a^i}. \quad (7.24)$$

По этой формуле последовательно, начиная с первой группы, находятся все интегральные групповые потоки активной зоны. Оценку спектров в боковом и торцевом экранах в первом

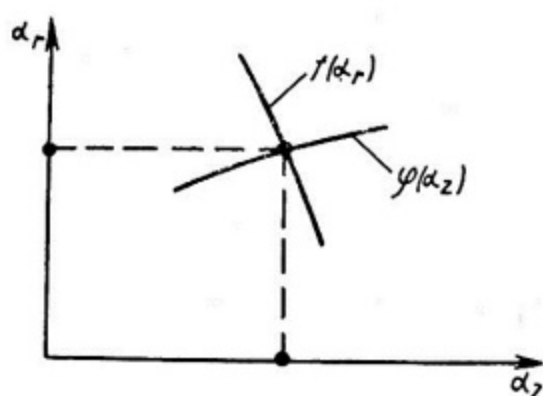


Рис. 6. Графическое решение уравнений (7.20) и (7.21).

приближении производят, пренебрегая процессом деления  $U^{238}$ . Соответствующие расчетные формулы имеют вид:

Торцевой экран

$$J_i = \frac{\alpha_z^2 D_i^{a,z} J_i^{a,z} + \sum_{j=1}^{i-1} \Sigma_{yв}^{j \rightarrow i} J_j}{\alpha_z^2 D_i + \Sigma_{c,f,d}^{(i)}}. \quad (7.25)$$

Боковой экран

$$J_i = \frac{\alpha_r^2 D_i^{a,z} J_i^{a,z} + \alpha_r^2 D_i^{a,r} J_i^{a,r} + \sum_{j=1}^{i-1} \Sigma_{yв}^{j \rightarrow i} J_j}{\Sigma_{c,f,d}^{(i)}}. \quad (7.26)$$

Затем следует решение уравнений (7.20) и (7.21), которое удобно произвести графически. Для этого на координатной плоскости  $\alpha_r$  и  $\alpha_z$  (рис. 6) строятся графики зависимости  $\alpha_z = f(\alpha_r)$  и  $\alpha_r = \varphi(\alpha_z)$ , рассчитываемые по формулам (7.20) и (7.21) соответственно. Точка пересечений этих графиков определяет искомые значения  $\alpha_r$  и  $\alpha_z$ , а следовательно, и геометрического параметра  $\alpha$ . Найденные значения  $\alpha_r$  и  $\alpha_z$  позволяют определить концентрацию делящегося элемента в однородной активной зоне и уточнить интегральные потоки во всех зонах реактора.

Критическая концентрация делящегося элемента и спектры активной зоны определяются при решении уравнений (7.24) и (7.28). Делается это следующим образом. По найденным значениям параметра  $\alpha^2$  и нормировке (7.23) по формуле (7.24) находятся значения  $J_i$  в эквивалентном го-лом реакторе. Затем по формуле

$$k_{эфф} = \sum_{i=1}^N \nu_f^i \Sigma_f^i J_i, \quad (7.27)$$

вытекающей из (7.23), определяется  $k_{эфф}$ . Если  $k_{эфф}$  отличается от единицы, изменяют концентрацию делящегося элемента, решая уравнение

$$1 = \sum_{i=1}^N \nu_f^i \Sigma_f^i J_i \quad (7.28)$$

относительно концентрации делящегося элемента, входящей в  $\Sigma_f$ . При этом необходимо учитывать закон замещения:

$$N_8 + N_9 = C, \quad (7.29)$$

где константа  $C$  определяется видом топлива и его объемной долей в активной зоне.

Пусть, например, рассматривается реактор с двуокисным топливом в начале кампании, тогда

$$C = \frac{\epsilon_T \gamma_T A}{M},$$

где  $\epsilon_T$  — объемная доля топлива в активной зоне;  $\gamma_T$  — плотность топлива;  $A$  — число Авогадро;  $M$  — молекулярный вес двуокиси. Уравнения (7.28) и (7.29) определяют новое значение концентрации делящегося изотопа. При этой концентрации вновь рассчитывают макроконстанты активной зоны, новые значения интегральных спектров и  $k_{эфф}$  по формулам (7.23), (7.24) и (7.27). Если полученное значение  $k_{эфф}$  отличается от единицы больше чем на 10%, нужно снова произвести правку концентрации делящегося элемента и спектров активной зоны реактора.

После определения критической концентрации активной зоны необходимо произвести коррекцию интегральных спектров в экранах реактора с учетом найденных значений параметров  $\alpha_r^2$  и  $\alpha_s^2$  и групповых интегральных потоков в активной зоне, для чего следует решать уравнения (7.6) и (7.7).

Эти уравнения удобно решать итерационным способом. Рассмотрим, например, решение уравнений (7.7) для интег-

ральных спектров в торцевом экране. Его можно привести к виду

$$J_i^{(n)} = \frac{\gamma_i \sum_{j=1}^N \nu_j^j \Sigma_f^j J_j^{(n-1)} + \sum_{j=1}^{i-1} \Sigma_{y^0}^{j \rightarrow i} J_j^{(n)} + \alpha_z^2 D_i^{a \cdot 3} J_i^{a \cdot 3}}{\alpha_r^2 D_i + \Sigma_{c, f, d}^{(i)}}, \quad (7.30)$$

где  $J_j^{(n)}$  и  $J_j^{(n-1)}$  — интегральные групповые потоки в  $n$ -ом и  $(n-1)$ -ом приближении соответственно. В качестве первого приближения выбираются найденные ранее интегральные потоки в торцевом экране и находятся интегральные потоки  $J_i^{(2)}$  во втором приближении и т. д. Процесс итераций быстро сходится и приводит к искомым значениям  $J_i$  в торцевом экране.

Аналогичным образом рассчитываются интегральные потоки в боковом экране по формуле

$$J_i^{(n)} = \frac{\gamma_i \sum_{j=1}^N \nu_j^j \Sigma_f^j J_j^{(n-1)} + \sum_{j=1}^{i-1} \Sigma_{y^0}^{j \rightarrow i} J_j^{(n)} + \alpha_r^2 D_i^{a \cdot 3} J_i + \alpha_z^2 D_i^{a \cdot 3} J_i^{a \cdot 3}}{\Sigma_{c, f, d}^{(i)}}.$$

Расчетом интегральных потоков в активной зоне и экранах заканчивается первый цикл итерационного процесса совместного решения уравнений. Затем следует, вообще говоря, найти новые значения параметров  $\alpha_r^2$  и  $\alpha_z^2$  и повторить расчет критической концентрации делящегося элемента и интегральных потоков во всех зонах. Однако практика расчетов показывает, что одного итерационного цикла достаточно для определения критических параметров реактора с точностью, приемлемой для курсового проектирования.

Произведем оценку концентраций ядер  $\text{Pu } N_9^{(1)}$  и  $N_9^{(2)}$  в зонах  $AZ_1$  и  $AZ_2$  (рис. 3) при радиальном профилировании тепловыделения в реакторе. Представим эти концентрации в виде равенств

$$\left. \begin{aligned} N_9^{(1)} &= N_9 - \Delta N_9^{(1)}, \\ N_9^{(2)} &= N_9 + \Delta N_9^{(2)}, \end{aligned} \right\} \quad (7.31)$$

где  $N_9$  — найденная критическая концентрация  $\text{Pu}$  в однородной активной зоне, а  $\Delta N_9^{(1)}$  и  $\Delta N_9^{(2)}$  — изменения концентраций в зонах  $AZ_1$  и  $AZ_2$  соответственно.

Наилучший эффект при двухзонном профилировании достигается, если равны тепловыделения в точках  $r=0$  и  $r=r_0$  (рис. 3).

Требую выполнения этого равенства в предположении, что профилирование не изменяет радиального распределения нейтронов  $R(r) = J_0(\alpha_r r)$ , получаем

$$\Delta N_9^{(1)} + J_0(\alpha_r r_0) \Delta N_9^{(2)} = N_9 [1 - J_0(\alpha_r r_0)]. \quad (7.32)$$

В уравнении (7.32) не учтено деление  $U^{238}$ . Из формулы теории малых возмущений для оценки  $\Delta k_{эфф}$ , обусловленного изменениями концентраций  $\Delta N_9^{(1)}$  и  $\Delta N_9^{(r)}$ , находим

$$\Delta N_9^{(1)} \int_0^{r_0} r J_0^2(\alpha_r r) dr - \Delta N_9^{(r)} \int_{r_0}^{R_{a,3}} r J_0^2(\alpha_r r) dr = 0. \quad (7.33)$$

При выводе уравнения (7.32) использовали равенство  $\Delta k_{эфф} = 0$  и пренебрегли различием в спектрах и коэффициентах диффузии в зонах  $A3_1$  и  $A3_2$ . Уравнения (7.31) — (7.33) определяют концентрации  $N_9^{(1)}$  и  $N_9^{(r)}$ .

Коэффициенты воспроизводства различных зон выровненного реактора можно оценить по формулам:

$$КВА = \frac{\sum_{i=1}^N [(\Sigma_c^8)_i^{A3_1} \psi + (\Sigma_c^8)_i^{A3_2} (1 - \psi)] J_i^{a,3}}{\sum_{i=1}^N [(\Sigma_{cf}^9)_i^{A3_1} \psi + (\Sigma_{cf}^9)_i^{A3_2} (1 - \psi)] J_i^{a,3}}, \quad (7.34)$$

$$КВЭ_{бок} = \frac{\sum_{i=1}^N (\Sigma_c^8)_i^{a,6} J_i^{a,6}}{\sum_{i=1}^N [(\Sigma_{cf}^9)_i^{A3_1} \psi + (\Sigma_{cf}^9)_i^{A3_2} (1 - \psi)] J_i^{a,3}}, \quad (7.35)$$

$$КВЭ_{тор} = \frac{\sum_{i=1}^N (\Sigma_c^8)_i J_i^{a,\tau}}{\sum_{i=1}^N [(\Sigma_{cf}^9)_i^{A3_1} \psi + (\Sigma_{cf}^9)_i^{A3_2} (1 - \psi)] J_i^{a,3}}. \quad (7.36)$$

В формулах (7.34) — (7.36) через  $(\Sigma_c^8)_i$  и  $(\Sigma_{cf}^9)_i$  обозначены соответственно групповые сечения радиационного захвата  $U^{238}$  и полные групповые сечения поглощения  $Pu^{239}$ , а параметр  $\psi$  определяется формулой

$$\psi = \frac{\int_0^{r_0} r J_0(\alpha_r r) dr}{R_{a,3} \int_0^{r_0} r J_0(\alpha_r r) dr}.$$

Одногрупповой анализ в рамках указанных выше предположений показывает, что минимальное значение радиального коэффициента неравномерности тепловыделения, равное примерно 1,25, достигается при  $r_0/R_{a.з} = 0,7$ . Следует отметить, что приведенный метод оценки критической массы и КВ выровненного реактора носит оценочный характер. Неучет изменения жесткости спектра в боковом экране дает, например, заниженное значение КВ выровненного реактора.

## ГЛАВА 8

### ВЛИЯНИЕ УПЛОЩЕНИЯ НА НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БЫСТРОГО РЕАКТОРА

Схемы расчетов, приведенные в главах 6 и 7, построены так, что могут быть применены к реакторам с различной степенью уплощения  $\beta_0 = H_{a.z}/D_{a.z}$ .

В работе [19] было рассмотрено влияние уплощения на некоторые характеристики быстрого реактора. Увеличим уплощение, т. е. уменьшим величину  $\beta_0$ , сохраняя объем реактора и его мощность, иначе говоря, при фиксированном значении средней теплонапряженности  $\bar{Q}$ . Тогда, если оставить неизменной объемную долю натрия, то число топливных элементов возрастет пропорционально увеличению площади поперечного сечения активной зоны, но уменьшится их высота. Подогрев теплоносителя окажется соответственно меньше и центральный самый теплонапряженный топливный элемент будет теперь недогрет до своих предельно допустимых температур. Чтобы довести подогрев теплоносителя до прежней величины и одновременно поднять температуру горячих точек до их прежних предельных значений (скорость теплоносителя не изменяется), нужно в соответствии с формулой (6.6) уменьшить объемную долю теплоносителя  $\epsilon_{тн}$  (пропорционально уменьшению  $\beta_0$ ) и увеличить диаметр топливного элемента в соответствии с формулами (6.6), (6.8) или (6.9). Также повысится объемная доля топлива  $\epsilon_t$ , что приведет к росту КВ. Заметим, что уменьшение объемной доли теплоносителя в активной зоне приведет к такому же ее уменьшению в торцевых экранах и снизит утечку нейтронов через торцы, что приобретает особое значение при больших уплощениях, когда площадь поперечного сечения торцов велика. Этот эффект так же будет способствовать росту КВ.

Возрастет при уплощении и длина кампании, так как увеличится  $\Delta PP_f$  за счет роста  $\epsilon_t$  и уменьшится  $k_z$  (формулы (5.13), (7.36)). Но, с другой стороны, с ростом уплощения растет и критическая масса. Если первые два эффекта способствуют уменьшению времени удвоения  $T_2$ , то последний, наоборот, приводит к его увеличению.

Отсюда следует, что при определенной степени уплощения активной зоны время удвоения  $T_2$  будет минимальным. Соот-

ветствующее уплощение называем оптимальным. Эффект оптимального уплощения показан на рис. 7, заимствованном из работы [19].

Если теперь увеличить мощность уплощенного реактора при сохранении средней теплонапряженности и высоты, величина  $\beta_0$  уменьшится, радиальный коэффициент неравномерности увеличится и центральный топливный элемент окажется перегретым соответственно. Чтобы понизить темпера-

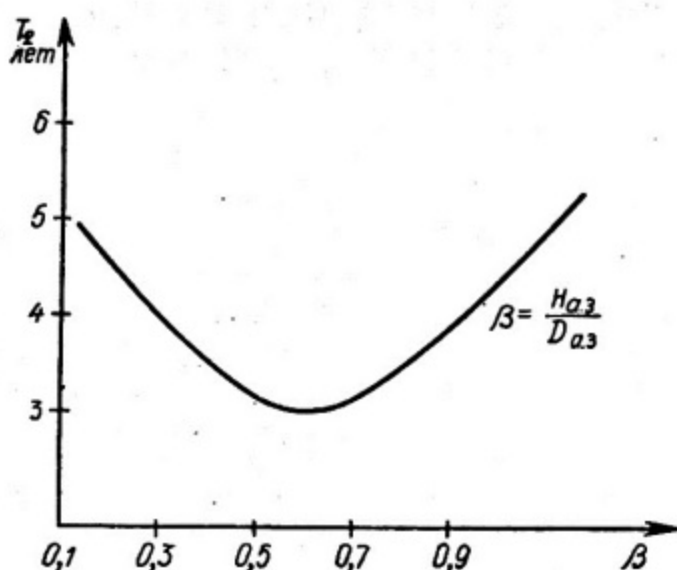


Рис. 7.

туру горячей точки до прежней величины, нужно еще более снизить  $\beta_0$ . Отсюда следует, что чем больше реактор, тем более уплощенным его следует делать. Оптимальная по времени удвоения величина  $\beta_0$  уменьшается при увеличении мощности.

Однако радиальный коэффициент неравномерности может возрасти лишь до своего предельного значения, соответствующего голому реактору, и при достаточно больших радиальных размерах активной зоны возрастание мощности при сохранении средней теплонапряженности и высоты активной зоны уже не будет нарушать теплового режима центрального элемента. Объемные доли натрия и топлива, а значит и КВ, достигнут своих предельных значений. Существование такого предельного состояния выражается в том, что выбор оптимального уплощения и оптимальной средней теплонапряженности при фиксированной мощности приводит к уменьшению времени удвоения с ростом мощности с тенденцией к выходу  $T_2$  на предельное значение. В этом предельном случае высота активной зоны при увеличении мощности остается постоянной, диаметр активной зоны растет пропорцио-

нально  $\sqrt{W_{a.z.}}$ , а  $\beta_0$ , следовательно, уменьшается пропорционально  $1/\sqrt{W_{a.z.}}$ .

Таким образом, при использовании оптимальных уплотнений и средних теплонапряженностей более мощные реакторы оказываются более выгодными по критерию времени удвоения. Например, активная зона строящегося в настоящее время быстрого реактора БН-350 представляет собой уплотненный цилиндр. Это же предполагается использовать в проектах PFR, PHENIX и др. Заметим, что эффект уплотнения может быть использован не так, как упомянуто выше. Недогрев горячей точки до своей предельной температуры можно компенсировать не уменьшением объемной доли натрия при фиксированной средней теплонапряженности, а наоборот, повышением средней теплонапряженности (и соответственным уменьшением объема, а значит, критической массы) при фиксированной мощности и объемных долях.

Длина кампании при этом уменьшится за счет увеличения скорости сгорания основного делящегося изотопа, что вместе с уменьшением критической массы также приведет к выигрышу во времени удвоения. Следует только следить за тем, чтобы повышение средней теплонапряженности приближало ее к оптимальному значению, а не удаляло от него.

## ВЫРАВНИВАНИЕ РАДИАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА НЕРАВНОМЕРНОСТИ ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЯ

В предыдущем параграфе указывалось, что при уплощении реактора повышается объемная доля  $U^{238}$  и, следовательно, КВ. Аналогичный эффект образуется, если тем или иным способом добиться снижения радиального коэффициента неравномерности тепловыделения. При этом максимально теплонапряженный топливный элемент будет недогрет и снова появляется возможность увеличения объемной доли  $U^{238}$  (за счет снижения объемной доли натрия) и КВ. Эффект будет тем сильнее, чем больше был коэффициент неравномерности у невыровненного реактора. Поэтому выравнивание наиболее эффективным оказывается для реакторов большой мощности, например быстрые реакторы БН-350, PFR, PHENIX имеют выровненную активную зону. Выравнивание тепловыделения можно произвести, например, двумя рассмотренными ниже способами.

### § 1. Профилирование состава активной зоны

Здесь имеется в виду такое перераспределение основного делящегося изотопа, чтобы коэффициент неравномерности был минимальным. Очевидно, для этого нужно в местах наименьшего тепловыделения в невыровненном реакторе сосредоточить побольше делящегося материала, а в местах наибольшего — поменьше. В принципе распределяем основной делящийся изотоп так, что выравнивание будет идеальным ( $k_r = 1$ ); это видно из следующего примера.

Пренебрегаем зависимостью одногруппового коэффициента диффузии от концентрации  $Pu^{239}$  в  $U^{238}$ . В этом случае при непрерывном по координате изменении  $N_0$  коэффициент диффузии постоянный, а макроскопические сечения переменные. Если использовать обозначения формулы (7.31), то одногрупповое уравнение в пределах активной зоны примет вид

$$\Delta\Phi + (AN_0 - B)\Phi = 0, \quad (9.1)$$

при дополнительном условии

$$\Phi [(\bar{\sigma}_f)_9 N_9 + (\bar{\sigma}_f)_8 N_8] = [(\bar{\sigma}_f)_9 - (\bar{\sigma}_f)_8] N_9 + (\bar{\sigma}_f)_8 N_f \Phi = \text{const} = C, \quad N_f = N_8 + N_9, \quad (9.2)$$

которое и является условием идеального выравнивания, так как требует независимости тепловыделения от координат. Постоянная  $C$ , очевидно, пропорциональна мощности, отнесенной к единице объема активной зоны.

Определяя из формулы (9.2)  $N_9 \Phi$  и подставляя его в (9.1), получаем

$$\Delta \Phi - k \Phi + M = 0, \quad (9.3)$$

$$k = \frac{A (\bar{\sigma}_f)_8 N_f}{(\bar{\sigma}_f)_9 - (\bar{\sigma}_f)_8} + B,$$

$$M = \frac{AC}{(\bar{\sigma}_f)_9 - (\bar{\sigma}_f)_8}.$$

Уравнение (9.3) может быть решено в любой простой одномерной геометрии (плоской, цилиндрической, сферической) с условием симметрии решения в начале координат, где производная от функции  $\Phi$  равна нулю. Например, для сферической геометрии после подстановки  $\Phi(r) = \frac{f(r)}{r}$  получаем

$$\begin{aligned} f''(r) - kf + rM &= 0, \\ f(r) &= c_0 \text{sh} \sqrt{k} r + \frac{M}{k} r, \\ \Phi(r) &= c_0 \frac{\text{sh} \sqrt{k} r}{r} + \frac{M}{k}. \end{aligned} \quad (9.4)$$

При этом  $\Phi'(r)|_{r=0} = 0$ . Постоянную интегрирования  $c_0$  определяем из краевого условия на границе активной зоны при  $r=R$ , которое запишем в виде

$$-\frac{\bar{D} \Phi'(r)}{\Phi(r)} \Big|_{r=R} = -\frac{\bar{D}_3 \Phi'_3(r)}{\Phi_3(r)} \Big|_{r=R} \quad (9.5)$$

или

$$\frac{\Phi'(r)}{\Phi(r)} \Big|_{r=R} = -\gamma(R),$$

где

$$\gamma(R) = -\frac{\Phi'_3(r)}{\Phi_3(r)} \Big|_{r=R} \frac{\bar{D}_3}{\bar{D}} = \frac{\bar{D}_3}{\bar{D}} \left( z_3 \text{cth} z_3 d_3 + \frac{1}{R} \right). \quad (9.6)$$

Подставляя выражение (9.4) в (9.5), находим

$$c_0 = \frac{R \gamma(R) \frac{M}{k}}{\sqrt{k} \text{ch} \sqrt{k} R - [1 + R \gamma(R)] \frac{\text{sh} \sqrt{k} R}{R}} < 0. \quad (9.7)$$

Задача решена. Получили критический сферический реактор с радиусом активной зоны  $r=R$ , нейтронный поток  $\Phi(r)$  в котором определен выражением (9.4), а распределение основного делящегося изотопа описывается формулой

$$N_9(r) = \frac{C - (\bar{\sigma}_f)_8 N_f \Phi(r)}{[(\bar{\sigma}_f)_0 - (\bar{\sigma}_f)_8] \Phi(r)}. \quad (9.8)$$

Заметим, что распределение (9.8) не зависит от постоянной  $C$ , так как коэффициент  $c_0$  в формуле (9.4) согласно форму-

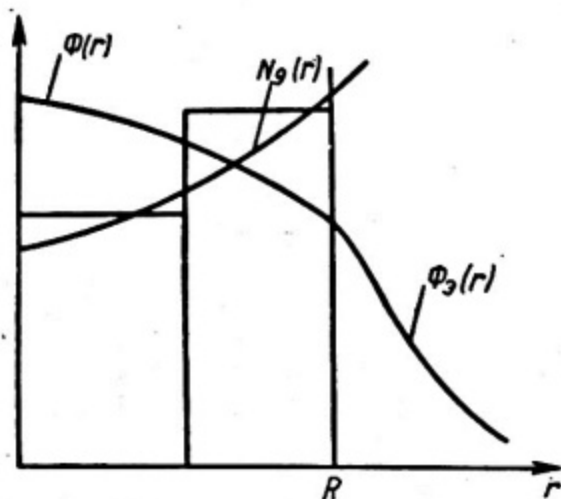


Рис. 8.

ле (9.7) пропорционален  $M$ , а постоянная  $M$  по определению (см. формулу (9.3)) пропорциональна  $C$ . Таким образом, выражение (9.8) зависит только от ядерных констант и не зависит от  $C$ , т. е. в конечном счете не зависит от мощности, как и должно быть. Критическая масса определяется интегралом

$$4 \pi \int_0^R N_9(r) r^2 dr,$$

который вычисляется численно. Кривые  $\Phi(r)$  и  $N_9(r)$  приведены на рис. 8. Видно, что выравнивание плотности тепловыделения происходит за счет размещения больших количеств основного делящегося изотопа в местах, где нейтронный поток наименьший. Ясно, что такое перераспределение горючего приводит к возрастанию критической массы по сравнению с невыровненным случаем. Так, в случае сферы это возрастание составляет около 30%, в случае цилиндра — около 15%.

На практике непрерывную кривую  $N_9(r)$  рис. 8 заменяют ступенчатой, разбивая активную зону на ряд подзон, в пре-

делах каждой из которых концентрация основного делящегося изотопа в уране постоянна. Часто ограничиваются двухзонным выравниванием по схеме рис. 8. При этом в цилиндрическом реакторе активная зона состоит из внешней зоны большего обогащения урана основным делящимся изотопом и внутренней зоны меньшего обогащения. Выравнивание по высоте обычно не производится, а радиальный коэффициент неравномерности удается выровнять, конечно, не полностью, а только до величины  $1,2 \div 1,3$ . В особенности

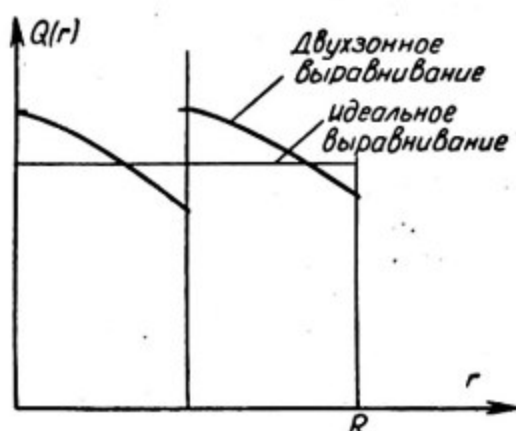


Рис. 9.

эффективным двухзонное выравнивание оказывается для больших реакторов, у которых невыровненный коэффициент неравномерности велик ( $k_r = 1,8 - 1,9$ ).

Критическая концентрация основного делящегося изотопа в топливе активной зоны такого реактора немного превышает критическую концентрацию в бесконечной среде и уже относительно тонкая внешняя зона повышенного обогащения дает нужный эффект. Удельное тепловыделение при двухзонном выравнивании по сравнению со случаем идеального выравнивания показано на рис. 9. Если теперь представить, что мощность невыровненного реактора растет при фиксированной средней теплонапряженности и уплощении, т. е. увеличивается объем активной зоны и, следовательно, коэффициент неравномерности тепловыделения, то это означает соответственный рост тепловыделения в центральном топливном элементе и возрастание подогрева и температуры горячей точки. Чтобы зафиксировать заданный подогрев и температуру горячей точки по формуле (6.3), увеличиваем величину  $\epsilon_{тн}$ , которая при возрастании объема активной зоны растет, как  $D_{з.з.}$ , а диаметр топливного элемента в соответствии с формулами (6.6), (6.8) и (6.9) уменьшаем. В связи с этим при увеличении мощности значительно пада-

ет КВ. Например, для реактора с керамическим двуокисным топливом при средней теплонапряженности  $\bar{Q}=0,5 \text{ Мвт/л}$  с возрастанием тепловой мощности активной зоны от 500 Мвт до 2500 Мвт коэффициент неравномерности увеличивается от  $k_r=1,73$  до  $k_r=1,8$ , а объемная доля натрия от  $\epsilon_{\text{Na}}=0,37$  до  $\epsilon_{\text{Na}}=0,60$ . КВ падает от 1,55 до 1,19. В связи с уменьшением объемной доли топлива длина кампании также уменьшается, а это приводит к возрастанию критической загрузки и количества горючего в топливном цикле. Сильно уменьшается КВ и время удвоения, но увеличивается мощность. Использование при каждой мощности оптимальной теплонапряженности существенно не меняет зависимости времени удвоения от мощности. Однако введение выравнивания изменяет взаимосвязь между параметрами реактора.

Используя, например, двухзонное выравнивание, сразу же резко снижаем радиальный коэффициент неравномерности и поддерживаем его практически на постоянном уровне при увеличении мощности. Теперь так же должно быть меньше натрия в активной зоне вследствие сильного недогрева топливных элементов в ней. С повышением мощности его количество возрастает, но не так быстро, как в невыровненном реакторе, и только за счет увеличения высоты активной зоны из-за необходимости компенсировать возрастание подогрева и  $k_r$ .

Наличие в активной зоне внешней области повышенного обогащения приведет к более жесткому спектру утечек из нее, что увеличит интенсивность делений  $U^{238}$  в экране. Вместе с эффектом от меньшего количества натрия в активной зоне это приведет к более высокому КВ по сравнению с невыровненным реактором такой же мощности. Длина кампании у выровненного реактора так же будет больше за счет большей объемной доли топлива в нем. В результате рост критической массы при выравнивании будет с избытком скомпенсирован и можно заметно снизить время удвоения выровненного реактора по сравнению с невыровненным при больших мощностях.

Можно эффективно сочетать выравнивание с уплощением при построении зависимости  $T_2$  от мощности при фиксированной величине  $\bar{Q}$ , сохраняя еще, кроме того, высоту реактора, так что  $\beta_0$  будет стремиться к нулю с возрастанием мощности. Так как подогрев теплоносителя и  $k_2$  при этом сохраняются, следовательно, в основном неизменными остаются и объемные доли теплоносителя и топлива, что позволит держать величину КВ и длину кампании приблизительно на постоянном уровне при всех мощностях. Поскольку критическая масса растет медленнее объема, то мощность на единицу горючего будет возрастать не только в активной зоне, но и в це-

лом, в топливном цикле. Таким образом, с увеличением мощности систематически уменьшается время удвоения.

Среднюю теплонапряженность при этом целесообразно брать оптимальной. Как и в предыдущем параграфе, получаем предельное значение времени удвоения, соответствующее времени удвоения бесконечно протяженного плоского реактора выбранной высоты.

Используем выравнивание иначе, компенсируя образующийся при этом недогрев топливных элементов центральной части активной зоны повышением среднего тепловыделения в ней с соответственным уменьшением ее объема, а значит, и критической массы. Если при этом не получается значительного отклонения от оптимальной теплонапряженности, то выигрывается время удвоения. При большой глубине выгорания  $\sim 15\%$  и небольшом времени переработки  $T_n \lesssim 0,5$  лет количество горючего в топливном цикле определяется в основном критической загрузкой и увеличением средней теплонапряженности всегда приводит к уменьшению времени удвоения [15].

## § 2. Создание внутренней зоны воспроизводства

Переход от цилиндрической активной зоны к кольцевой путем создания внутренней зоны воспроизводства влечет за собой значительное (вплоть до полного) выравнивание тепловыделения по радиусу активной зоны.

В радиальном направлении реактор состоит из внутренней цилиндрической зоны воспроизводства радиуса  $r_1$ , кольцевой активной зоны толщиной  $\Delta r$  и внешней кольцевой зоны воспроизводства обычной толщины ( $d_3 = 40-60$  см). Пакеты активной зоны имеют торцевые участки принципиально такой же конструкции, как и в обычной двухзонной схеме. Пакеты внутренней зоны воспроизводства должны быть такой же конструкции, как и внешней боковой зоны воспроизводства.

Предположим, что мы зафиксируем тепловую мощность  $W_{a,3}$  активной зоны, ее объем (или  $\bar{Q}$ ) и высоту  $H_{a,3}$  и увеличиваем  $r_1$  начиная с  $r_1=0$ , что соответствует обычному двухзонному невыровненному реактору. Критичность осуществляется обогащением  $c_f$  топлива основным делящимся изотопом.

При увеличении  $r_1$  толщина  $\Delta r$  кольцевой активной зоны сокращается. Следовательно, возрастает поверхность кольца на единицу его объема, т. е. относительная утечка нейтронов, что повлечет за собой рост  $c_f$  и величины  $k_{\infty}^{KP} = k_{\infty}/k_{эфф}$  активной зоны. В то же время коэффициент неравномерности тепловыделения в активной зоне заметно уменьшается, довольно быстро стремясь к единице, вследст-

вие уменьшения толщины активной зоны и появления утечки нейтронов из нее во внутреннюю зону воспроизводства, что видно из рис. 10, где показана примерная зависимость одногруппового потока от  $r$  в цилиндрическом и кольцевом реакторе.

Выравнивание радиального коэффициента неравномерности тепловыделения  $k_r$  активной зоны при возрастании  $r_1$  приведет к недогреву наиболее напряженного элемента и к

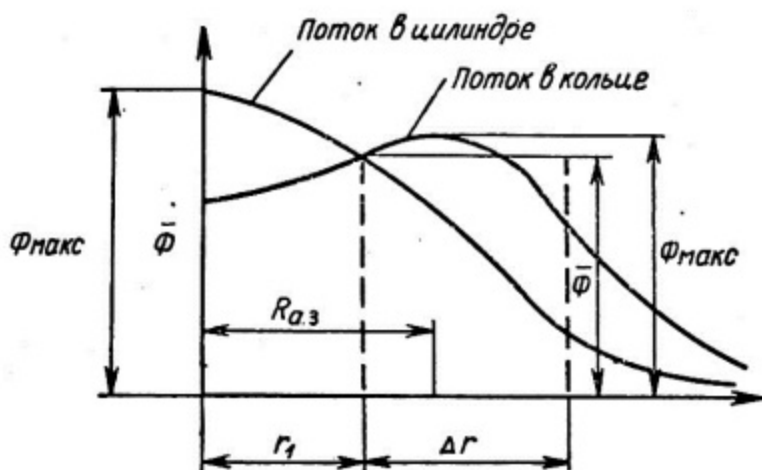


Рис. 10.

уменьшению подогрева теплоносителя, что позволит уменьшить объемную долю натрия и соответственно увеличить объемную долю топлива. В результате последняя увеличивается, до тех пор пока  $k_r$  не станет достаточно близким единице. Соответственно КВ возрастает за счет КВА вследствие роста объемной доли топлива в активной зоне при первоначальном сильном выравнивании и некоторого роста внешнего КВ. Этот последний эффект можно пояснить так. Все нейтроны, покинувшие активную зону, поглощаются в основном в  $U^{238}$  зон воспроизводства. Утечка из активной зоны, отнесенная к одному захвату в ней, равна  $k_{\infty}^{\text{кр}} - 1$  и поэтому  $\text{КВЭ} = [k_{\infty}^{\text{кр}} - 1] \left( \frac{\Sigma_{\text{a}, \tau}}{\Sigma_{\text{a}, 9}} \right)_{\text{a. з}}$ . Отношение сечения захвата в топливе  $\Sigma_{\text{a}, \tau}$  к  $\Sigma_{\text{a}, 9}$  вообще уменьшается с повышением  $r_1$ , но медленнее, чем  $k_{\infty}^{\text{кр}} - 1$ , и поэтому КВЭ увеличивается с ростом  $r_1$ .

Предельный КВ образуется у колец с  $k_r$  близким к единице. Возрастает и длина кампании в соответствии с ростом объемной доли топлива. Но при повышении  $r_1$  увеличивается и критическая загрузка. Конкуренция этого последнего эффекта с первыми двумя приводит к появлению оптимального времени удвоения. Можно говорить, что при заданной мощности, средней теплонапряженности и высоте активной зоны

существует такая кольцевая ее форма, для которой время удвоения минимально и меньше, чем для цилиндрической формы, и которой соответствует оптимальное значение  $r_1 = (r_1)_{\text{опт}}$ .

При увеличении мощности  $(r_1)_{\text{опт}}$ , вообще говоря, будет расти, и при высоких мощностях нейтронное поле в кольцевой активной зоне будет в сущности таким же, как у плоского реактора с довольно близким к единице и не зависящим от мощности коэффициентом радиальной неравномерности тепловыделения. При повышении мощности оптимальная конфигурация активной зоны приближается к системе колец, у которых  $\Delta r$  и время удвоения  $T_2 = T_2^{(0)}$  одинаковы, а  $(r_1)_{\text{опт}}$  пропорционально мощности. Это дает основание производить исследование зависимости  $T_2$  от мощности, например, следующим образом.

При каждой фиксированной мощности строится сначала двухзонный реактор с оптимальными во времени удвоения уплощением и средней теплонапряженностью. Затем, фиксируя высоту активной зоны, находим оптимальный радиус кольца  $(r_1)_{\text{опт}}$ , еще более снижая время удвоения  $T_2$ . Тогда кривая зависимости  $T_2 = T_2(W_{a,z})$  времени удвоения от мощности будет иметь характер монотонного уменьшения с ростом  $W_{a,z}$  и с предельным переходом  $T_2(W_{a,z}) \rightarrow T_2^{(0)}$ ,  
 $W_{a,z} \rightarrow \infty$ .

Так же как и в случае выравнивания профилированием обогащения, выравнивание радиальной неравномерности путем создания кольцевых активных зон можно применить для увеличения мощности или средней теплонапряженности реактора при фиксированной мощности. Полезно, если средняя теплонапряженность при этом приближается к оптимальной. При глубоких выгораниях и небольших временах переработки повышение средней теплонапряженности всегда выгодно с точки зрения уменьшения времени удвоения.

В результате убеждаемся, что все три способа улучшения характеристик реактора заданной мощности — уплощение, выравнивание, создание внутренних зон воспроизводства — оказываются более выгодными в отношении реакторов больших мощностей с точки зрения критерия по времени удвоения и при достаточно больших мощностях получают предельно малые времена удвоения.

Заметим, что, например, двухзонное выравнивание в процессе работы реактора приводит к некоторому «развыравниванию» вследствие более интенсивного выгорания в зоне повышенного обогащения, что следует, вообще говоря, учитывать. Кольцевые и уплощенные (без выравнивания) системы обладают в этом смысле более устойчивыми характеристиками.

**РАСЧЕТ ВЫБРАННОГО (ОПТИМАЛЬНОГО) ВАРИАНТА  
РЕАКТОРА С ОДНОРОДНОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ  
АКТИВНОЙ ЗОНОЙ**

**§ 1. Распределение тепловыделения в экране  
и в активной зоне**

Мощность аппарата складывается из мощности активной зоны, и мощности, выделяемой в экране. Если, по предположению, мощность активной зоны поддерживается постоянной, то мощность экрана изменяется со временем. Это объясняется накоплением делящегося материала в экране, что приводит к росту мощности, снимаемой с экрана. Обычно выделяемая в экране мощность составляет 10÷30% мощности активной зоны. Например, для реакторов с мощностью активной зоны, равной 200—300 Мвт, мощность экрана составляет 20÷30%. Если мощность активной зоны 1000 Мвт, то в экране выделяется приблизительно 10% ее.

Подсчет мощности экрана производится с учетом деления расщепляющихся материалов и образующихся в экране жестких захватных  $\gamma$ -квантов. Расчет тепловыделения от делений легко произвести, если принять во внимание, что 1 Мвт соответствующего тепловыделения равен  $3,1 \cdot 10^{16}$  делений/сек.

Вклад в тепловыделение от захватных  $\gamma$ -квантов вычисляется при условии, что в среднем энергия захватного  $\gamma$ -кванта составляет 7 Мэв. При этом, если энергия, выделившаяся на одно деление, приблизительно равна 200 Мэв, полное тепловыделение в экране имеет вид

$$W_{\text{э}} = \frac{1}{3,1 \cdot 10^{16}} \sum_{k=1}^m \left( \Sigma_f^{(k)} + \frac{7}{200} \Sigma_c^{(k)} \right) I_k^{\text{э}}. \quad (10.1)$$

Интегральные многогрупповые потоки в экране оцениваются по схеме расчета, описанной в главе 7, и определяются утечками нейтронов из активной зоны  $I_k^{\text{э}}$ .

Отношение мощностей, выделяющейся в экране  $W_э$ , к мощности активной зоны  $W_а$ , выражается формулой

$$\frac{W_э}{W_а} = \frac{\sum_{k=1}^m \left( \Sigma_f^{(k)} + \frac{7}{200} \Sigma_c^{(k)} \right) J_k^2}{\left( \sum_{k=1}^m \Sigma_f^{(k)} J_k \right)_{2,3}}. \quad (10.2)$$

## § 2. Термический к.п.д. аппарата

Термический к.п.д. в основном определяется подогревом теплоносителя при прохождении его через отдельные зоны реактора, который считается заданным. Приблизительно одинаковый подогрев во всех пакетах достигается профилированием скоростей соответственно тепловыделению в пакетах. На практике одинаковые подогревы получить не удается, так как вследствие неравномерности тепловыделения в пределах пакета наиболее напряженный в отношении тепловыделения топливный элемент оказался бы перегретым. Вследствие этого у каждого пакета приходится делать свой подогрев и затем вычислять температуру смешения. В курсовом проектировании такой детальный расчет не делают и приближенно считают, что температура смешения определяется температурой теплоносителя на входе в активную зону и подогревом в центральном пакете.

При эксплуатации атомной электростанции наибольший интерес представляет общий (брутто) и чистый (нетто) к.п.д. К.п.д. брутто характеризует совершенство термодинамического цикла превращения тепла реактора в электричество. К.п.д. нетто, учитывая расход энергии на собственные нужды, оценивает экономичность теплотехнической схемы атомной электростанции. К.п.д. брутто находят из выражения

$$\eta_{ат. ст}^{бр} = \eta_{окр. сред} \eta_t \eta_{0l} \eta_{мех} \eta_{эг}, \quad (10.3)$$

где  $\eta_{окр. сред}$  — к.п.д. передачи тепла от реактора к воде или к.п.д., учитывающий потери тепла в окружающую среду. Для трехконтурной системы значения этого коэффициента  $\eta_{окр. сред} \approx 0,98 \div 0,99$ ;  $\eta_t$  — термический к.п.д. цикла, в основном определяемый температурой теплоносителя на входе и на выходе активной зоны;  $\eta_{0l}$  — внутренний относительный к.п.д. паровой турбины. Обычно значения  $\eta_{0l}$  лежат в пределах  $0,7 \div 0,8$ ;  $\eta_{мех}$  — потери механической энергии в турбине и в передаточном устройстве от турбины к электрогенератору. При соединении турбины на одном валу с электрогенератором значение коэффициента  $\eta_{мех}$  равно 0,97;  $\eta_{эг}$  — к.п.д. преобразования механической энергии, подведенной к генератору, в электрическую (к.п.д. электрогенератора)

$\eta_{\text{эг}} \approx 0,98 \div 0,99$ ; произведение из коэффициентов  $\eta_i \eta_{0i} \eta_{\text{мех}} \eta_{\text{эг}}$  характеризует совершенство турбогенераторного агрегата. Это произведение обозначается через  $\eta_{\text{тг}}$  и называется к.п.д. машинного зала или к.п.д. турбогенератора.

Мощность на валу электрогенератора находится по формуле

$$W_{\text{эг}} = \eta_{\text{ат. ст}}^{\text{бр}} W_{\text{реактора}} \quad (10.4)$$

Для определения к.п.д. нетто  $\eta_{\text{ат. ст}}^{\text{н. т}}$  из мощности электрогенератора надо вычесть мощность, расходуемую на собственные нужды  $W_{\text{с. н}}$

$$\eta_{\text{ат. ст}}^{\text{н. т}} = \frac{W_{\text{эг}} - W_{\text{с. н}}}{W_{\text{реактора}}}, \quad (10.5)$$

причем расход на собственные нужды в основном определяется расходом на прокачивание теплоносителя, отводящего тепло от реактора.

### § 3. Изменение изотопного состава и расчет органов управления реакторов

В процессе работы реактора происходит изменение изотопного состава топлива, связанное с выгоранием первичного горючего, а также накоплением и выгоранием вторичного горючего; кроме этого, образуются высшие трансурановые элементы; повышается количество продуктов деления. Эти изменения оказывают существенное влияние на распределение нейтронов в реакторе в условиях выравнивания тепловыделения, и поэтому в процессе работы реактора происходит изменение поля нейтронов и тепловыделения по активной зоне, а следовательно, мощности реактора и других его характеристик.

Для того чтобы рассчитать изменение изотопного состава и характеристик, обычно решается система дифференциальных уравнений изменения изотопного состава. Например, для плутониевого топливного цикла эта система уравнений имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N^{238}}{\partial t} &= -\overline{\sigma_{c,f}^{238}} \Phi N^{238}, \\ \frac{\partial N^{239}}{\partial t} &= \overline{\sigma_c^{238}} \Phi N^{238} - \overline{\sigma_{c,f}^{239}} \Phi N^{239}, \\ \frac{\partial N^{240}}{\partial t} &= \overline{\sigma_c^{239}} \Phi N^{239} - \overline{\sigma_{c,f}^{240}} \Phi N^{240}, \\ &\dots \end{aligned}$$

$$\frac{\partial N_{\text{оск}}}{\partial t} = \overline{\sigma_f^{238}} \Phi N^{238} + \overline{\sigma_f^{239}} \Phi N^{239} + \overline{\sigma_f^{240}} \Phi N^{240} + \dots$$

где  $N^i(r, t)$  — концентрация  $i$  изотопа;  $\Phi(r, t)$  — поток нейтронов.

В этой системе уравнений в качестве параметра присутствует поток нейтронов  $\Phi(r, t)$ , который также зависит от времени. Поэтому задача оказывается более сложной и необходимо проводить совместный расчет изменения изотопного состава со временем и расчет меняющегося поля нейтронов. Эта задача достаточно сложная и громоздкая, поэтому ее решение не входит в данное методическое пособие. В первом приближении систему уравнений изменения изотопного состава решаем, принимая  $\Phi(r, t)$  не зависящим от времени и используя для этой цели известные формулы (см., например, работу [21]). Для системы регулирования, компенсации и аварийной защиты реактора на быстрых нейтронах используются кассеты активной зоны, стержни из хорошо рассеивающего нейтроны вещества, например никеля, а также стержни из бора (или карбида бора  $B_4C$  с 10% обогащением по изотопу  $B^{10}$ ). Применение тех или иных способов изменения реактивности зависит от физических характеристик аппаратов и особенностей их конструкции.

Согласно общей теории возмущений в однокрупной модели реактора, изменение коэффициента размножения при изменении макроскопических сечений в реакторе вычисляется по формуле

$$\frac{\delta k_{эфф}}{k_{эфф}} = - \frac{\int_V [\delta \nu \bar{\Sigma}_f - \delta \bar{\Sigma}_a] \varphi^2(r) dV - \int_V \delta \bar{D} [\nabla \varphi(r)]^2 dV}{\int_V \nu \bar{\Sigma}_f \varphi^2(r) dV}, \quad (10.6)$$

где интегрирование в числителе (10.6) проводится по всей области изменения макросечений в реакторе, а в знаменателе — по объему реактора (см. также приложение 5),  $\delta \nu \bar{\Sigma}_f$ ,  $\delta \bar{\Sigma}_a$ ,  $\delta \bar{D}$  — изменения в эффективных однокрупных макросечениях.

Пусть необходимо рассчитать изменение эффективного коэффициента размножения реактора  $\Delta k = \frac{\delta k_{эфф}}{k_{эфф}}$  при изменении состава активной зоны от начального до конечного состояния кампании.

Будем считать невозмущенным поток нейтронов в реакторе, рассчитанный ЭВМ для состояния, соответствующего среднему изотопному составу. В однокрупном приближении

$$\varphi(r) = A J_0(\alpha_r r) \cos \alpha_z z, \quad (10.7)$$

$$\alpha_r = \frac{2,405}{R_{a.z} + \delta_r},$$

$$\alpha_z = \frac{\pi}{2 H_{a.z} + 2 \delta_z},$$

где  $R_{a.z}$ ,  $H_{a.z}$  — радиус и полувысота активной зоны;  $\alpha_r$  и  $\alpha_z$  — эффективные добавки бокового и торцевого экранов из

расчета по среднему изотопному составу в течение кампании реактора.

Последовательность действий при определении величины  $\Delta k$  следующая.

1. Зная среднеизотопный состав активной зоны и изотопный состав реактора в начале и конце кампании определяем форму потока  $\varphi(r)$  в соответствии с формулой (10.7) и затем рассчитываем изменение макроскопических сечений в процессе кампании.

2. По формуле (10.6) подсчитываем полное изменение  $\Delta k$  величины  $k_{эфф}$ , что необходимо для определения количества органов компенсации реактивности реактора.

3. Выбирая из конструктивных соображений размер кассет, служащих органами компенсации, и считая, что компенсация реактивности производится кассетами, аналогичными по структуре кассетам активной зоны, находим по формуле (10.6) долю величины  $k_{эфф}$ , вносимую кассетой, расположенной в центре активной зоны.

4. Исходя из величины полного изменения  $\Delta k$  коэффициента размножения и считая, что эффективность кассеты компенсаций пропорциональна  $J_0^2(\alpha, r_0)$  ( $r_0$  — координата центра кассеты), рассчитываем количество кассет для компенсации реактивности за кампанию.

5. Если органами регулирования являются никелевые стержни, то подсчет их эффективности и необходимого количества производится также по формулам теории возмущений. Считается, что эффективность регулирующих стержней должна приблизительно равняться  $0,5\beta^*$ , где  $\beta^*$  — эффективная доля запаздывающих нейтронов на один рожденный после деления нейтрон. Находим на спектре активной зоны эффективные одnogрупповые сечения материала стержня и, зная его размер из конструкции реактора, по формуле (10.6) устанавливаем эффективность стержня, помещенного в любую точку активной зоны. Количество стержней определяется по указанному выше значению в долях  $\beta^*$ .

При расчете величины  $\beta^*$  учитывается пропорциональный вклад каждого делящегося изотопа в общую скорость делений. Доли запаздывающих нейтронов на один рожденный нейтрон для основных элементов при делении их быстрыми нейтронами

$$\beta_{U^{235}} = 0,0145.$$

$$\beta_{Pu^{239}} = 0,0022.$$

6. Заметим, что если регулирование проводится с помощью борных стержней, то их эффективности находят по схеме, изложенной ниже.

Расчет системы защиты и регулирования. Ниже приводятся формулы расчета веса борного стержня, помещенного в центр реактора в «эффективном» одногрупповом приближении. Пусть радиус стержня равен  $b$ , радиус активной зоны —  $R_a$ , полувысота активной зоны —  $H_a$  (рис. 11).



Рис. 11.

Регулирующий стержень рассматривается как «серое» тело, поглощающее нейтроны, но не настолько сильно, чтобы уменьшить проходящий через него поток нейтронов до нуля. Если поле нейтронов в активной зоне и стержне описывается в одногрупповом диффузионном приближении уравнениями:

$$-\bar{D}_{a,z} \nabla^2 \varphi_{a,z}(r, z) + \bar{\Sigma}_{a,a,z} \varphi_{a,z}(r, z) = \nu \bar{\Sigma}_{f,a,z} \varphi_{a,z}(r, z), \quad (10.8)$$

$$-\bar{D}_c \nabla^2 \varphi_c(r, z) + \bar{\Sigma}_{a,c} \varphi_c(r, z) = 0, \quad (10.9)$$

где  $\bar{D}$ ,  $\bar{\Sigma}_a$ ,  $\nu \bar{\Sigma}_f$  — эффективные одногрупповые макроскопические сечения в активной зоне и стержне, то решением этих уравнений с учетом внешних граничных условий является

$$\varphi_{a,z}(r, z) = A [Y_0(\alpha_1 \bar{R}) J_0(\alpha_1 r) - J_0(\alpha_1 \bar{R}) Y_0(\alpha_1 r)] \cos \frac{\pi z}{2 \bar{H}}, \quad (10.10)$$

$$\varphi_c(r, z) = C I_0(\alpha_2 r) \cos \frac{\pi z}{2 \bar{H}},$$

где  $A$ ,  $C$  — произвольные константы;  $\bar{R}$ ,  $\bar{H}$  — экстраполированные радиус и полувысота активной зоны реактора. Эти величины легко выразить через размеры активной зоны и эффективные добавки бокового  $\delta_{бок}$  и торцевого  $\delta_t$  экранов

$$\bar{R} = R_a + \delta_{бок}, \quad (10.11)$$

$$\bar{H} = H_a + \delta_{тор}.$$

В быстрых реакторах градиенты потоков нейтронов на поверхности стержней невелики, поэтому диффузионные приближения применяются для их расчетов. В выражениях (10.10) величины  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  определяются следующим образом:

$$\alpha_1 = \left| \sqrt{\chi_{a,z}^2 - \left(\frac{\pi}{2H}\right)^2} \right|, \quad (10.12)$$

$$\alpha_2 = \left| \sqrt{\chi_c^2 + \left(\frac{\pi}{2H}\right)^2} \right|, \quad (10.13)$$

где  $\chi_{a,z}^2$  и  $\chi_c^2$  — материальные параметры среды активной зоны и стержня. При этом предполагалось, что в силу незначительных размеров стержня по сравнению с активной зоной эффективная добавка торцевого экрана не изменяется из-за введения стержня.

Для расчета величин  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  используем следующие соотношения:

$$\chi_{a,z}^2 = \frac{1}{k'_{эфф}} \frac{\overline{\Sigma}_{f,a,z} - \overline{\Sigma}_{a,z}}{\overline{D}_{a,z}}, \quad (10.14)$$

$$\chi_c^2 = \frac{\overline{\Sigma}_{a,c}}{\overline{D}_c}, \quad (10.15)$$

где  $k'_{эфф}$  — эффективный коэффициент размножения реактора при введении органа защиты (регулятора) на всю высоту активной зоны. Применяя условие «сшивки» потоков и токов нейтронов на границе стержень — активная зона, получаем соотношение между величиной  $k'_{эфф}$  и размером стержня  $b$ . Оно выражается в трансцендентной форме

$$\frac{Y_0(\alpha_1 \tilde{R})}{J_0(\alpha_1 \tilde{R})} = \frac{Y_1(\alpha_1 b) + \overline{D}_c \alpha_2 I_1(\alpha_2 b) Y_0(\alpha_1 b) / \overline{D}_{a,z} \alpha_1 I_0(\alpha_2 b)}{J_1(\alpha_1 b) + \overline{D}_c \alpha_2 I_1(\alpha_2 b) J_0(\alpha_1 b) / \overline{D}_{a,z} \alpha_1 I_0(\alpha_2 b)}. \quad (10.16)$$

Уравнение (10.16) решается методом последовательных приближений, или графическим методом, относительно эффективного коэффициента  $k'_{эфф}$  при заданной величине  $b$ . Размеры борного стержня должны быть выбраны из конструктивных соображений при определении размеров кассет активной зоны.

Эффективность органа защиты (регулирующего стержня), помещенного в центре активной зоны, определяется в единицах  $\frac{\Delta k_{эфф}}{k_{эфф}}$  и затем подсчитывается по формуле (реактор без стержня имеет  $k_{эфф} = 1$ )

$$\left( \frac{\Delta k_{эфф}}{k_{эфф}} \right)_u = 1 - k'_{эфф}. \quad (10.17)$$

Эффективность стержня такой же величины, центр которого помещен в точку  $r_0$  активной зоны, оцениваем, пренебрегая интерференцией стержней,

$$\left(\frac{\Delta k_{эфф}}{k_{эфф}}\right)_{r_0} = \left(\frac{\Delta k_{эфф}}{k_{эфф}}\right)_ц [J_0^2(\alpha_1 r_0)], \quad (10.18)$$

где величина  $\alpha_1$  соответствует критическому состоянию реактора ( $k'_{эфф} = 1$ ).

Ниже приводится следующая схема расчета.

1. Определяются эффективные одnogрупповые макроскопические сечения вещества стержня на спектре активной зоны. Допускается сохранение спектра активной зоны в стержне.

2. Проверяется критичность аппарата, найденная с помощью ЭВМ, по формуле

$$\left(\frac{\pi}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{2H}\right)^2 = \frac{\sqrt{\Sigma_{f_{a.z}} - \bar{\Sigma}_{a.z}}}{D_{a.z}}$$

3. Выбирая размер стержня и решая уравнение (10.16), определяем величины  $k'_{эфф}$ , а следовательно, и  $(\Delta k_{эфф}/k_{эфф})_ц$ , в центре реактора. Используя формулу (10.18), находим  $\left(\frac{\Delta k_{эфф}}{k_{эфф}}\right)_{r_0}$  в любой точке реактора.

4. Возмущение величины  $k_{эфф}$ , внесенное в реактор стержнями аварийной защиты и выраженное в долях  $\beta^*$ , составляет обычно  $2 \div 3 \beta^*$ . Зная эту величину, подсчитываем общее количество стержней, необходимых для внесения отрицательной реактивности и размещенных в заданных точках активной зоны. Композиция стержней в этом случае выбирается из конструктивных особенностей реактора.

5. При расчете количества регулирующих борных стержней принято руководствоваться величиней  $0,5 \beta^*$ .

Для вычисления величины реактивности, которое необходимо скомпенсировать в процессе выгорания от перегрузки до перегрузки, интегрирование в числителе (10.6) распространяется на весь объем активной зоны. В этом случае пренебрегаем изменением транспортного сечения и рассматриваем только второй и третий член числителя (10.6). Изменение захватного и делительного сечений при этом оценивается по выгоранию. Если пренебречь влиянием накопления в экране, получаем величину реактивности за кампанию.

Фактически же придется компенсировать только изменение реактивности, происходящее за одну перегрузку, т. е. величину

$$\frac{1}{n} \frac{\delta k_{эфф}}{k_{эфф}} = \left(\frac{\Delta k_{эфф}}{k_{эфф}}\right)_{\text{перегрузки}}, \quad (10.19)$$

где  $n$  — число перегрузок, которое оценивается следующим образом.

Пусть задан коэффициент нагрузки  $k_n$  (например,  $k_n = 0,8$ ) и время, потребное на одну перегрузку  $\Delta t$ . Очевидно,

$$T_a + n \Delta t = \frac{T_a}{k_n},$$

откуда

$$n = \frac{T_a}{\Delta t} \cdot \frac{1 - k_n}{k_n}. \quad (10.20)$$

Рассчитав по формуле (10.6) компенсирующую способность одного компенсатора на некотором расстоянии  $R_k$  от оси симметрии активной зоны, получим число компенсаторов на радиусе  $R_k$  при делении формулы (10.17) на эту величину. В расчетах принимаем  $\Delta t = 5 \div 6$  дн.

## ДИНАМИКА РЕАКТОРА НА ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНАХ

В работе [20] указывался достаточно общий метод изучения динамики реактора на запаздывающих нейтронах, пригодный для реактора с любым спектром, в частности для быстрого реактора. Замечено, что если процесс изменения нейтронного поля достаточно медленный, что характерно для небольших скачков реактивности, то поле меняется как целое, одинаково во всех точках пространства. Приближенно, но с хорошей точностью оно рассматривается как произведение функции, зависящей только от времени, на функцию распределения нейтронов, вычисленную для стационарно работающего реактора (критического).

Уравнение динамики реактора на запаздывающих нейтронах приводится к известной из теории тепловых реакторов системе уравнений:

$$T \frac{dW(t)}{dt} = (\rho - \beta) W(t) + \sum_{i=1}^N \frac{R_i(t)}{\tau_i}, \quad (11.1)$$

$$\frac{dR_i}{dt} = -\frac{R_i(t)}{\tau_i} + \beta_i W(t), \quad \beta = \sum_{i=1}^N \beta_i, \quad \rho = \frac{k_{эфф} - 1}{k_{эфф}}$$

$$i = 1, 2, \dots, N.$$

Здесь  $W(t)$  рассматривается как полная мощность реактора в данный момент времени; величины  $R_i(t)$  определяют количество осколков-носителей запаздывающих нейтронов  $i$ -й группы в момент  $t$ . Общее число таких групп обозначено  $N$ ;  $\tau_i$  — время жизни осколков-носителей запаздывающих нейтронов  $i$ -й группы; величины  $\beta_i$  определяют эффективную долю запаздывающих нейтронов  $i$ -й группы, а  $\beta = \sum_i \beta_i$  — полную долю запаздывающих нейтронов от ценности всех нейтронов деления;  $\rho$  — реактивность как заданная функция времени;  $T$  — время жизни нейтрона в реакторе.

Если скачок реактивности произошел в момент  $t=0$ , начальные условия для системы уравнений (11.1) будут следующие:

$$W(t)|_{t=0} = W(0), \quad R_i(0) = \tau_i \beta_i W(0). \quad (11.2)$$

Общие методы решения системы уравнений (11.1) даны, например, в работе [21].

Л. Н. Усачев [20] показал, что эффективные доли запаздывающих нейтронов определяются спецификой конструкции данного реактора, т. е. его геометрией и распределением различных делящихся изотопов в нем и тем действующим спектром нейтронов, который при этом формируется.

Если произведен нейтронный расчет квазикритического реактора, т. е. найдены многогрупповые нейтронные потоки  $\Phi_k(\mathbf{r})$  и ценности нейтронов  $\Phi_k^+(\mathbf{r})$ , то эффективные доли запаздывающих нейтронов

$$\beta_i = \frac{1}{\text{ЦНД}} \sum_A \epsilon_{i,A} \int_V dV \Phi_{k_i}^+(\mathbf{r}) Q_{f,A}(\mathbf{r}). \quad (11.3)$$

Здесь

$$\text{ЦНД} = \sum_A \int_V dV \sum_{k=1}^m \Phi_k^+(\mathbf{r}) \chi_k \sum_{l=1}^m \nu_{f,A}^{(l)} \Sigma_{f,A}^{(l)}(\mathbf{r}) \Phi_l(\mathbf{r}) \quad (11.4)$$

представляет собой ценность нейтронов деления. Индексом  $A$  обозначен делящийся изотоп. Суммирование распространено по всем делящимся изотопам, а интегрирование производится по всему объему реактора (т. е. фактически по той его части, где имеются делящиеся изотопы,  $\Sigma_f \neq 0$ );  $\epsilon_{i,A}$  — выход осколков-носителей нейтронов  $i$ -й группы на один акт деле-

ния изотопа  $A$ ;  $Q_{f,A}(\mathbf{r}) = \sum_{l=1}^m \Sigma_{f,A}^{(l)}(\mathbf{r}) \Phi_l(\mathbf{r})$  — распределение скорости делений изотопа  $A$  в единице объема;  $\Phi_{k_i}^+(\mathbf{r})$  — распределение ценности нейтронов той группы  $k_i$ , в которой расположены энергии запаздывающих нейтронов  $i$ -й группы.

Время жизни нейтрона

$$T = \frac{1}{\text{ЦНД}} \int_V dV \sum_{k=1}^m \frac{1}{v_k} \Phi_k(\mathbf{r}) \Phi_k^+(\mathbf{r}), \quad (11.5)$$

где  $v_k$  — скорость нейтрона группы  $k$ .

Специфика быстрых реакторов находит свое отражение прежде всего в том, что величина  $T = 10^{-7} \div 10^{-8}$  сек оказывается на несколько порядков меньше, чем, например, в тепловых реакторах ( $T = 10^{-3} \div 10^{-4}$  сек).

Отметим также, что выход запаздывающих нейтронов у  $\text{Pu}^{239}$  приблизительно в три раза меньше, чем  $\text{U}^{235}$ , и соответственно меньше оказывается и эффективная доля запаздывающих нейтронов у реакторов с плутониевой загрузкой в отсутствие других делящихся изотопов. Однако эффективная доля запаздывающих нейтронов у быстрых бридеров близка к величине доли запаздывающих нейтронов  $\text{U}^{235}$ , поскольку

быстрый бридер имеет значительное количество  $U^{238}$  в активной зоне, где спектр жестче, чем в экране, и деления на  $U^{238}$  составляют заметный вклад в баланс нейтронов. В то же время выход запаздывающих нейтронов у  $U^{238}$  приблизительно в три раза больше  $U^{235}$ .

Кроме того, некоторый вклад в эффективную долю запаздывающих нейтронов дают запаздывающие нейтроны  $U^{238}$  зоны воспроизводства, который, однако, невелик вследствие малой доли делений в экране по сравнению с активной зоной. Эти эффекты, вместе взятые, в значительной степени компенсируют недостаток запаздывающих нейтронов  $Pu^{239}$ .

Вычисление величины  $\beta$  необходимо для вычисления допустимых скачков реактивности (которые, как известно, должны быть меньше  $\beta$ ) и скачков мощности, соответствующих данному скачку реактивности.

Известно, что вследствие малого времени жизни нейтрона в быстром реакторе мощность реактора почти без запаздывания следует за быстрым изменением реактивности, что можно пояснить следующим простым расчетом.

Пусть до момента времени  $t=0$  реактор был критичен, а в момент  $t=0$  произошел скачок реактивности  $\rho \leq 0$ , после чего реактивность определяется значением  $\rho = \text{const} \neq 0$ . Разрешим в квадратурах первое из уравнений системы (11.1) относительно  $W(t)$ . Тогда

$$W(t) = \int_0^t \frac{d\tau}{T} e^{\frac{\rho-\beta}{T}(t-\tau)} \sum_{i=1}^N \frac{R_i(\tau)}{\tau_i} + W(0) e^{\frac{\rho-\beta}{T}t}.$$

Если мы возьмем промежуток времени  $t \ll (\tau_i)_{\text{мин}}$ , где  $(\tau_i)_{\text{мин}} \sim 0,1$  сек — минимальное время жизни запаздывающего нейтрона, то носители запаздывающих нейтронов за такой малый интервал времени не успевают распасться и

$$R_i = R_i(0), \quad \sum_{i=1}^N \frac{R_i}{\tau_i} = \sum_{i=1}^N \beta_i W(0) = W(0)\beta.$$

Тогда

$$\begin{aligned} W(t) &= \beta W(0) \int_0^t \frac{d\tau}{T} e^{\frac{\rho-\beta}{T}(t-\tau)} + W(0) e^{\frac{\rho-\beta}{T}t} = \\ &= \frac{\beta W(0)}{\rho-\beta} (1 - e^{\frac{\rho-\beta}{T}t}) + W(0) e^{\frac{\rho-\beta}{T}t}. \end{aligned}$$

При  $\rho < \beta$  показатель степени в экспоненциальном слагаемом этого выражения всегда отрицателен.

Если  $T \ll 10^{-7}$  сек, то всегда можно указать такой промежуток времени, в котором

$$\frac{T}{\beta-\rho} \ll t \ll (\tau_i)_{\text{мин}} \cong 0,1 \text{ сек}, \quad (11.6)$$

если взять, например,

$$\beta - \rho \geq 10^{-3}, \quad \rho \leq \beta - 1 \cdot 10^{-3}.$$

Тогда такой интервал определится неравенством

$$10^{-4} \ll t \ll 0,1 \text{ сек},$$

и при этом

$$e^{\frac{\rho - \beta}{T} t} = e^{-\frac{\beta - \rho}{T} t} \ll 1,$$

$$W(t) = \frac{\beta}{\rho - \beta} W(0).$$

Таким образом, в интервале ( $10^{-4}$  сек  $\div$  0,1 сек)

$$\Delta W = W(t) - W(0) = \frac{\rho}{\rho - \beta} W(0),$$

а относительный скачок мощности определится выражением

$$\left( \frac{\Delta W}{W(0)} = \frac{\rho}{\rho - \beta} \right)^*.$$

Такое изменение мощности происходит за промежуток времени порядка  $10^{-3}$  сек, т. е. практически мгновенно, с участием только мгновенных нейтронов деления. При  $t > (\tau_l)_{\text{мин}}$  изменение мощности происходит с участием запаздывающих нейтронов в соответствии с периодом реактора  $T_0$ , вычисляемым по общим правилам.

Если пренебречь переходным режимом, связанным с постепенным вовлечением в процесс всех групп запаздывающих нейтронов, то процесс изменения мощности в быстром реакторе после скачка реактивности будет

$$W(t) = (W(0) + \Delta W) e^{\pm \frac{t}{T_0}} = W(0) \frac{\beta}{\rho - \beta} e^{\pm \frac{t}{T_0}} \quad \text{при } t \geq 0,$$

$$W(t) = W(0) \quad \text{при } t < 0.$$

Знак плюс или минус соответствует положительному или отрицательному скачку реактивности.

Для вычисления периода реактора  $T_0$  нужно эффективные доли запаздывающих нейтронов  $\beta_i$  и время жизни нейтрона  $T$  вывести из формул (11.3), (11.5), для чего необходимо решение пространственной многогрупповой задачи. Однако для приближенных оценок этих величин воспользуемся теми значениями многогрупповых интегральных потоков и ценностей, которые вычисляются по схеме, приведенной в работе [18], без решения пространственной задачи. Для этого

\* На это простое и удобное соотношение О. Д. Казачковский указал в 1955 г.

достаточно в вышеприведенных формулах для величин  $T$  и  $\beta_l$  принять:

$$\text{для активной зоны } \Phi_k(r) = I_k^{a.3} \Phi^{a.3}(r), \Phi_k^+ = I_k^{+a.3} \Phi_{a.3}^+(r);$$

$$\text{для экрана } \Phi_k(r) = I_k^e \Phi^e(r), \Phi_k^+(r) = I_k^{+e} \Phi^e(r),$$

( $I$  и  $I^+$  — спектры и ценности нейтронов)

где  $\Phi$  — функция одногруппового потока, совпадающая с одногрупповой функцией ценности нейтрона и в рассматриваемом случае взятая по формулам для двухзонного реактора и реактора сферической формы.

В результате получаем следующие выражения:

$$\beta_l = \frac{\sum_A \epsilon_{l,A} \{ \langle \Sigma_{f,A} \rangle_{a.3} \beta_{a.3}^l + \langle \Sigma_{f,A} \rangle_e \beta_e^l \}}{(\nu_f \Sigma_f)_{a.3} \alpha_{a.3} + (\nu_f \Sigma_f)_e \alpha_e}, \quad (11.7)$$

$$T = \frac{\left( \frac{1}{v} \right)_{a.3} \alpha_{a.3} + \left( \frac{1}{v} \right)_e \alpha_e}{(\nu_f \Sigma_f)_{a.3} \alpha_{a.3} + (\nu_f \Sigma_f)_e \alpha_e}, \quad (11.8)$$

где

$$\alpha_{a.3} = \frac{\sum_{k=1}^m (I_k I_k^+)_{a.3} \eta_{1k}}{\sum_{k=1}^m (I_k I_k^+)_{a.3} \tau_{1k} + \sum_{k=1}^m (I_k I_k^+)_e \tau_{2k}};$$

$$\alpha_e = \frac{\sum_{k=1}^m (I_k I_k^+)_e \eta_{2k}}{\sum_{k=1}^m (I_k I_k^+)_{a.3} \tau_{1k} + \sum_{k=1}^m (I_k I_k^+)_e \tau_{2k}};$$

$$\beta_{a.3}^l = \frac{(I_{kl}^+ \sum_{k=1}^m I_k)_{a.3} \tau_{1k}}{\sum_{k=1}^m (I_k I_k^+)_{a.3} \tau_{1k} + \sum_{k=1}^m (I_k I_k^+)_e \tau_{2k}};$$

$$\beta_e^l = \frac{(I_{kl}^+ \sum_{k=1}^m I_k)_e \tau_{2k}}{\sum_{k=1}^m (I_k I_k^+)_{a.3} \tau_{1k} + \sum_{k=1}^m (I_k I_k^+)_e \tau_{2k}};$$

$$\eta_{1k} = \int_{v_{a.3}} \Phi^2(r) r^2 dr = \frac{2\pi}{x^2} \left[ R_{a.3}^{(c\Phi)} - \frac{\sin(2x R_{a.3}^{c\Phi})}{2x} \right];$$

$$\eta_2 = \int_{V_3} \Phi^2(r) r^2 dr = 2\pi c_0^2 \left[ \frac{\text{sh}(2\gamma_3 d_3)}{2\gamma_3} - d_3 \right];$$

$$c_0 = \frac{\sin \alpha R_{a.3}^{c\phi}}{\alpha \text{sh}(\gamma_3 d_3)}.$$

Черта сверху в формулах (11.7), (11.8), как и везде, означает усреднение по потокам и ценностям, треугольные скобки — усреднение только по потокам

$$\langle \Sigma_{f,A} \rangle = \frac{\sum_{k=1}^m \Sigma_{f,A}^{(k)} I_k}{\sum_{k=1}^m I_k}.$$

Величины  $\varepsilon_{i,A}$  и  $\tau_i$  (уравнения (11.1), (11.3)) берутся из таблицы (см. приложение 4), составленной на основании работы [23].

ДЕВЯТИГРУППОВАЯ СИСТЕМА КОНСТАНТ

Здесь приводится девятигрупповая система ядерно-физических констант для расчета быстрых реакторов\*, показатели которой уточняются в зависимости от новых экспериментальных данных. Прилагаемая система констант применяется лишь для оценочных расчетов. Заметим, что она не является универсальной и пригодна только для расчетов быстрых реакторов типа БН-350. Современное состояние основных ядерных констант для расчетов реакторов описывается, например, в работе Дж. Шмидта [32].

Используются следующие обозначения:

- $\sigma_{tr}$  — транспортное сечение рассеяния;
- $\sigma_f$  — сечение деления;
- $\sigma_c$  — сечение радиационного захвата;
- $\nu_f$  — число нейтронов деления, возникающее при одном акте деления;
- $\sigma_d^j$  — сечение увода из группы  $j$ ;
- $\sigma^i$  — сечение перевода из группы  $i$  в группу  $j$ ;
- $\gamma$  — спектр нейтронов деления.

Номера групп соответствуют энергетической шкале.

Номера групп	Энергия $E$ , Мэв
1	$\infty \div 1,4$
2	$1,4 \div 0,7$
3	$0,7 \div 0,4$
4	$0,4 \div 0,2$
5	$0,2 \div 0,1$
6	$0,1 \div 0,05$
7	$0,05 \div 0,025$
8	$0,025 \div 0,01$
9	$0,01 \div 0$

\* Систему составили в 1957 г. Н. О. Базазянц и Л. П. Абагян под руководством И. И. Бондаренко при участии Л. Н. Усачева, С. Б. Шихова, Ю. Я. Стависского и В. С. Ставинского.

${}_{94}\text{Pu}^{239}$ 

	Номера групп								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\sigma_{tr}$	4,4	5,1	6,2	7,6	9,8	11,5	12,8	15,0	17,0
$\sigma_f$	1,98	1,78	1,65	1,65	1,66	1,80	2,05	2,30	2,90
$\sigma_c$	0,02	0,06	0,10	0,14	0,24	0,44	0,68	1,05	1,75
$\nu_f$	3,23	3,03	2,97	2,95	2,94	2,93	2,92	2,92	2,92
$\chi$	0,573	0,233	0,098	0,058	0,023	0,009	0,004	0,002	—
$\sigma_d$	1,00	1,00	0,50	0,24	0,20	0,12	0,10	0,07	—

$i \backslash j$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
2	0,32								
3	0,32	0,35							
4	0,23	0,38	0,33						
5	0,09	0,18	0,12	0,20					
6	0,03	0,07	0,04	0,03	0,19				
7	0,01	0,02	0,01	0,01	0,01	0,12			
8	—	—	—	—	—	—	0,10		
9	—	—	—	—	—	—	—	0,07	

 ${}_{92}\text{U}^{238}$ 

	Номера групп								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\sigma_{tr}$	4,3	4,8	5,8	7,4	9,5	11,3	12,4	14,0	17,0
$\sigma_f$	0,56								
$\sigma_c$	0,05	0,13	0,13	0,15	0,22	0,31	0,46	0,60	0,95
$\nu_f$	2,90								
$\sigma_d$	2,10	1,00	0,40	0,30	0,23	0,18	0,08	0,07	—

$i \backslash j$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
2	0,71								
3	0,60	0,44							
4	0,50	0,35	0,40						
5	0,20	0,14	—	0,30					
6	0,07	0,05	—	—	0,23				
7	0,02	0,02	—	—	—	0,18			
8	—	—	—	—	—	—	0,08		
9	—	—	—	—	—	—	—	0,07	

${}_{92}\text{U}^{235}$ 

	Номера групп								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\sigma_{tr}$	4,3	4,8	5,7	7,4	9,6	11,5	12,8	14,5	16,0
$\sigma_f$	1,24	1,20	1,25	1,42	1,70	2,10	2,60	3,40	4,80
$\sigma_c$	0,05	0,12	0,17	0,25	0,38	0,57	0,85	1,50	2,50
$\nu_f$	2,80	2,59	2,53	2,51	2,49	2,48	2,47	2,47	2,47
$\chi$	0,553	0,242	0,104	0,061	0,024	0,010	0,004	0,002	—
$\sigma_d$	1,55	1,20	0,55	0,23	0,15	0,10	0,09	0,07	—

$i \backslash j$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
2	0,50								
3	0,49	0,41							
4	0,35	0,45	0,41						
5	0,14	0,22	0,10	0,19					
6	0,05	0,09	0,03	0,03	0,14				
7	0,02	0,03	0,01	0,01	0,01	0,10			
8	—	—	—	—	—	—	0,09		
9	—	—	—	—	—	—	—	0,07	

 ${}_{11}\text{Na}^{23}$ 

	Номера групп								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\sigma_{tr}$	2,0	3,0	3,5	3,3	3,8	4,2	4,3	5,0	27,0
$\sigma_c$	0,0 <sup>3</sup> 13	0,0 <sup>3</sup> 3	0,0 <sup>3</sup> 5	0,0 <sup>3</sup> 6	0,0 <sup>3</sup> 9	0,0 <sup>2</sup> 2	0,0 <sup>2</sup> 15	0,0 <sup>2</sup> 15	0,020
$\sigma_d$	0,53	0,80	0,67	0,43	0,40	0,39	0,35	0,26	—

$i \backslash j$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
2	0,46								
3	0,04	0,65							
4	0,02	0,12	0,53						
5	0,01	0,02	0,09	0,43					
6	—	0,01	0,03	—	0,40				
7	—	—	0,01	—	—	0,39			
8	—	—	0,01	—	—	—	0,35		
9	—	—	—	—	—	—	—	0,26	

$^{58}\text{Ni}_{28}$ 

	Номера групп								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\sigma_{tr}$	2,3	2,6	3,3	4,4	6,8	9,0	9,2	27,0	17,0
$\sigma_c$	0,002	0,010	0,025	0,035	0,040	0,045	0,047	0,050	0,070
$\sigma_d$	0,74	0,14	0,22	0,18	0,24	0,32	0,35	0,73	—

$i \backslash j$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
2	0,37								
3	0,13	0,14							
4	0,11	—	0,22						
5	0,08	—	—	0,18					
6	0,03	—	—	—	0,24				
7	0,01	—	—	—	—	0,32			
8	0,01	—	—	—	—	—	0,35		
9	—	—	—	—	—	—	—	0,73	

 $^{56}\text{Fe}_{26}$ 

	Номера групп								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\sigma_{tr}$	2,2	2,2	2,5	3,0	3,7	5,0	11,0	3,3	10,0
$\sigma_c$	0,0 <sup>23</sup>	0,0 <sup>23</sup>	0,0 <sup>24</sup>	0,0 <sup>26</sup>	0,0 <sup>29</sup>	0,015	0,020	0,005	0,010
$\sigma_d$	0,70	0,45	0,14	0,13	0,16	0,22	0,48	0,10	—

$i \backslash j$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
2	0,54								
3	0,11	0,24							
4	0,04	0,14	0,14						
5	0,01	0,05	—	0,13					
6	—	0,02	—	—	0,16				
7	—	—	—	—	—	0,22			
8	—	—	—	—	—	—	0,48		
9	—	—	—	—	—	—	—	0,10	

${}_{40}\text{Zr}^{90}$ 

	Номера групп								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\sigma_{tr}$	3,0	4,0	6,1	7,5	8,4	8,8	9,0	8,0	7,0
$\sigma_c$	0,005	0,014	0,019	0,025	0,037	0,053	0,071	0,103	0,195
$\sigma_d$	0,95	0,35	0,23	0,22	0,25	0,22	0,17	0,10	—

$i \backslash j$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
2	0,55								
3	0,24	0,19							
4	0,11	0,10	0,23						
5	0,04	0,04	—	0,22					
6	0,01	0,01	—	—	0,25				
7	—	0,01	—	—	—	0,22			
8	—	—	—	—	—	—	0,17		
9	—	—	—	—	—	—	—	0,10	

 ${}_{42}\text{Mo}^{98}$ 

	Номера групп								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\sigma_{tr}$	3,0	4,0	5,6	6,9	7,7	8,5	8,4	7,8	6,9
$\sigma_c$	0,01	0,02	0,03	0,06	0,10	0,15	0,22	0,34	0,42
$\sigma_d$	1,44	0,72	0,41	0,35	0,25	0,21	0,17	0,10	—

$i \backslash j$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
2	0,90								
3	0,32	0,39							
4	0,14	0,20	0,41						
5	0,06	0,09	—	0,35					
6	0,01	0,03	—	—	0,25				
7	0,01	0,01	—	—	—	0,21			
8	—	—	—	—	—	—	0,17		
9	—	—	—	—	—	—	—	0,10	

${}^6\text{C}^{12}$ 

		Номера групп								
		1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\sigma_{tr}$		1,552	2,39	2,96	3,6	4,1	4,3	4,4	4,4	4,4
$\sigma_d$		0,192	0,647	0,96	0,957	1,024	1,05	1,07	0,81	—
$i \backslash j$		1	2	3	4	5	6	7	8	9
2		0,192								
3		—	0,647							
4		—	—	0,96						
5		—	—	—	0,957					
6		—	—	—	—	1,024				
7		—	—	—	—	—	1,05			
8		—	—	—	—	—	—	1,07		
9		—	—	—	—	—	—	—	0,81	

 ${}_{41}\text{Nb}^{93}$ 

		Номера групп								
		1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\sigma_{tr}$		3,2	4,3	6,4	8,0	8,8	9,0	9,2	8,9	8,5
$\sigma_c$		0,036	0,042	0,047	0,056	0,075	0,100	0,140	0,190	0,300
$\sigma_d$		0,63	0,88	0,27	0,25	0,25	0,25	0,18	0,11	—
$i \backslash j$		1	2	3	4	5	6	7	8	9
2		0,52								
3		0,11	0,42							
4		—	0,31	0,26						
5		—	0,12	0,01	0,25					
6		—	0,03	—	—	0,25				
7		—	—	—	—	—	0,25			
8		—	—	—	—	—	—	0,18		
9		—	—	—	—	—	—	—	0,11	

${}^8\text{O}^{16}$ 

	Номера групп								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\sigma_{tr}$	1,3	3,2	3,4	3,6	3,3	3,3	3,3	3,4	3,6
$\sigma_c$	0,15								
$\sigma_d$	0,20	0,55	0,74	0,63	0,58	0,46	0,39	0,40	—

$i \backslash j$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
2	0,20								
3	—	0,55							
4	—	—	0,74						
5	—	—	—	0,63					
6	—	—	—	—	0,58				
7	—	—	—	—	—	0,46			
8	—	—	—	—	—	—	0,39		
9	—	—	—	—	—	—	—	0,40	

 ${}^5\text{B}^{10}$ 

	Номера групп								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\sigma_{tr}$	1,7	2,4	4,0	4,6	4,7	4,8	5,6	7,1	9,4
$\sigma_c$	0,20	0,40	0,70	1,20	1,60	2,30	3,30	4,80	7,5
$\sigma_d$	0,21	0,50	1,03	0,84	0,77	0,63	0,58	0,44	—

$i \backslash j$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
2	0,21								
3	—	0,50							
4	—	—	1,03						
5	—	—	—	0,84					
6	—	—	—	—	0,77				
7	—	—	—	—	—	0,63			
8	—	—	—	—	—	—	0,58		
9	—	—	—	—	—	—	—	0,44	



**ЧЕТЫРЕХГРУППОВАЯ СИСТЕМА КОНСТАНТ ДЛЯ РАСЧЕТА  
БЫСТРЫХ РЕАКТОРОВ**

Приводится четырехгрупповая система констант, полученная на основе двадцатishестигрупповой системы [31] с усреднением по спектру реактора типа БН-350. Номера групп соответствуют энергетической шкале.

Номера групп	Энергия $E$ , Мэв
1	10,5 $\div$ 1,4
2	1,4 $\div$ 0,2
3	0,2 $\div$ 0,002
4	0,002 $\div$ 0

${}_{92}\text{U}^{235}$

	Номера групп			
	1	2	3	4
$\sigma_{tr}$	4,614	6,401	12,76	30,91
$\sigma_f$	1,256	1,312	2,447	10,61
$\sigma_c$	0,04999	0,1943	0,8603	6,034
$\nu\sigma_f$	3,472	3,248	5,955	25,68
$\sigma_d$	1,540	0,3724	0,002815	0

$i \backslash j$	1	2	3	4
2	1,330			
3	0,2100	0,3724		
4	0	0	0,002815	

${}_{92}\text{U}^{236}$ 

	Номера групп			
	1	2	3	4
$\sigma_{tr}$	4,576	6,539	12,41	29,32
$\sigma_f$	0,8399	0,09665	0	0
$\sigma_c$	0,06879	0,319	0,7416	6,402
$\nu_f \sigma_f$	2,33	0,2446	0	0
$\sigma_d$	1,828	0,2053	0,00308	0

$i \backslash j$	1	2	3	4
2	1,653			
3	0,1748	0,2053		
4	0	0	0,00308	

 ${}_{92}\text{U}_{a.3}^{238}$ 

	Номера групп			
	1	2	3	4
$\sigma_{tr}$	4,598	6,514	11,99	12,86
$\sigma_f$	0,5368	0,004082	0	0
$\sigma_c$	0,04163	0,1387	0,3957	1,352
$\nu_f \sigma_f$	1,511	0,01061	0	0
$\sigma_d$	2,132	0,2139	0,002948	0

$i \backslash j$	1	2	3	4
2	1,877			
3	0,2552	0,2139		
4	0	0	0,002948	

${}_{94}\text{Pu}^{329}$ 

	Номера групп			
	1	2	3	4
$\sigma_{tr}$	4,754	7,001	12,40	21,99
$\sigma_f$	1,949	1,696	2,002	6,649
$\sigma_c$	0,03418	0,1257	0,5811	4,217
$\nu_f \sigma_f$	6,285	4,996	5,763	19,08
$\sigma_d$	1,057	0,1945	0,002614	0

$i \backslash j$	1	3	3	4
2	0,9054			
3	0,1516	0,1945		
4	0	0	0,002614	

 ${}_{94}\text{Pu}^{241}$ 

	Номера групп			
	1	2	3	4
$\sigma_{tr}$	4,757	6,951	13,11	32,91
$\sigma_f$	1,429	1,429	3,461	16,09
$\sigma_c$	0,02417	0,1141	0,5555	4,046
$\nu_f \sigma_f$	4,762	4,336	10,27	47,61
$\sigma_d$	1,468	0,3645	0,002346	0

$i \backslash j$	1	2	3	4
2	1,265			
3	0,2029	0,3645		
4	0	0	0,002346	

${}^8\text{O}^{16}$ 

	Номера групп			
	1	2	3	4
$\sigma_{tr}$	1,300	3,656	3,428	3,600
$\sigma_f$	0	0	0	0
$\sigma_c$	0,01447	0	0	0
$\nu_f \sigma_f$	0	0	0	0
$\sigma_d$	0,1859	0,2968	0,01106	0

$i \backslash j$	1	2	3	4
2	0,1859			
3	0	0,2968		
4	0	0	0,01106	

 ${}^{73}\text{Ta}^{181}$ 

	Номера групп			
	1	2	3	4
$\sigma_{tr}$	4,317	6,042	9,495	33,21
$\sigma_f$	0	0	0	0
$\sigma_c$	0,07305	0,2179	0,8643	16,26
$\nu_f \sigma_f$	0	0	0	0
$\sigma_d$	2,544	0,2371	0,00349	0

$i \backslash j$	1	2	3	4
2	2,218			
3	0,326	0,2371		
4	0	0	0,00349	

### Осколки

	Номера групп			
	1	2	3	4
$\sigma_{tr}$	7,335	10,62	14,59	26,14
$\sigma_f$	0	0	0	0
$\sigma_c$	0,05439	0,1634	0,5469	5,722
$\nu_f \sigma_f$	0	0	0	0
$\sigma_d$	3,230	0,2605	0,007239	0

$i \backslash j$	1	2	3	4
2	2,779			
3	0,4513	0,2605		
4	0	0	0,007239	

### ${}^5B^{10}$

	Номера групп			
	1	2	3	4
$\sigma_{tr}$	1,450	3,798	5,636	27,71
$\sigma_f$	0	0	0	0
$\sigma_c$	0,2829	0,6154	3,238	24,69
$\nu_f \sigma_f$	0	0	0	0
$\sigma_d$	0,2911	0,466	0,01294	0

$i \backslash j$	1	2	3	4
2	0,2911			
3	0	0,466		
4	0	0	0,01294	

${}^6\text{C}^{12}$ 

	Номера групп			
	1	2	3	4
$\sigma_{tr}$	1,602	3,001	4,188	4,420
$\sigma_f$	0	0	0	0
$\sigma_c$	0	0	0	0
$\nu_f \sigma_f$	0	0	0	0
$\sigma_d$	0,2872	0,3796	0,01843	0

$i \backslash j$	1	2	3	4
2	0,2872			
3	0	0,3796		
4	0	0	0,01843	

 ${}^{11}\text{Na}^{23}$ 

	Номера групп			
	1	2	3	4
$\sigma_{tr}$ 15,52	1,977	3,502	4,596	3,916
$\sigma_f$ 0	0	0	0	0
$\sigma_c$ 0,019	0,001872	0,000383	0,002613	0,00739
$\nu_f \sigma_f$ 0	0	0	0	0
$\sigma_d$ 0	0,406 <sup>10,0</sup>	0,211	0,0645	0

$i \backslash j$	1	2	3	4
2	0,4013			
3	0,0047	0,211		
4	0 10,0	0	0,0645	

${}_{26}\text{Fe}^{56}$ 

	Номера групп			
	1	2	3	4
$\sigma_{tr}$	2,293	2,582	4,606	9,028
$\sigma_f$	0	0	0	0
$\sigma_c$	0,01863	0,005992	0,009907	0,03467
$\nu_f \sigma_f$	0	0	0	0
$\sigma_d$	0,7045	0,0732	0,00838	0

$i \backslash j$	1	2	3	4
2	0,6729			
3	0,0316	0,0732		
4	0	0	0,00838	

 ${}_{5}\text{B}^{11}$ 

	Номера групп			
	1	2	3	4
$\sigma_{tr}$	1,475	2,600	3,500	3,57
$\sigma_f$	0	0	0	0
$\sigma_c$	0,0002198	0	0	0
$\nu_f \sigma_f$	0	0	0	0
$\sigma_d$	0,3442	0,359	0,01582	0

$i \backslash j$	1	2	3	4
2	0,3442			
3	0	0,359		
4	0	0	0,01582	

$\chi_k$ 

Номера групп	Спектр нейтронов деления
1	0,577
2	0,391
3	0,032
4	0

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ

Ядерное топливо

Топливо	Допустимая температура, °С	Допустимая глубина выгорания $P_0$ , кг окс/т топл	Удельный вес $\gamma$ , г/см <sup>3</sup>	Теплопроводность $\lambda$ , ккал/(м·ч·град)
Металлическое	700	Зависит от величины пористости*		
Двуокись	2400	100	8	2
Карбид	1500	100	10	16

\* Для металлического топлива в зависимости от величины пористости:

$$\gamma = \gamma_0 \frac{1}{1 + V_0}; \quad \gamma_0 = 18,6 \text{ г/см}^3;$$

$$\lambda = \lambda_0 \frac{1}{1 + V_0}; \quad \lambda_0 = 18,3 \text{ ккал/(м·ч·град)};$$

$$P_0 = 10 \frac{V_0 + 2,23 \cdot \varepsilon_1 (1 + V_0)}{2 + 0,01687 \cdot \frac{T}{\xi}}; \quad \xi = \frac{rt}{d} ([\sigma] - \sigma_t);$$

$$\sigma_t = \frac{\alpha E q_{\max} d \ln x}{4 \lambda_{06} (1 - \mu)},$$

где  $t$  — толщина оболочки, м;

$d$  — наружный диаметр твэла, м;

$T$  — средняя температура топлива, °К;

$V_0$  — отношение объема полости к объему топлива;

$\varepsilon_1$  — относительное растяжение периметра оболочки (в процентах);

$[\sigma]$  — допустимое напряжение в материале оболочки, кг/мм<sup>2</sup>.

### Оболочка

	Допустимая температура контакта топливо—оболочка, °C	$\lambda$ , ккал/(м·ч·°C)	$\alpha$ , 1/°C	$\gamma$ , кг/м <sup>3</sup>	$E$ , кг/м.м <sup>2</sup>	$\sigma$ , кг/м.м <sup>2</sup>	$F$
Нержавеющая сталь	550 (с металлическим топливом)	18,8	$0,177 \cdot 10^{-4}$	780	$0,162 \cdot 10^5$	12	0,333
	600 (с керамикой)						

### Теплоноситель

	$\lambda$ , ккал/(м·ч·°C)	$C_p$ , ккал/(кг·°C)	$\gamma$ , кг/м <sup>3</sup>	$Pr$	$\nu$ , м <sup>2</sup> /сек
Натрий ( $T=500^\circ\text{C}$ )	59	0,304	840	$0,514 \cdot 10^{-2}$	$0,33 \cdot 10^{-6}$

ДАННЫЕ ПО ЗАПАЗДЫВАЮЩИМ НЕЙТРОНАМ  
ПРИ ДЕЛЕНИИ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Номера групп	Период $\tau_i$ , сек	Относительные выходы, $\epsilon_i, \lambda$	Абсолютный выход группы (для чистого изотопа), %
1	2	3	4

$U^{235}$  ( $n/F=0,0165 \pm 0,0005$ )

1	54,51 $\pm 0,94$	0,038 $\pm 0,003$	0,063 $\pm 0,005$
2	21,84 $\pm 0,54$	0,213 $\pm 0,005$	0,351 $\pm 0,011$
3	6,00 $\pm 0,17$	0,188 $\pm 0,016$	0,310 $\pm 0,028$
4	2,23 $\pm 0,06$	0,407 $\pm 0,007$	0,672 $\pm 0,023$
5	0,496 $\pm 0,029$	0,128 $\pm 0,008$	0,211 $\pm 0,015$
6	0,179 $\pm 0,017$	0,026 $\pm 0,003$	0,043 $\pm 0,005$

$U^{238}$  ( $n/F=0,0412 \pm 0,0017$ )

1	52,38 $\pm 1,29$	0,013 $\pm 0,001$	0,054 $\pm 0,005$
2	21,58 $\pm 0,39$	0,137 $\pm 0,002$	0,564 $\pm 0,025$
3	5,00 $\pm 0,19$	0,162 $\pm 0,020$	0,667 $\pm 0,077$
4	1,93 $\pm 0,07$	0,388 $\pm 0,012$	1,599 $\pm 0,081$
5	0,490 $\pm 0,073$	0,225 $\pm 0,013$	0,927 $\pm 0,060$
6	0,172 $\pm 0,009$	0,075 $\pm 0,005$	0,309 $\pm 0,024$

$U^{233}$  ( $n/F=0,0070 \pm 0,0004$ )

1	55,11 $\pm 1,86$	0,086 $\pm 0,003$	0,060 $\pm 0,003$
2	20,74 $\pm 0,86$	0,274 $\pm 0,005$	0,192 $\pm 0,009$
3	4,30 $\pm 0,19$	0,227 $\pm 0,035$	0,159 $\pm 0,025$
4	2,29 $\pm 0,18$	0,317 $\pm 0,011$	0,222 $\pm 0,012$
5	0,546 $\pm 0,108$	0,073 $\pm 0,014$	0,051 $\pm 0,010$
6	0,221 $\pm 0,042$	0,023 $\pm 0,007$	0,016 $\pm 0,005$

1	2	3	4
---	---	---	---

$\text{Pu}^{239}$  ( $n/F = 0,0063 \pm 0,003$ )

1	53,75 $\pm 0,95$	0,038 $\pm 0,003$	0,024 $\pm 0,002$
2	22,29 $\pm 0,36$	0,280 $\pm 0,004$	0,176 $\pm 0,009$
3	5,19 $\pm 0,12$	0,216 $\pm 0,018$	0,136 $\pm 0,013$
4	2,09 $\pm 0,08$	0,328 $\pm 0,010$	0,207 $\pm 0,012$
5	0,548 $\pm 0,049$	0,103 $\pm 0,009$	0,065 $\pm 0,007$
6	0,216 $\pm 0,017$	0,035 $\pm 0,005$	0,0022 $\pm 0,003$

$\text{Pu}^{240}$  ( $n/F = 0,0088 \pm 0,006$ )

1	53,56 $\pm 1,21$	0,028 $\pm 0,003$	0,022 $\pm 0,003$
2	22,14 $\pm 0,38$	0,273 $\pm 0,004$	0,238 $\pm 0,016$
3	5,14 $\pm 0,42$	0,192 $\pm 0,053$	0,162 $\pm 0,044$
4	2,08 $\pm 0,19$	0,350 $\pm 0,020$	0,315 $\pm 0,027$
5	0,511 $\pm 0,077$	0,128 $\pm 0,018$	0,119 $\pm 0,018$
6	0,172 $\pm 0,023$	0,029 $\pm 0,006$	0,024 $\pm 0,005$

$\text{Th}^{232}$  ( $n/F = 0,0496 \pm 0,0020$ )

1	56,03 $\pm 0,95$	0,034 $\pm 0,002$	0,169 $\pm 0,012$
2	20,75 $\pm 0,66$	0,150 $\pm 0,005$	0,744 $\pm 0,037$
3	5,74 $\pm 0,24$	0,155 $\pm 0,021$	0,769 $\pm 0,018$
4	2,16 $\pm 0,08$	0,446 $\pm 0,015$	2,212 $\pm 0,110$
5	0,571 $\pm 0,042$	0,172 $\pm 0,013$	0,853 $\pm 0,073$
6	0,211 $\pm 0,019$	0,043 $\pm 0,006$	0,213 $\pm 0,031$

Примечание.  $n/F$  — полный абсолютный выход запаздывающих нейтронов на деление (для чистого изотопа).

### ФОРМУЛЫ ИНТЕГРИРОВАНИЯ НЕКОТОРЫХ СПЕЦИАЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ

Если обозначить через  $Z_\mu(\alpha z)$  — функцию Бесселя первого или второго рода [в других обозначениях  $J_\mu(\alpha z)$  и  $Y_\mu(\alpha z)$ ] с параметром  $\mu$ , то имеют место следующие соотношения:

$$\int z [Z_\mu(\alpha z)]^2 dz = \frac{z^2}{2} \{ [Z_\mu(\alpha z)]^2 - Z_{\mu-1}(\alpha z) Z_{\mu+1}(\alpha z) \}.$$

В частных случаях  $\mu=0,1$  для функций Бесселя первого рода справедливы формулы интегрирования:

$$\begin{aligned} \int z J_1^2(\alpha z) dz &= \frac{z^2}{2} \{ J_1^2(\alpha z) - J_0(\alpha z) J_2(\alpha z) \} = \\ &= \frac{z^2}{2} \left[ J_0^2(\alpha z) + J_1^2(\alpha z) - \frac{2\alpha}{z} J_0(\alpha z) J_1(\alpha z) \right] \\ \int z J_0^2(\alpha z) dz &= \frac{z^2}{2} \{ J_0^2(\alpha z) + J_1^2(\alpha z) \}. \end{aligned}$$

## ЛИТЕРАТУРА

1. Лейпунский А. И. и др. «Атомная энергия», 5, 3, 277 (1958).
2. Зинн В. Энергетические реакторы на быстрых нейтронах. В сб. «Атомная энергетика». М., Госатомиздат, 1956. (Докл. иностр. ученых на Первой международ. конф. по мирному использ. атомной энергии. Женева, 1955.)
3. Хейворд Б. Р. Влияние выгорания на металлические тепловыделяющие элементы, работающие при повышенных температурах. (Аннотация к докл. № 617 на Второй международ. конф. по мирному использ. атомной энергии. Женева, 1958.)
4. Phillips J. L. Full Power Operation of the Dounreay Fast Reactor. Fast Reactor Technology. National Topical Meeting, ANS-100, Detroit (April 26—28, 1965).
5. Blake L. R. An Economic Fast Reactor. Nucl. Engng, 6, 64 (1961).
6. Blake L. R. Achieving High Burn-up in Fast Reactor. J. of Nucl. Energy, 14, 1 (1961).
7. Blake L. R. Irradiation of Uranium-Metal and Uranium-Oxide Full Pin to High Burn-up at High Temperature. J. of Nucl. Energy, 15, No. 2/3 (1961).
8. Конобеевский С. Т. Действие облучения на уран-плутониевое горючее. «Атомная энергия», 20, 6, 528 (1966).
9. Zebrovci E. L. et al. Oxide Fuels for Fast Reactors. Fast Reactor Technology. National Topical Meeting, ANS-100, Detroit (April 26—28, 1965).
10. Лейпунский А. И., Казачковский О. Д., Пинхасик М. С. Будущее быстрых реакторов. «Атомная энергия», II, 4, 370 (1961).
11. Poge R. D. Engineering and Performance of UO<sub>2</sub> Fuel Assemblies. (Докл. P/18 на Третьей международ. конф. по мирному использ. атомной энергии. Женева, 1964.)
12. Stransser A. et al. Uranium-Plutonium Carbide Fuels for Fast Breeder Reactors. Fast Reactor Technology. National Topical Meeting, ANS-100, Detroit (April 26—28, 1965).
13. Окренгт и др. Некоторые соображения о ядерной энергии и безопасности при проектировании больших энергетических реакторов на быстрых нейтронах. (Докл. P/267 на Третьей международ. конф. по мирному использ. атомной энергии. Женева, 1964.)
14. Казачковский О. Д. Быстрые реакторы. «Атомная энергия», 18, 4, 390 (1965).
15. Лейпунский А. И. и др. Расчетные исследования по физике быстрых реакторов. (Докл. P/369 на Третьей международ. конф. по мирному использ. атомной энергии. Женева, 1964.)
16. Шихов С. Б. и др. Влияние способа выгрузки бокового экрана быстрого реактора-бридера на его время удвоения. В сб. «Некоторые вопросы физики и техники ядерных реакторов». М., Атомиздат, 1965.
17. Янке Е., Леш Ф. Специальные функции. М., «Наука», 1964.
18. Новожилов А. И., Шихов С. Б. Метод усреднения ядерных констант для расчета быстрого реактора с учетом ценности нейтронов. «Атомная энергия», 8, 3, 209 (1960).

19. Хромов В. В. и др. Влияние уплощения на некоторые тепловые и физические характеристики цилиндрического быстрого реактора. «Атомная энергия», 17, 3 (1964).
20. Усачев Л. Н. Уравнение для ценности нейтронов, кинетика реактора и теория возмущений. В кн. «Реакторостроение и теория реакторов». М., Госатомиздат, 1956. (Докл. советской делегации на международ. конф. по мирному исполз. атомной энергии. Женева, 1955.)
21. Галанни А. Д. Теория реакторов на тепловых нейтронах. М., Атомиздат, 1959.
22. Лейпунский А. И. и др. Быстрые реакторы с натриевым теплоносителем. (Докл. Р/311 на Третьей международ. конф. по мирному исполз. атомной энергии. Женева, 1964.)
23. Киппин, Уимет. Измерение характеристик запаздывающих нейтронов. «Атомная энергия», 6, № 3, 323 (1958).
24. Решетников Ф. Г. и др. Получение и исследование некоторых свойств монокарбида плутония. «Атомная энергия», 22, 6 (1967).
25. Хромов В. В. и др. Вариационный метод синтеза многогруппового нейтронного поля в многозонном реакторе. В сб. «Инженерно-физические вопросы ядерных реакторов». М., Атомиздат, 1966.
26. Емельянов В. С., Евстюхин А. И. Металлургия ядерного горючего. М., Атомиздат, 1968.
27. Займовский А. С. и др. Тепловыделяющие элементы атомных реакторов. М., Госатомиздат, 1962.
28. Зебротский Е. и др. Состояние разработок горючего для быстрых реакторов. «Атомная техника за рубежом», № 5, 11—23 (1968).
29. Аоки С. и др. Эффективная теплопроводность и изменение структуры уплотненной порошкообразной  $UO_2$ . «Атомная техника за рубежом», № 4, 19—23 (1968).
30. Де-Пино Э. Образование гелия в результате ( $n, \alpha$ )-реакций в нержавеющей стали. «Атомная техника за рубежом», № 5, 24—29 (1960).
31. Абагян Л. П. и др. Групповые константы для расчетов ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
32. Шмидт Дж. Современное состояние основных ядерных констант для реакторных расчетов. «Атомная техника за рубежом», 12, 6—15 (1970).
33. Барченков А. П. Вопросы экономической эффективности ядерной энергетики. «Атомная техника за рубежом», № 1, 3—8 (1971).
34. Петросьянц А. М. Энергетические реакторы для атомных электростанций (от первой в мире до АЭС электрической мощностью 2 Гвт). «Атомная энергия», 27, 4, 263—274 (октябрь 1969).
35. Овчинников Ф. Я. и др. Пятилетний опыт эксплуатации Нововоронежской АЭС. «Атомная энергия», 27, 4, 274—280 (октябрь 1969).
36. Лейпунский А. И. Состояние и перспективы развития быстрых реакторов. «Атомная энергия», 28, 4, 297—302 (апрель 1970).
37. Директивы XXIV съезда КПСС по пятилетнему плану развития народного хозяйства СССР на 1971—1975 годы (проект ЦК КПСС). «Правда», 1971, 14 февраля.
38. Багдасаров Ю. Е. и др. Технические проблемы реакторов на быстрых нейтронах. М., Атомиздат, 1969.
39. Кутателадзе С. С., Боришанский В. М. Справочник по теплопередаче. М., Госэнергоиздат, 1959.
40. Хоперский А. И. Быстрые высокотемпературные реакторы с газовым охлаждением (обзор). «Атомная техника за рубежом», 10 (1970).
41. Красин А. К. и др. Доклад № 431 на IV Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1971.

## О Г Л А В Л Е Н И Е

Предисловие . . . . .	3
Глава 1. Специфика быстрых реакторов . . . . .	7
Глава 2. Коэффициент воспроизводства и материалы, используемые в активной зоне и экране быстрого реактора	11
§ 1. Материалы топливных элементов активной зоны и зоны воспроизводства . . . . .	14
§ 2. Теплоноситель . . . . .	20
§ 3. Конструкционные материалы . . . . .	23
Глава 3. Особенности конструкции энергетического быстрого реактора . . . . .	25
Глава 4. Режимы работы быстрых аппаратов . . . . .	30
Глава 5. Расчет периода удвоения в системе одновременно работающих бридеров . . . . .	32
Глава 6. Определение композиции активной зоны по заданной мощности и энергонапряженности . . . . .	46
Глава 7. Физический расчет аппарата. Определение критической массы и коэффициента воспроизводства . . . . .	50
Глава 8. Влияние уплощения на некоторые характеристики быстрого реактора . . . . .	61
Глава 9. Выравнивание радиального коэффициента неравномерности тепловыделения . . . . .	64
§ 1. Профилирование состава активной зоны . . . . .	64
§ 2. Создание внутренней зоны воспроизводства . . . . .	69
Глава 10. Расчет выбранного (оптимального) варианта реактора с однородной цилиндрической активной зоной . . . . .	72
§ 1. Распределение тепловыделения в экране и в активной зоне . . . . .	72
§ 2. Термический к.п.д. аппарата . . . . .	73
§ 3. Изменение изотопного состава и расчет органов управления реакторов . . . . .	74
Глава 11. Динамика реактора на запаздывающих нейтронах . . . . .	81
Приложение 1. Девятигрупповая система констант . . . . .	87
Приложение 2. Четырехгрупповая система констант для расчета быстрых реакторов . . . . .	95
Приложение 3. Теплофизические свойства материалов . . . . .	103
Приложение 4. Данные по запаздывающим нейтронам при делении быстрыми нейтронами . . . . .	105
Приложение 5. Формулы интегрирования некоторых специальных функций . . . . .	107
Литература . . . . .	108

С. Б. Шихов, В. В. Хромов, И. С. Слесарев, А. Н. Шмелев

РЕАКТОРЫ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ,  
РАБОТАЮЩИЕ В БРИДЕРНОМ РЕЖИМЕ

Редактор *О. А. Сафронова*

Технический редактор *Н. М. Генкина*

---

Л-88502    Подп. в печ. 4/1-1972 г.    Объем 7 п. л.    Цена 1 р. 50 к.  
Заказ 968.    Тираж 250 экз.

---

Типография МИФИ, М. Пионерская, 12