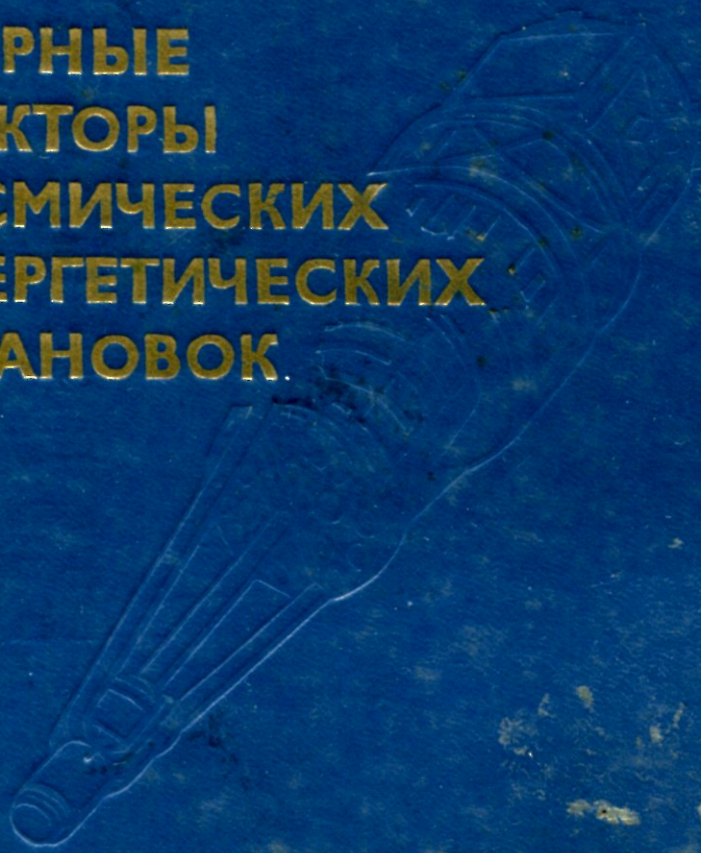


**В. А. КУЗНЕЦОВ**

**ЯДЕРНЫЕ  
РЕАКТОРЫ  
КОСМИЧЕСКИХ  
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ  
УСТАНОВОК.**



H. Stencil.

В. А. КУЗНЕЦОВ

**ЯДЕРНЫЕ  
РЕАКТОРЫ  
КОСМИЧЕСКИХ  
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ  
УСТАНОВОК**

---



МОСКВА АТОМИЗДАТ 1977

Кузнецов В. А. **Ядерные реакторы космических энергетических установок.** М., Атомиздат, 1977, с. 240.

В книге рассматриваются физические особенности ядерных реакторов, исходя из требований, вытекающих из их применения в космических электроэнергетических установках. Анализируются принципы выбора материалов, входящих в состав этих реакторов. Описываются энергетические схемы реакторных ядерных электроэнергетических установок (ЯЭЭУ) с машинным и прямым преобразованием энергии. Показаны перспективы использования реакторных ЯЭЭУ на космических объектах. Приводится краткое описание конкретных проектов ядерных реакторов космического назначения.

Книга адресована специалистам в области разработки космических ЯЭЭУ и реакторостроения, а также студентам и аспирантам соответствующих специальностей.

Рис. 59. Табл. 17. Список литературы 244 названия.

Наиболее характерной чертой развития современного человеческого общества является увеличение темпов научно-технического прогресса. Одно из важнейших направлений современной научно-технической революции, приобретающее все большее народнохозяйственное значение, — развитие космических исследований и освоение космического пространства в интересах человечества.

Крупнейшие победы советской науки и техники в освоении космоса, а также значительные успехи зарубежных ученых в космических исследованиях продемонстрировали возможность решения с помощью космических объектов различного назначения (обитаемых и необитаемых) большого количества разнообразных задач, имеющих большое народнохозяйственное и научное значение.

В качестве одной из важнейших народнохозяйственных проблем, решаемых с помощью искусственных спутников Земли (ИСЗ) и орбитальных обитаемых станций, следует назвать исследование природных ресурсов Земли и решение ряда практических задач в области геологии, гидрологии, океанографии и т. д. Блоки космических объектов, предназначенные для разведки природных ресурсов, оснащены многоспектральными фотокамерами и сканирующими устройствами, инфракрасными спектрометрами, радиометрами и другими приборами.

Среди других ИСЗ, уже сейчас имеющих важное народнохозяйственное значение, можно указать спутники связи и телевидения, обеспечивающие связь практически между любыми точками Земли; метеорологические спутники, с помощью которых ведутся глобальные исследования атмосферы и различных происходящих в ней явлений.

Искусственные космические объекты открывают новые широкие возможности для решения задач, имеющих большое научное значение. Можно, например, говорить о новом направлении в астрономии — космической астрономии. Американские ученые планируют на 80-е годы запуск на геоцентрические орбиты больших космических телескопов-обсерваторий LST (Large Space Telescope), оснащенных 120-дюймовыми оптическими телескопами. Оптическая система LST позволит иметь разрешение порядка 0,25 мкрад. Это даст возможность наблюдать действительную структуру галактик, газовых образований и протозвезд, планеты около ближайших звезд и т. п. [186].

Крупное научное значение будут иметь планируемые полеты космических аппаратов (КА) и кораблей к кометам и астероидам. Можно ожидать, что кометы, являющиеся более старыми образованиями и подвергшиеся меньшим изменениям, чем метеориты, несут больше информации о происхождении Солнечной системы. Существование комет связано с физическими процессами, представляющими огромный интерес для астрономов, физиков, химиков и биологов, изучающих происхождение жизни. Магнитные измерения в окрестности или на поверхности астероидов, которые находятся в основном на орбитах между Марсом и Юпитером, имели бы большую ценность с точки зрения определения обстоятельств, при которых эти астероиды формировались, в частности можно было бы понять, что играло главную роль в этом процессе — плазма или магнитные поля. На ближайшее время американские ученые планируют запуск зондов для исследования кометы Григга — Сквелеруппа (1977 г.) и кометы Энке (1980 г.), а впоследствии предполагается решить и более сложные задачи — встречу с кометой Энке с уравниванием скоростей (1984 г.) и пролет вблизи кометы Галлея (1986 г.) [124, 235].

Американский космический аппарат «Пионер-10», запущенный в марте 1972 г., в начале ноября 1973 г. достиг области, лежащей в пределах орбит спутников Юпитера. Американские ученые надеются получить информацию с этого КА по крайней мере до 1983 г., когда он удалится от Земли на расстояние 30—40 а. е.\* Это

---

\* а. е. — астрономическая единица, равная среднему расстоянию от Земли до Солнца  $149,6 \cdot 10^5$  км.

может позволить зафиксировать границу гелиосферы, отделяющей Солнечную систему от межзвездного пространства, которая, согласно большинству оценок, лежит на расстоянии 40—200 а. е. от Солнца [195].

Научно-исследовательские работы космической технологии включают в себя: исследование биологических процессов, химических процессов в жидкостях, выращивание монокристаллов, изготовление стекла, металлургические процессы, физические процессы в жидкостях. Следует учитывать также возможность того, что использование космического пространства в качестве служебной среды позволит уменьшить расход энергии и сырьевых материалов на Земле. Так, спутники связи и телевидения могут сэкономить миллионы тонн металла и соответствующее количество энергии, потребной для их получения [149].

Большое научное и народнохозяйственное значение освоения космоса с помощью ИСЗ и КА демонстрируется тем фактом, что с момента запуска в СССР первого в мире ИСЗ в 1957 г. суммарное число ежегодных запусков (во всех странах) неуклонно росло, достигло 120 к 1965 г. и сохраняется примерно на этом уровне до настоящего времени. Так же быстро увеличивалась надежность запуска и работы ИСЗ и КА. Например, вероятность успешных низкоорбитальных полетов увеличилась с 1959 по 1972 г. с 50 до 95%, а высокоорбитальных полетов и полетов за пределы сферы действия Земли — с 17% в 1959 г. до 95% в 1969 г. Одновременно улучшились и экономические показатели этих полетов. Так, стоимость доставки 1 кг полезной массы на низкую орбиту вокруг Земли уменьшилась за период с 1958 до 1972 г. с 80 000 долл. до примерно 5000 долл. [148].

В соответствии с данными работы [214] на 5 января 1975 г. на околоземной орбите находилось 684 искусственных объекта с полезным грузом на борту, а в дальнем космосе — 49 КА.

Большие надежды на расширение возможностей освоения околоземного космоса специалисты связывают с разработкой транспортных космических кораблей многоразового действия, которые позволят существенно снизить стоимость доставки полезных грузов на околоземные, геосинхронные, а также на окололунные орбиты.

Расширение программы космических исследований, возможности и качество ее реализации зависят от масштабов энергоснабжения бортовой аппаратуры КА и систем жизнеобеспечения обитаемых космических кораблей, от технических и эксплуатационных характеристик бортовых энергоустановок.

На первом этапе развития космических исследований вплоть до последнего времени энергоснабжение бортовых потребителей КА и космических кораблей (КК) осуществлялось главным образом с помощью двух типов энергоустановок — фотоэлектрических солнечных батарей и химических аккумуляторов. В последнее время при выполнении отдельных космических задач стали использовать ядерные радиоизотопные источники энергии небольшой мощности (например, американская энергоустановка ALSEP, использовавшаяся в программе «Аполлон», изотопный нагревательный блок на советских луноходах, изотопный энергоисточник на американском космическом зонде «Пионер-10» и др.). По мере увеличения числа и усложнения космических задач, решаемых с помощью одного КА или КК, растут энергопотребности этих объектов. Так, солнечная батарея американской долговременной орбитальной лаборатории «Скайлэб» имела мощность 12,5 кВт, а проектируемые в США многоцелевые пилотируемые космические станции с периодически сменяемым экипажем в 6—9 человек потребуют мощность 25—30 кВт, причем необходимая продолжительность непрерывной работы энергоустановок дойдет до 5—7 лет. Существуют проекты космических объектов, для которых рассматривается уровень необходимой электрической мощности в сотни киловатт с расходом этой мощности для питания как бортовой аппаратуры, так и электрореактивных двигателей, обеспечивающих маневрирование КА в космосе.

В этих условиях ориентация только на солнечные, химические или радиоизотопные энергоустановки может стать, по мнению специалистов, серьезным препятствием при дальнейшем расширении космических программ [10]. В связи с этим в специальной литературе все больше внимания начинают уделять реакторным ядерно-энергетическим установкам, используемым как в составе двигателей, так и в качестве источников энергии для питания бортовых потребителей КА и КК.



Использование ядерных реакторов в системах энергоснабжения космических объектов практически снимает все ограничения в удовлетворении энергопотребностей при выполнении любых космических задач, которые могут быть выдвинуты как в ближайшем, так и в отдаленном будущем.

Ядерно-энергетические установки (ЯЭУ) в настоящее время находят широкое применение в различных областях человеческой деятельности. Широко развивается ядерная энергетика, начало которой было положено в 1954 г. пуском в СССР первой в мире АЭС [2]. Применение ЯЭУ на советском ледоколе «Ленин» открыло дорогу мирному использованию ядерной энергетики на флоте. Разрабатываются и создаются высокотемпературные реакторные ЯЭУ для производства промышленного тепла в химических и металлургических процессах, а также в других отраслях народного хозяйства. Разработке физических и технических основ ядерной энергетике, описанию конструкций и опыта создания и эксплуатации ядерных реакторов и энергоустановок упомянутого выше назначения посвящено огромное количество статей и монографий.

В то же время космическое применение ядерной энергетике предъявляет ряд специфических требований к энергоустановкам и их основному элементу — ядерному реактору, что, в свою очередь, приводит к появлению новых физических особенностей последнего.

В предлагаемой книге анализируются физические особенности ядерных реакторов, следующие из их космического применения. Рассматриваются различные физические и конструкционные схемы реакторов космического назначения, а также проекты реакторных космических энергоустановок, опубликованные в последние годы в специальной литературе.

Многие из этих проектов ЯЭУ и конструкционных схем реакторов, специфических для использования на космических объектах, еще не реализованы. Некоторые из них кажутся сегодня фантастичными, хотя принципиально все из рассматриваемых конструкций технически осуществимы, и рассмотрение их в предлагаемой книге отражает современные тенденции технической мысли, ищущей оптимальные пути решения проблем космической энергетике. Нет сомнений в том, что по мере раз-

вития научно-технического прогресса, расширения программы космических исследований и освоения ближнего и дальнего космоса многие из рассматриваемых проектов будут реализованы в том или ином виде и эффективно внедрены не только на космических объектах, но и в земных условиях, где эти прогрессивные технические идеи ядерного реакторостроения также могут открыть качественно новые возможности.

В книге речь идет только о реакторах деления. Это не означает, что термоядерные энергетические установки не могут найти применения для решения определенных, требующих больших затрат энергии космических задач. Однако очевидно, что практическое рассмотрение таких энергоустановок возможно лишь тогда, когда они будут реализованы и исследованы так же основательно, как ядерные энергоустановки с реакторами деления. Кроме того, как показывает анализ, результаты которого приведены в соответствующем разделе книги, все космические задачи, по крайней мере в пределах Солнечной системы, эффективно могут быть решены с помощью энергетики, основанной на ядерных реакторах деления. Поэтому очевидно, что даже при условии успешного решения проблемы управляемого термоядерного синтеза и внедрения термоядерных реакторов в народное хозяйство космическая энергетика в несколько ближайших десятилетий будет развиваться в направлении создания энергоустановок с реакторами деления.

Автор предполагает, что читателю хорошо знакомы основные физические процессы, протекающие в реакторе деления, а также закономерности, управляющие этими процессами, и поэтому не считает нужным останавливаться на этих вопросах при изложении основного материала книги.

В книге рассматриваются лишь физические особенности реакторов космического назначения и только в целях лучшего объяснения этих особенностей затрагиваются некоторые элементарные представления о физике реакторов. Более подробные сведения о физике реакторов, методах расчета основных их характеристик могут быть почерпнуты в специальных монографиях, посвященных теории и методам расчета ядерных реакторов, на которые в необходимых местах сделаны соответствующие ссылки.

Основное внимание в книге уделяется реакторным ядерным электроэнергетическим установкам (ЯЭЭУ), поскольку энергетические потребности различных космических задач, как будет показано в соответствующем разделе книги, наиболее эффективно удовлетворяются электрической энергией. В основном рассматриваются ядерные реакторы и особенности их применения в составе электроэнергетических установок. Реакторам ядерных ракетных двигателей (ЯРД) и особенностям самих ЯРД уделяется значительно меньше внимания; они упоминаются только потому, что также могут быть использованы для получения больших количеств электроэнергии. Схемы самих ЯРД рассматриваются очень кратко и лишь в связи со сравнением их возможностей с возможностями ядерных электрореактивных двигателей. Физические характеристики реакторов ЯРД также рассматриваются очень схематично и подчеркиваются главным образом только те их физические и технические особенности, которые аналогичны особенностям реакторов космических ЯЭЭУ.

## § 1.1. ОСОБЕННОСТИ ЯРД

Освоение космоса естественно связано в первую очередь с необходимостью иметь возможность перемещения в космическом пространстве. Наиболее подходит для этой цели ракетный двигатель. Хотя его действие и основано на реактивном принципе, однако любой ракетный двигатель (а их существует много различных типов) отличается от реактивного двигателя главным образом тем, что работает независимо от внешней среды и длительность его работы ограничена запасом рабочего тела на борту космического корабля.

В химических ракетных двигателях (РД) рабочее тело само по себе является источником энергии и температура его повышается при сгорании. В состав рабочего тела этих двигателей обязательно должен входить эффективный окислитель, такой, например, как кислород или фтор. Так как ракеты движутся в соответствии с законом сохранения количества движения, нужно, чтобы рабочее тело выбрасывалось из ракеты с возможно большей скоростью.

Скорость газа на выходе из идеального сопла с изэнтропическим потоком из простых термодинамических соображений равна \*

$$v_e = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} R \frac{T_k}{M} \left[ 1 - \left( \frac{p_e}{p_k} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right]} \sim \sqrt{\frac{T_k}{M}}, \quad (1.1)$$

где  $T_k$  — температура газов перед соплом (в критическом сечении);  $M$  — относительная молекулярная масса истекающих газов;  $p_k$ ,  $p_e$  — давление перед соплом и за

\* Вывод основных формул этого параграфа можно найти в специальных монографиях, например в [1, 3, 58, 220].

соплом (на срезе сопла) соответственно;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $\gamma$  — отношение удельных теплоемкостей.

Из этого простого соотношения с несомненной очевидностью следует преимущество ЯРД перед химическими. Поскольку в ядерных системах источником тепла служит реактор, отпадает необходимость иметь на борту корабля окислитель. Если в химических РД  $M$  не может быть снижена существенно меньше 18, то в ЯРД рабочим телом может служить вещество с минимальной молекулярной массой, т.е. водород. Из формулы (1.1) следует, что в этом случае при одной и той же температуре газа на входе в сопло скорость истечения может быть увеличена в ЯРД втрое только за счет снижения молекулярной массы истекающих газов. Как будет показано ниже, некоторые схемы ЯРД дают возможность повысить и  $T_{\text{н}}$ , что приводит к еще большему выигрышу в скорости истечения. Естественно, что увеличение скорости истечения газов из ЯРД по сравнению с химическим РД потребует соответственно большей мощности для подвода тепла. Огромная энергоемкость ядерного топлива позволяет это сделать.

Потенциальные возможности ракетного двигателя характеризуются двумя основными параметрами, а именно *тягой*

$$F = \dot{m}v_e, \quad (1.2)$$

где  $\dot{m}$  — массовый расход газа через сопло, и *удельным импульсом*

$$I_{\text{уд}} = F/(g_0\dot{m}), \quad (1.3)$$

где  $g_0 = 9,8 \text{ м/сек}^2$  — ускорение свободного падения на уровне моря.

Таким образом,

$$v_e = g_0 I_{\text{уд}}, \quad (1.4)$$

т.е. скорость истечения газа прямо пропорционально связана с удельным импульсом ракеты. Уравнение (1.1) для скорости истечения газов удобно представить в виде

$$v_e = C_{F_n} v_e^*. \quad (1.5)$$

В этом соотношении  $v_e^*$  — так называемая *характеристическая скорость*, зависящая только от температуры газа на входе в сопло и его относительной молекулярной массы:

$$v_e^* = \frac{1}{\sqrt{\gamma} \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)}} \sqrt{R \frac{T_K}{M}}; \quad (1.6)$$

$$G_{F_0} = F/(p_K S_{кр}), \quad (1.7)$$

где  $S_{кр}$  — площадь критического сечения сопла;  $C_{F_0}$  — коэффициент тяги, который для случая, когда давление в выходном сечении сопла совпадает с давлением окружающей среды, имеет вид [с учетом формул (1.1) и (1.6)]

$$C_{F_0} = \sqrt{\gamma} \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)} \times \\ \times \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left[ 1 - \left( \frac{p_e}{p_K} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right]}, \quad (1.8)$$

т. е., по существу, зависит только от давлений  $p_K$  и  $p_e$ . Таким образом, оптимизация всех процессов ЯРД (как и химического РД) может быть проведена независимой оптимизацией двух параметров — коэффициента тяги и характеристической скорости. Причем следует заметить, что выбор рабочего тела и конструкционная схема реактора влияют главным образом на характеристическую скорость, поэтому оптимизация последней связана в первую очередь с оптимизацией конструкции реактора ЯРД при выбранном рабочем теле. В этом случае задача оптимизации конструкции ядерного реактора сводится к проблеме достижения максимальной температуры теплоносителя на выходе из реактора при данной, максимально допустимой температуре материалов.

Относительные преимущества ядерных и химических ракетных двигателей обычно устанавливают на основе сравнения массы ракеты, необходимой для придания полезному грузу требующейся в соответствии с той или иной космической задачей скорости. Отношение началь-

ной массы ракеты  $m_0$  к ее массе после окончания работы двигателя  $m_1$  равно

$$m_0/m_1 = \exp(\Delta v_1/v_c) = \exp[\Delta v_1/(g_0 \mathcal{I}_{y.d})], \quad (1.9)$$

где  $\Delta v_1$  — приращение скорости ракеты за время работы двигателя. Из выражения (1.9) видно, что преимущества, которые имеет ядерный РД по сравнению с химическим РД в смысле получения более высокой скорости истечения газов, могут быть обращены при заданном отношении начальной и конечной масс ракет в соответствующее увеличение скорости ракеты (приращение скорости, требуемое для выполнения той или иной космической задачи). Однако в связи с более высоким удельным импульсом ядерный двигатель может обеспечить выполнение той же самой космической задачи с меньшим (по массе) количеством рабочего тела, чем у химического двигателя. Поэтому масса ракеты с ядерным двигателем может быть больше. Хотя часть этой массы представляет собой дополнительную массу ядерной энергетической установки, тем не менее полезный груз может быть существенно увеличен.

Как следует из формулы (1.2), тяга РД зависит не только от скорости истечения газа из сопла (как в случае удельного импульса), но и от массового расхода газа через сопло. Заметим, что массовый расход через сопло не может превосходить массовый расход через горловину (в первом приближении горловина совпадает с критическим сечением, где число Маха равно единице). Изменить массовый расход газа через сопло в целях изменения тяги можно, таким образом, только изменяя давление или температуру в камере двигателя, а в случае ЯРД — давление или температуру в реакторе. Следовательно, регулирование работы ядерного реактора должно в данном случае сочетаться и оптимизироваться вместе с регулированием работы ЯРД в целом.

Как уже говорилось, скорость истечения газов из сопла зависит практически от относительной молекулярной массы рабочего тела и его температуры на входе в сопло. Очевидно, в связи с этим существует ограничение этой скорости, которое определяется выбором рабочего тела и конструкцией ядерного реактора (выбором материалов). Это ограничение, в свою очередь, ограничивает снижение отношения начальной массы раке-

ты к полезной массе. Чтобы сделать это отношение минимальным, обычно переходят к многоступенчатым ракетам со сбрасыванием отработавших ступеней. Для каждой из ступеней ракеты соотношение (1.9) имеет вид

$$m_{0i}/m_{1i} = \exp [\Delta v_i / (g_0 \gamma_{удi})]. \quad (1.10)$$

Ядерный двигатель дает возможность, очевидно, обойтись в этом случае меньшим количеством ступеней.

## § 1.2. ОСНОВНЫЕ ВАРИАНТЫ ЯЭУ ДВИГАТЕЛЕЙ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

Как уже указывалось выше, элементарные соображения, вытекающие из соотношений для характеристик РД [см. соотношения (1.1) — (1.4)], диктуют в качестве первого логического шага применение ЯРД, в котором в качестве источника тепла используется ядерный реактор с высокотемпературными тепловыделяющими элементами в активной зоне. В качестве конструкционных и топливных материалов в таких реакторах могут использоваться графит, тугоплавкие металлы, керамика. Схемы ядерных реакторов для ЯРД с использованием перечисленных материалов предлагались уже в ранних статьях (см., например, работы [88, 221]), которые появились на заре ядерного реакторостроения. Уже в то время стала очевидной перспективность использования ЯРД в ракетной технике. При температурах водорода на выходе из активной зоны порядка 2500—3000° К, близких к температурам в современных химических РД, можно получить удельный импульс ЯРД около 900—1000 сек, т. е. более чем в два раза выше удельных импульсов лучших химических РД.

В реакторах ЯРД с твердофазной активной зоной (см., например, работу [209]) ядерное топливо может быть либо гомогенно размещено в замедлителе (графит, карбиды), либо гетерогенно расположено в замедлителе (например, в гидриде циркония [98]) в виде тепловыделяющих элементов (ТВЭлов) из карбидных композиций.

Некоторое увеличение выходной температуры газа, а следовательно, и удельного импульса дает применение ядерного реактора, в активной зоне которого используется принцип центробежного удержания частиц ядер-



ного топлива. Эта идея была, по-видимому, впервые выдвинута Хэтчем [137, 138], и реакторы такого типа в дальнейшем в зарубежной литературе получили название *реакторов Хэтча*. Реакторы этого типа дают возможность поднять удельный импульс до 1100—1200 сек.

В качестве естественного дальнейшего шага можно рассматривать реакторы с жидкой активной зоной, через которую барботирует рабочее тело — водород. В таких реакторах также используется центробежный принцип удержания ядерного горючего. Идея этого реактора была предложена Мак-Карти [167]. В одной из возможных конструктивных схем реактора такого типа, рассмотренной в работе [209], расплавленный карбид урана удерживается у пористых стенок вращающегося цилиндрического контейнера. Оценки удельного импульса [99] с учетом давления паров делящегося материала дают значения примерно 1500 сек.

Более существенное возрастание удельного импульса до значений 5000—7000 сек даст переход к ядерным реакторам с газофазной активной зоной, где в качестве источника энергии для нагрева водорода рассматривается урановая плазма. Предельная температура в этом случае будет определяться возможностью охлаждения стенок камеры активной зоны или плотностью урана при доступном давлении, которая требуется для поддержания критичности. Впервые реакторы такого типа для ЯРД были, по-видимому, рассмотрены в работах Грея [135, 136] и Рома [208—210]. Несколько подробнее конструктивные и физические особенности реакторов ЯРД с твердофазной, жидкой и газофазной активными зонами будут рассмотрены в гл. 8.

Заметим, что во всех ЯРД с прямым нагревом используемого рабочего тела, даже в схемах с ядерным реактором с газофазной активной зоной, ограничением служит та максимальная температура (не более 3000° К), при которой возможно использование современных конструктивных материалов.

Хотя в данной работе рассматривается в принципе только применение ядерных реакторов деления для решения различных космических задач, рассмотрим также вкратце возможности, которые дают термоядерные реакторы. Поддержание термоядерной реакции непосредственно в рабочем теле открывает большие возможности

для качественного повышения удельного импульса. В работе [58] приведена схема термоядерной установки в применении к РД. Высокотемпературная плазма (около  $10^8$  °К), изолированная от стенок магнитным полем, дает возможность получить эффективный удельный импульс порядка  $10^5$  сек.

До сих пор мы рассматривали двигатели, в которых для создания тяги использовалось выбрасывание массы рабочего тела. Однако возможны и другие принципы создания тяги. Например, фотоны не имеют массы покоя. В то же время они несут импульс, пропорциональный энергии  $E=hc\nu$ , где  $h$  — постоянная Планка,  $\nu$  — частота,  $c$  — скорость света. Существуют по крайней мере два возможных способа использования этого явления для создания тяги [58]: с помощью так называемой *фотонной* ракеты, в которой, например, горячий ядерный источник энергии генерирует поток фотонов, формируемый поглотителем, и с помощью *паруса*. В качестве источника фотонов можно рассматривать также лазер. Для накачки газового лазера можно использовать, в частности, и ядерный реактор [115, 230]. Мёккель рассмотрел возможность использования мощных лазеров, установленных на Земле, Луне или на ИСЗ для передачи энергии на борт космического корабля [175] либо непосредственно для приведения в движение корабля отражением или поглощением лазерного излучения на его парусе [163, 176]. В работе [176] показано, что парусная система, использующая в качестве «ветра» пучок лазера, эквивалентна ракетной системе с удельным импульсом (в сек)

$$J_{\text{экр}} = 0,02 (dd_{\text{п}}/\lambda)^{1/2}, \quad (1.11)$$

где  $d$  — диаметр оптической системы, которая коллимирует пучок лазера;  $d_{\text{п}}$  — диаметр паруса;  $\lambda$  — длина волны. Для длины волны лазера в оптическом диапазоне ( $\lambda \approx 5000$  Å)

$$J_{\text{экр}} \approx 28 (dd_{\text{п}})^{1/2}. \quad (1.12)$$

Отсюда следует, что для выполнения космической миссии системой, имеющей  $J_{\text{экр}}=1000$  сек (как в случае ЯРД с твердофазным реактором), произведение диаметров пучка и паруса  $dd_{\text{п}}=1300$  м<sup>2</sup>. Расчеты [176] показы-

вают, что при  $d_n/d=100$   $d_n=360$  м и требуемая начальная мощность лазерного пучка должна быть  $P_0=180\,000$  Мвт. Масса космического корабля, приводимого в движение этим пучком, может быть примерно 10 000 кг, из которых около 1000 кг — полезный груз. Более привлекательные характеристики могут быть получены при использовании лазера в диапазоне рентгеновского излучения ( $\lambda \approx 1$  А). При этом

$$\mathcal{E}_{\text{эвб}} \approx 1400 (dd_n)^{1/2}, \quad (1.13)$$

что примерно в 50 раз выше, чем в случае применения оптического лазера. Однако оценки показывают, что и в этом случае движение с помощью лазерного пучка не конкурентоспособно с перспективными бортовыми ядерными двигателями для выполнения космических задач в пределах Солнечной системы. Представляет интерес также концепция движения с помощью лазера с длиной волны в диапазоне рентгеновского излучения для выполнения межзвездных полетов [163]. Расчеты показывают, например, что альфа Центавра (4 световых года) может быть достигнута за 10 лет при эквивалентном удельном импульсе порядка  $10^6$  сек. Для  $d_n/d \approx 1$  (более высокое значение этого отношения ведет к слишком большой массе космического корабля) диаметр паруса (и пучка) должен быть равен примерно 1000 м и мощность лазерного пучка должна быть не менее  $10^6$  Мвт, что превышает на сегодняшний день всю установленную в мире мощность. Масса космического корабля при этом будет равна 100 т.

Особый интерес представляют *ядерноэлектрические двигатели* (ЯЭРД), в которых ядерный реактор используется для обеспечения электроэнергией электрореактивного двигателя того или иного типа, например электротеплового (дугового) электродинамического (плазменного) или электростатического (ионного) [58, 144, 177, 215, 216].

В электротепловых системах рабочее тело нагревается с помощью электронагревателей или электрической дуги. Основное отличие такой установки от обычного РД состоит в том, что газ нагревается с помощью **электрической энергии, а не за счет сжигания химического топлива**. В этом случае снимается ограничение на температуру газа, обусловленное в конечном счете энер-

гией молекулярных связей. В дуговых электрических двигателях при использовании водорода в качестве рабочего тела можно достичь удельных импульсов 2000—3000 *сек.*

В электродинамических двигателях газ нагревается до столь высоких температур, что заметная доля его атомов оказывается ионизованной, т. е. образуется плазма, которая ускоряется с помощью электромагнитных полей. Ионизация газа осуществляется либо дуговым, либо индукционным способом. Таким образом, для создания тяги в этих двигателях используется взаимодействие электромагнитных полей с электропроводной плазмой. Электроплазменные двигатели могут иметь удельный импульс до 10 000 *сек.*

Ионный двигатель, по существу, является электростатическим ускорителем. Энергия электрического поля в этом случае — единственный источник ускорения ионов рабочего тела. При этом не существует никаких ограничений, связанных с предельно допустимыми температурами элементов конструкции установки, и может быть получен очень большой (несколько десятков тысяч секунд) удельный импульс. Для получения потока заряженных частиц могут быть использованы как поверхностная, так и объемная ионизации. В первом случае металл с низкой работой выхода (например, Cs, Hg) испаряется на поверхности металла с большой работой выхода, при этом у атомов испаряющегося металла частично отбираются электроны, так что фактически испаряются положительные ионы. При объемной ионизации ионы генерируются в непосредственной близости от анода под действием бомбардирующих атомы электронов. Поток ионов после прохождения ускоряющих сеток нейтрализуется потоком электронов. Таким образом, ионный двигатель превращает электрическую энергию в кинетическую энергию хорошо сфокусированного потока рабочего тела.

### **§ 1.3. ВОЗМОЖНОСТИ ЯЭУ ПРИ ВЫПОЛНЕНИИ РАЗЛИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЗАДАЧ**

Рассмотрим кратко связи и соотношения между характеристиками указанных выше ракетных систем и возможных космических задач, решаемых с помощью

этих систем. Используем в данном случае подход, изложенный в работах Мёккеля [174, 175]. В этих работах все РД условно разделены на два типа: тип I включает в себя такие системы, для которых характеристики выполняемых космических задач ограничены максимальным удельным импульсом  $\mathcal{I}_{уд}$ ; тип II включает такие

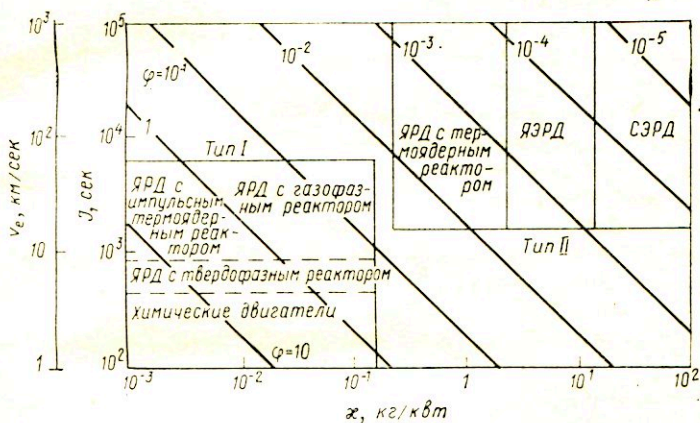


Рис. 1.1. Характеристика ракетных двигателей различного типа

системы, для которых ограничения в решении космических задач определяются в первую очередь минимальной удельной массой  $z$  (отношение массы двигателя к реактивной мощности струи рабочего тела). Иначе говоря, эту классификацию можно рассматривать как деление на двигатели с большой и малой тягой. Различия отношений тяги двигателей к их массе приводят при решении конкретных задач к различным космическим траекториям. Отношение тяги к весу двигателя можно выразить через удельный импульс и удельную массу следующим образом:

$$\varphi = F/(m_{дв}g_0) = 2000/(\mathcal{I}_{уд}z), \quad (1.14)$$

где  $z$  — удельная масса, кг/квт;  $m_{дв}$  — масса двигателя в целом, кг.

На рис. 1.1 показан диапазон удельных масс и импульсов для основных ракетных двигателей большой (тип I) и малой тяги (тип II). Здесь же показаны линии

постоянных отношений тяги к весу  $\varphi$ , рассчитанных по формуле (1.14). Из рисунка видно, что двигательные системы типа I имеют обычно отношение тяги к весу больше 0,05. Ускорения, производимые этими двигателями, существенны, так что их время работы много меньше времени выполнения космической задачи, что позволяет рассматривать и импульсные (взрывные) двигатели [106].

Двигатели малой тяги, не ограниченные удельным импульсом, могут работать при оптимальном удельном импульсе, необходимом для минимизации суммы масс рабочего тела и двигателя. Однако для высоких значений удельных импульсов, как следует из рис. 1.1, отношение тяги к весу меньше 0,01. В связи с малыми ускорениями космического корабля при таких отношениях тяги к весу время работы двигателя может быть сравнимо по порядку значения с временем выполнения космической задачи. В работе [175] приводятся результаты сравнения возможностей различных РД для решения тех или иных космических задач. Эти данные получены для случая так называемого свободного полета, т. е. в пренебрежении гравитационными полями.

Можно представить себе три типа задач: пролет, встреча с целью (планета или звезда), встреча с возвратом к Земле. Для первой задачи требуется только один период работы двигателя, дающий прирост энергии, соответствующий тому приросту, который нужен после достижения скорости отрыва от Земли. Для миссии односторонней встречи необходимо два периода работы двигателя: первый — для придания дополнительной скорости сверх скорости отрыва от Земли для достижения пункта назначения и второй — для выравнивания скорости корабля и скорости объекта назначения. Для выполнения миссии с возвратом необходимы соответственно четыре включения двигательной системы. В приближении свободного полета корабль начинает и кончает миссии встречи и встречи с возвратом с нулевой скоростью. Соответственно каждый период работы двигателя дает одно и то же приращение скорости. Если  $R$  — полное расстояние, покрываемое за время космической миссии, в астрономических единицах, а  $T$  — время выполнения миссии в годах, то для пролетной миссии в работе [175] приводятся выражения:

для двигателей типа I

$$R_{\text{п}} = 4,8 \cdot 10^{-3} N \mathcal{I}_{\text{уд}} T \lg \left[ \frac{1 + \kappa}{(m_{\text{п.г}}/m_{01})^{1/N} + \kappa + \gamma} \right]; \quad (1.15)$$

для двигателей типа II

$$R_{\text{п}} = 29 (N/\kappa)^{1/2} T^{3/2} [1 - (m_{\text{п.г}}/m_{01})^{1/2N}], \quad (1.16)$$

где  $N$  — число ступеней ракеты;  $m_{\text{п.г}}$  — масса полезного груза;  $m_{01}$  — полная начальная масса первой ступени;  $\mathcal{I}_{\text{уд}}$  — удельный импульс;  $\kappa$  — удельная масса;  $\gamma$  — отношение массы двигателя к массе ступени (полагается равным для каждой ступени);  $\kappa$  — отношение массы бака рабочего тела к массе рабочего тела. В работе [175] показано, что для двигателей обоих типов расстояния, покрываемые за время космических миссий пролета ( $R_{\text{п}}$ ), встречи ( $R_{\text{в}}$ ) и встречи с возвратом ( $R_{\text{в.в}}$ ) относятся друг к другу как

$$R_{\text{п}}:R_{\text{в}}:R_{\text{в.в}} = 1:1/2:1/8 \quad (1.17)$$

при заданном времени полета.

Расчеты, выполненные в работе [175] по уравнениям (1.15) и (1.16) для 4-ступенчатой ракеты с полным отношением полезного груза порядка  $10^{-4}$  (0,1 на ступень) в предположении  $\kappa = \gamma = 0$ , показывают, что пролетные или встречные миссии к ближайшей звезде (4 световых года, около  $2 \cdot 10^5$  а. е.) со временем путешествия менее 20 лет требуют удельных импульсов не менее  $10^6$  сек для систем типа I или удельных масс около  $10^{-4}$  кг/квт для систем типа II. Эти значения далеки от параметров двигателей, известных сегодня (см. рис. 1.1).

На рис. 1.2 приведены результаты расчетов для миссии с возвратом, выполняемой одноступенчатой ракетой с различными двигателями к внешним планетам Солнечной системы. Из рисунка следует, что в этом случае двигатели типа II (с малой тягой) с наименьшей удельной массой, показанной на рис. 1.1 (0,3 кг/квт), могут обеспечить меньшее время путешествия, чем двигатели типа I с наивысшим удельным импульсом ( $\mathcal{I}_{\text{уд}} = 7000$  сек) для всех планет, расположенных за Юпитером. Оценки показывают, что для наиболее удаленных планет даже относительно тяжелые двигатели типа II ( $\kappa = 5 \div 10$  кг/квт, что характерно для ЯЭРД)

конкурируют с наиболее перспективными двигателями типа I (ЯРД с газофазными реакторами, имеющими удельные импульсы 5000—7000 сек).

Хотя приближение свободного полета безусловно приводит к заметным ошибкам, особенно для полетов в пределах Солнечной системы, тем не менее результаты

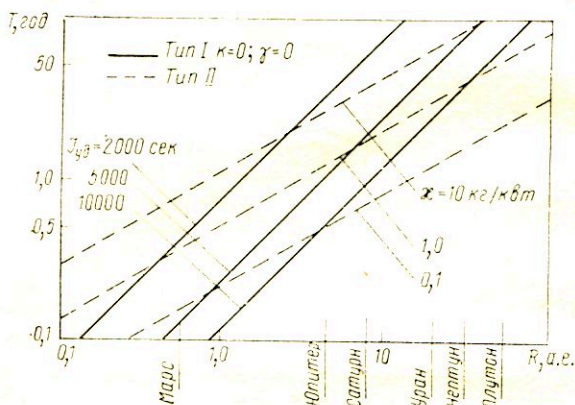


Рис. 1.2. Зависимость времени  $T$  выполнения полетов к планетам Солнечной системы с возвратом к Земле с помощью ЯРД большой и малой тяги от расстояния  $R$  до планет

расчетов по уравнениям (1.15) и (1.16), выполненные в работе [175], полезны в качестве предварительной оценки возможностей различных РД.

Подводя итоги анализа возможностей ЯРД различных типов, можно с уверенностью сказать, что по мере дальнейшего расширения программы освоения космоса ЯРД будут находить все большее применение. Для каждой конкретной задачи может быть выгодным использование того или другого типа ЯРД. Выигрыш, который дают ЯРД по сравнению с химическими двигателями, несомненен.

В работе [185] также проведено сравнение возможностей различных РД: химического (ЖРД), ядерного с выбросом водородного рабочего тела (ЯРД с твердофазным реактором), электрореактивных двигателей с солнечным (СЭРД) и ядерным (ЯЭРД) источниками



электроэнергии. На основе анализа 20 космических задач (солнечный зонд, полеты к кометам, к внешним планетам) было показано, что во всех этих случаях преимуществом по критерию массы полезной загрузки обладает ракетная ступень с ЯЭРД. Некоторые задачи, например полеты к комете Галлея, возможны лишь с использованием ЯЭРД. Кроме того, надо иметь в виду и то обстоятельство, что земные недра содержат в десятки тысяч раз больше энергии в виде делящихся материалов, чем в виде органического топлива. Энергозатраты при решении сложных космических задач могут быть чрезвычайно велики, и использование ядерного топлива к тому же может оказаться и экономически более выгодным, так как оно дешевле органического в пересчете на равные количества энергии. По оценкам Рома [211], энергия 1 *Мвт·ч*, заключенная в топливе для морских судов, стоит 1,3 долл., в авиационном топливе — 2,1 долл., а в ядерном топливе — всего 0,54 долл. Хотя практическое использование ядерного топлива и приведет к уменьшению разницы в стоимостях выработанной энергии за счет больших капиталовложений, требующихся главным образом для обеспечения радиационной безопасности, однако при больших энергозатратах ядерное горючее может быть экономически более выгодно. Но главное обстоятельство, говорящее в пользу разработки ЯРД, то, что ряд космических задач просто не может быть выполнен с помощью химических двигателей. Если на Земле атомная энергия обеспечивает главным образом замену истощающихся ресурсов органического топлива, то в космосе она придает новое качество РД благодаря либо возможности резкого снижения молекулярной массы рабочего тела из-за исключения необходимости его сжигания, либо применению принципиально новых рабочих тел — ускоренных ионов, фотонов и т. п.

## ФИЗИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ КОСМИЧЕСКОГО НАЗНАЧЕНИЯ

### § 2.1. ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К РЕАКТОРУ КОСМИЧЕСКОЙ ЯЭУ

Применение ядерных реакторов в качестве источника энергии на различных космических объектах предъявляет к ним ряд специфических технических требований, отличных от требований, предъявляемых обычно к стационарным энергетическим реакторам. Эти требования, как мы увидим ниже, в значительной степени определяют физические особенности ядерных реакторов космического назначения.

Главное и основное требование к реакторам ядерных энергетических установок — минимально возможные габарит и масса такого реактора. Это требование диктуется тем обстоятельством, что габарит реактора определяет размеры и массу биологической защиты (в случае использования ЯЭУ на обитаемом космическом объекте) или радиационной защиты приборов и аппаратуры (при использовании ЯЭУ на КА без экипажа). В свою очередь, это обстоятельство определяет габарит и массу ядерно-энергетической установки в целом, а следовательно, при заданном типе ракеты-носителя, обеспечивающей вывод на необходимую для выполнения данной задачи космическую траекторию КА или КК, массу и размеры последних, тем самым массу научной аппаратуры и, в конечном счете, возможность выполнения поставленной космической задачи.

Естественно, что из этого главного требования вытекает требование больших энергонапряженностей в единице объема активной зоны реактора. Значения этих напряженностей, закладываемые в проект реактора, должны определяться достигнутым уровнем техники без чрезмерных запасов, так как последние ведут к росту размеров реактора.

В большинстве случаев минимальные размеры энергетического реактора определяются не критическими условиями протекания цепной реакции деления, а возможностью съема требуемого количества тепла при допустимой энергонапряженности. Это обстоятельство определяет выбор наиболее эффективных теплоносителей, а также конструкцию активной зоны, обеспечивающую интенсивный теплоотвод.

Реакторы космического назначения наряду с высокими энергонапряженностями активных зон характеризуются также, как правило, большими энерговыработками, т. е. значительными интегральными мощностями (произведение мощности энергоустановки на ресурс). Реакторы ЯРД при сравнительно небольших ресурсах работают на высоких (порядка нескольких миллионов киловатт) уровнях мощности, в то время как реакторы бортовых электроэнергетических установок относительно небольшой мощности (десятки и сотни киловатт) проектируются на длительные кампании — вплоть до нескольких десятков тысяч часов. К концу кампании в активных зонах реакторов обоих направлений космической энергетики происходит порядка  $10^{24}$ — $10^{25}$  делений, что при небольших габаритных размерах этих реакторов приводит к значительным флюенсам быстрых нейтронов (порядка  $10^{22}$  нейтр/см<sup>2</sup>), а это может привести к заметным изменениям свойств материалов, входящих в состав реактора. Это обстоятельство необходимо учитывать при выборе материалов и их композиций в ходе проектирования реакторных энергетических установок космического назначения. Выбор материалов определяется также необходимостью получения в этих реакторах тепла высокого потенциала, что, в свою очередь, диктуется для ЯРД требованием получения максимальных температур рабочего тела для достижения высоких удельных импульсов двигателя, а для ядерных электроэнергетических систем условиями оптимального в отношении габаритных размеров холодильника-излучателя сброса неиспользованного тепла в космос.

Из этих соображений следует, что реакторы космического назначения должны быть, как правило, высокотемпературными, и, следовательно, в составе активной зоны должны использоваться такие конструкционные материалы, как тугоплавкие металлы, карбиды, метал-

локерамика. Естественно, что в этом случае нет возможности ориентироваться только на материалы с малым сечением радиационного захвата нейтронов, как это делается обычно при проектировании, например, реакторов наземных АЭС в целях обеспечения баланса нейтронов, наиболее выгодного в отношении получения хороших экономических показателей станции.

Наконец, следует указать еще на одну техническую особенность реакторов космического назначения, вытекающую из требований их эксплуатации. Речь идет об обеспечении возможности оперативного изменения мощности реактора — быстрых переходов с одного уровня мощности на другой, в том числе с нулевого (или с физического уровня мощности) на номинальный.

## § 2.2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ РЕАКТОРОВ КОСМИЧЕСКИХ ЯЭУ

Указанные выше специфические технические требования, предъявляемые к реакторам космического назначения, в значительной степени определяют физические особенности этих реакторов, так как учет этих требований влечет за собой определенные ограничения в выборе размеров, состава и конструкции активной зоны и реактора в целом.

В целях максимально возможного снижения весовых и габаритных характеристик ядерных реакторов космического назначения в последних должны быть обеспечены условия наиболее эффективного использования нейтронов путем снижения их непроизводительного (по отношению к реакции деления) радиационного захвата в материалах реактора, а также уменьшения утечки нейтронов из активной зоны. Это означает в первую очередь, что в качестве делящегося материала в этих реакторах должны использоваться либо уран, максимально обогащенный изотопом  $^{235}\text{U}$ , либо искусственно получаемые нуклиды  $^{233}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . В некоторых случаях в литературе [108] для комбинированной изотопно-реакторной энергетической установки рассматривается также применение в качестве делящегося материала искусственно получаемого изотопа  $^{238}\text{Pu}$ .

Малые размеры ядерного реактора могут быть получены путем снижения длины миграции нейтронов в активной зоне. Длина миграции нейтрона, т. е. путь, кото-

рый он проходит от момента рождения до момента гибели, складывается из эффективной длины первого пробега нейтрона деления, длины замедления до энергии теплового равновесия с ядрами окружающей среды и длины диффузии теплового нейтрона. Очевидно, таким образом, что максимальный выигрыш в размерах реактора может быть получен путем полного исключения замедляющих материалов из состава активной зоны. Такие реакторы, как известно, называют *реакторами на быстрых нейтронах*, так как основная доля делений в активной зоне реактора этого типа идет на нейтронах высоких энергий, так называемых *быстрых нейтронах*.

Опыт проектирования энергетических ядерных реакторов показывает, что минимальные размеры таких реакторов, как правило, определяются не нейтронно-физическими параметрами (условиями критичности), а теплофизическими, т. е. возможностью снять с данного объема требуемую мощность при допустимой энергонпряженности. В большинстве случаев приходится ориентироваться на искусственное увеличение тех размеров реактора, которые можно было бы получить, исходя из чисто физических соображений. Это увеличение достигается введением неделящихся материалов в состав активной зоны. В тех случаях, когда это возможно, естественно для экономии нейтронов выгоднее вводить в состав активной зоны замедлитель. По мере разбавления делящегося материала замедлителем увеличивается длина миграции нейтронов и смягчается их энергетический спектр, т. е. снижается эффективная средняя энергия. При этом критический размер реактора\* возрастает. При достаточно больших количествах замедлителя большинство нейтронов достигает области энергий теплового равновесия с ядрами и захватывается ураном (или другим делящимся элементом) в процессе диффузии в материале активной зоны. Для большинства замедлителей, за исключением водородсодержащих, длина диффузии теплового нейтрона значительно превышает длину замедления нейтрона деления и, по существу, определяет длину миграции нейтронов, а следовательно, и линейные размеры реактора.

---

\* Критический размер реактора — минимальный при заданном физическом составе реактора, при котором возможно протекание цепной реакции деления.

Практически в зависимости от действующего спектра нейтронов реакторы космического назначения можно разделить на три основные группы. В первую, объединяющую наиболее малогабаритные реакторы, можно включить реакторы на быстрых нейтронах, т. е. реакторы, не содержащие замедлителя в составе активной зоны. В таких реакторах процесс деления ядер урана (или плутония) идет в основном на нейтронах с энергией выше нескольких сот килоэлектронвольт. Ко второй группе можно отнести реакторы с водородсодержащими замедлителями (например, гидриды металлов), в которых основная масса делений идет на тепловых и надтепловых нейтронах. Для таких реакторов с несколько большими по сравнению с реакторами на быстрых нейтронах критическими размерами активной зоны критические загрузки делящимся материалом значительно меньше. И, наконец, в третью группу можно включить наиболее мощные реакторы, требующие для обеспечения надежного теплосъема достаточно больших размеров. Это в большинстве своем так называемые *реакторы на промежуточных нейтронах*, в активных зонах которых делящийся материал разбавлен замедлителем (не водородсодержащим, а более высокотемпературным, таким, как бериллий, графит и т. п.) в количествах, меньших, чем это требуется для полного замедления нейтронов до тепловых энергий. В таких реакторах процесс деления идет на замедляющихся нейтронах промежуточных энергий, распределенных по широкому энергетическому спектру. В некоторых случаях (например, некоторые типы реакторов ЯРД или мощных бортовых ЯЭУ) при достаточно больших размерах реактора замедлитель внутри активной зоны практически отсутствует, энергетический спектр нейтронов жесткий (близок к энергетическому спектру нейтронов в реакторах первой группы), а увеличение длины миграции и, следовательно, размеров активной зоны происходит вследствие разбавления делящихся материалов другими материалами, такими, как теплоноситель и конструкционные материалы, или каким-либо инертным разбавителем, представляющим собой основную матрицу твэла, в которую включено необходимое количество делящегося материала.

**Малые габаритные размеры реакторов приводят к**

большим утечкам нейтронов из активной зоны. При этом в энергетическом спектре нейтронов утечки даже в случае водородсодержащих тепловых реакторов преобладает жесткая часть, т. е. «утекают» нейтроны с более высокой энергией. В связи с этим в реакторах космического назначения гораздо более существенную роль по сравнению с большими стационарными реакторами играет отражатель нейтронов как в отношении критических параметров реактора, так и с точки зрения формирования пространственно-энергетического распределения нейтронов в активной зоне. В случае применения замедляющих отражателей происходит существенное смягчение энергетического спектра нейтронов, возвращающихся из отражателя в активную зону. В некоторых случаях этот спектр может быть мягче энергетического спектра нейтронов, формирующегося в центре активной зоны, из-за малого поглощения нейтронов, замедляющихся в отражателе, по сравнению с поглощением в процессе замедления внутри активной зоны. Это обстоятельство приводит в случае реакторов на быстрых и промежуточных нейтронах с замедляющим отражателем к существенно переменному по объему реактора энергетическому спектру нейтронов, что сказывается также и на пространственном распределении энерговыделения в активной зоне.

Так как жесткий энергетический спектр нейтронов утечки позволяет достаточно эффективно использовать и незамедляющие отражатели, появляется возможность рассматривать отражатель реактора космического назначения как составную часть радиационной защиты и искать оптимум суммарных размеров и масс ЯЭУ в целом. Конструкция и состав отражателя в значительной степени определяют условия формирования пространственно-энергетического спектра нейтронов и  $\gamma$ -излучения в радиационной защите, а следовательно, ее состав, размеры и массу.

### **§ 2.3. НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ ВЫБОРА ЯДЕРНОГО ГОРЮЧЕГО**

В этом параграфе дан краткий обзор некоторых особенностей, связанных с применением ядерного горючего в реакторах космических ЯЭУ. Разработчикам таких

реакторов следует учитывать влияние этих особенностей на физику и эксплуатационные характеристики реактора.

Как уже указывалось, специфические требования к ядерным реакторам космических ЯЭУ, вытекающие из их назначения, определяют использование в составе активных зон этих реакторов урана с обогащением по изотопу  $^{235}\text{U}$  выше 90% либо искусственных изотопов  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{233}\text{U}$ .

Наиболее доступным и, следовательно, наиболее широко используемым в реакторостроении делящимся элементом является  $^{235}\text{U}$ . Естественно, что этот изотоп привлекает также и внимание разработчиков реакторов космических ЯЭУ. Однако, как отмечено в § 2.2, стремление снизить размеры и массу реактора, исходя из его использования на космических объектах, приводит к тому, что значительная часть делений в активной зоне этого реактора идет на замедляющихся нейтронах, т. е. в области промежуточных энергий. Это относится не только к реакторам на промежуточных нейтронах, по отношению к которым такое утверждение очевидно, но и практически ко всем другим реакторам, используемым в космических ЯЭУ. Действительно, даже при отсутствии специального замедлителя в активной зоне смягчение энергетического спектра нейтронов, производящих деление, происходит за счет упругого и неупругого рассеяния нейтронов на ядрах материалов, входящих в состав высокотемпературных соединений делящегося элемента и их разбавителей, ядрах конструкционных материалов и теплоносителей. Кроме того, значительная часть делений в активной зоне малогабаритного реактора на быстрых нейтронах, особенно в ее периферийных областях, идет на нейтронах, возвращающихся из отражателя, в составе которого часто применяются замедляющие материалы. Нейтроны, возвращающиеся в активную зону из отражателя, как правило, обладают значительно более мягким энергетическим спектром нейтронов.

Что касается реакторов на тепловых нейтронах, то и в них заметная доля делений идет в надтепловой области энергий, так как концентрация делящегося изотопа в составе активной зоны реактора космической ЯЭУ и в этом случае достаточно высока, поскольку из сообра-



жений сохранения малых габаритов иногда идут на некоторое увеличение загрузки реактора ураном.

Указанные выше обстоятельства заставляют обратить серьезное внимание на нейтронно-физические свойства делящихся изотопов не только для нейтронов деления и тепловых нейтронов, но и в промежуточной области энергий.

В табл. 2.1 приведены основные нейтронно-физические характеристики урана и плутония, которые определяют коэффициент размножения нейтронов в активной зоне и в конечном счете критические условия протекания стационарной цепной реакции деления.

Таблица 2.1

Нейтронно-физические характеристики некоторых делящихся нуклидов U и Pu

Нуклид	Среднее число нейтронов, рождающихся при одном акте деления		Сечение деления, барн		$\alpha = \sigma_a / \sigma_f$			Среднее число нейтронов, рождающихся при одном акте захвата нейтрона		
	тепловым нейтроном ( $E=0,025$ эв) [180]	быстрым нейтроном ( $E=1$ Мэв) [157]	$E=0,025$ эв [180]	$E=1$ Мэв [157]	$E=0,025$ эв [180]	$E=1$ Мэв [157]	среднее (по спектру Ферми) для $E=1$ эв ÷ ÷ 1 кэв [18]	$E=0,025$ эв [180]	$E=1$ Мэв [157]	$E=1$ эв ÷ 1 кэв [18]
$^{235}\text{U}$	2,418	2,50	582,2	1,17	0,169	0,086	0,60	2,068	2,30	1,52
$^{233}\text{U}$	2,492	2,55	531,1	1,85	0,090	0,037	0,214	2,287	2,46	2,05
$^{239}\text{Pu}$	2,871	3,00*	742,5	1,75*	0,362	0,029*	0,72	2,108	2,92*	1,67

\* Получено в работе [57].

Приведенные в этой таблице значения  $\alpha$  и  $\eta$ , конечно, следует рассматривать лишь как грубую оценку, дающую, однако, возможность провести анализ особенностей применения того или иного делящегося изотопа в реакторах космических ЯЭУ с учетом специфики последних. Более подробные данные по этим величинам, как и по другим нейтронно-физическим характеристикам, можно найти, например, в работах [18, 57, 157, 180].

Как следует из таблицы, широко используемый в обычном реакторостроении  $^{235}\text{U}$  обладает одним очень существенным для реакторов космических ЯЭУ отрицательным свойством — резким повышением в промежуточной области энергий нейтронов радиационного захвата нейтронов по сравнению с захватом, ведущим к делению ядер урана. Следствием этого является, с одной стороны, резкое возрастание критической загрузки, а с другой — появление в процессе работы реактора на мощности значительного количества  $^{236}\text{U}$  (продукта радиационного захвата нейтрона  $^{235}\text{U}$ ), обладающего значительным сечением радиационного захвата и являющегося, таким образом, своего рода шлаком наряду с осколками деления.

Как видно из табл. 2.1,  $^{233}\text{U}$  обладает значительно лучшими по сравнению с  $^{235}\text{U}$  нейтронно-физическими характеристиками во всех диапазонах энергий нейтронов и является в связи с этим идеальным делящимся материалом для активных зон ядерных реакторов космических ЯЭУ. Использование  $^{233}\text{U}$  вместо  $^{235}\text{U}$  позволяет в два-три раза уменьшить критическую массу (и соответственно объем, т. е. размер) реактора, что существенно сказывается на весовых и габаритных характеристиках ЯЭУ в целом. Например, в работе [182] показано, что переход с монокарбида  $^{235}\text{U}$  на монокарбид  $^{233}\text{U}$  снижает размер активной зоны ( $D=H$ ) с 29 до 18 см для реактора с термоэмиссионным преобразованием энергии.

Как следует из той же таблицы, нейтронно-физические свойства  $^{239}\text{Pu}$  также несколько лучше свойств  $^{235}\text{U}$  во всем диапазоне энергий нейтронов. Однако для  $^{239}\text{Pu}$ , так же как и для  $^{235}\text{U}$ , наблюдается существенное возрастание значения  $\alpha$  для нейтронов промежуточных энергий. Кроме того, плутоний, получаемый в ядерных реакторах искусственно облучением  $^{238}\text{U}$ , содержит довольно заметное количество изотопа  $^{240}\text{Pu}$  (около 10% и более в зависимости от спектра нейтронов, в котором облучается  $^{238}\text{U}$ , а также от времени облучения). Это обстоятельство сводит на нет преимущества плутония перед  $^{235}\text{U}$ . Учитывая также то обстоятельство, что, как будет показано ниже, соединения плутония более летучи при высоких температурах, целесообразность использования плутония в реакторах космических ЯЭУ стано-

вится сомнительной. В связи с этим обсуждаемые в литературе проекты космических ЯЭУ ориентируются, как правило, на использование в качестве делящегося материала изотопа  $^{235}\text{U}$ , а в перспективе — изотопа  $^{233}\text{U}$ . Совершенно очевидно, что по мере вовлечения в большую ядерную энергетику тория [2] производство  $^{233}\text{U}$  будет возрастать до количества, достаточного для обеспечения потребностей космической энергетики. Поэтому ориентация на использование  $^{233}\text{U}$  в перспективных космических ЯЭУ вполне оправдана.

#### § 2.4. ОСОБЕННОСТИ ВЛИЯНИЯ ОТРАЖАТЕЛЯ НЕЙТРОНОВ НА ФИЗИКУ МАЛОГАБАРИТНОГО РЕАКТОРА

Для реакторов космических ЯЭУ эффективность отражателя нейтронов определяется двумя обстоятельствами. Первое — отражатель позволяет снизить критическую массу делящегося вещества и критический объем активной зоны и за счет этого уменьшить массу и размер ЯЭУ в целом. Второе — отражатель реактора является существенной составляющей радиационной защиты ЯЭУ, так как его конструкция и материалы, в него входящие, в значительной степени определяют ослабление как нейтронного, так и  $\gamma$ -излучения, выходящего из активной зоны. От степени этого ослабления и энергетического спектра излучения, выходящего из отражателя, существенно зависят состав, размеры и масса радиационной защиты и, следовательно, размеры и масса всей ЯЭУ. Очевидно, что при выборе отражателя следует учитывать оба эти обстоятельства и пытаться находить оптимум в отношении масс и размеров ЯЭУ. Этот оптимум, естественно, зависит от назначения ЯЭУ, от задачи, выполняемой космическим объектом, и от того, является последний обитаемым или нет.

Здесь рассматриваются только те факторы, которые определяют эффективность отражателя в отношении снижения критических параметров реактора. Эффективность отражателя как элемента радиационной защиты может быть проанализирована на основании материалов, помещенных в различных монографиях и сборниках, посвященных исследованию вопросов физики защиты реакторов, например в работах [6, 7]. Пример оптимизационного подхода к выбору отражателя реак-

тора космической ЯЭУ содержится, в частности, в работе [154], где показано, что выбор для рассматриваемых там конкретных условий в качестве материала отражателя бериллида тантала  $Ta_2Be_{17}$  позволяет уменьшить суммарную массу ЯЭУ при теневой радиационной защите.

Нейтроны, вылетевшие из активной зоны в отражатель, вступают с ядрами материала отражателя в те же процессы взаимодействия, что и в активной зоне с ядрами материалов, входящих в ее состав. Естественно, что, как и в случае выбора материала замедлителя, при выборе материала отражателя следует ориентироваться на материал с высоким сечением рассеяния (как упругого, так и неупругого) и с низким сечением поглощения. Однако, как будет видно из дальнейших рассуждений, на этом аналогия заканчивается, и материал, обладающий наилучшими замедляющими свойствами (например, высокой замедляющей способностью), не обязательно является наилучшим отражателем, если рассматривать его с точки зрения экономии критической массы и уменьшения критического объема активной зоны.

Как уже отмечалось в § 2.2, реакторы космических ЯЭУ отличаются большим вылетом нейтронов из активной зоны в силу малых размеров последней, причем энергетический спектр этих нейтронов достаточно жесткий. Попадая в отражатель, эти нейтроны рассеиваются на ядрах материала отражателя, теряя свою энергию в процессе как упругих, так и неупругих соударений, т. е. замедляются. Таким образом, спектр нейтронов, возвращающихся в активную зону, может быть существенно мягче энергетического спектра нейтронов, покидающих ее. Эти нейтроны могут (при хороших замедляющих свойствах материала отражателя) замедлиться до энергий ниже средней энергии нейтронов, вызывающих деления в активной зоне, и иметь, таким образом, более высокую ценность по отношению к этому процессу, так как будут обладать более высоким значением сечения деления. В этом отношении, казалось бы, применение в отражателе материалов с максимальной замедляющей способностью [например, водородсодержащих (см. гл. 3)] наиболее выгодно. Однако более тщательный анализ показывает, что по некоторым со-

ображениям такие материалы не являются наилучшими отражателями. Например, водород обладает максимальным из всех замедляющих элементов сечением радиационного захвата нейтронов. В случае применения водородсодержащих материалов в активной зоне это обстоятельство не играет определяющей роли, так как поглощение нейтронов в активной зоне определяется захватом их ядрами делящегося элемента. В отражателе же такой альтернативы нет и поглощение нейтронов в процессе замедления идет на ядрах замедлителя и тех конструкционных материалов, которые присутствуют в составе отражателя. Такое поглощение, естественно, лишь отрицательно влияет на развитие цепной реакции деления в реакторе. Кроме того, сечение рассеяния нейтронов на ядрах водорода с повышением энергии нейтронов резко падает, и при высоких энергиях последних (а такие преобладают среди нейтронов, вылетающих из активной зоны в отражатель) водород не имеет преимуществ как замедлитель перед таким, например, материалом, как бериллий. При использовании водородсодержащих материалов в составе отражателя надо иметь в виду еще одно обстоятельство. Вероятность распределения скоростей рассеянных нейтронов зависит от массы ядра рассеивателя. Для тяжелых ядер рассеяние изотропно. Для большинства материалов, используемых в реакторах космических ЯЭУ (за исключением водорода), оно близко к изотропному. При рассеянии же нейтрона на ядре водорода нейтрон преимущественно сохраняет направление вперед. Это означает, что нейтрон, имевший направленные скорости от активной зоны (а именно такие нейтроны и покидают активную зону), при соударении с ядром водорода с большой вероятностью сохранит направление движения в глубь отражателя, существенно сбросив, однако, свою энергию. Вероятность возвращения такого нейтрона, проникшего в глубь отражателя, в активную зону значительно уменьшается вследствие повышения сечения его поглощения.

В то же время материалы, которые ни в коем случае нельзя отнести к разряду замедляющих, могут быть хорошими отражателями нейтронов, если они обладают большими сечениями рассеяния для нейтронов высоких энергий. Такими свойствами обладают многие металлы,

имеющие среднее и высокое значения относительной молекулярной массы. Хорошим отражателем является естественный уран, который наряду с высоким значением сечения неупругого рассеяния обладает еще свойством делиться под действием быстрых нейтронов (имеется в виду в том числе и деление  $^{238}\text{U}$  под действием нейтронов, имеющих энергию выше пороговой). В процессе деления появляются дополнительные нейтроны, которые также имеют конечную вероятность попасть в активную зону и включиться в цепную реакцию деления.

Таким образом, по характеру своего действия все отражатели могут быть разбиты на следующие три группы:

*инертные отражатели*, которые слабо меняют спектр нейтронов, возвращаемых ими в активную зону;

*замедляющие отражатели* (исключая водородсодержащие), которые наряду с хорошим альбедо для нейтронов спектра утечки из активной зоны обладают хорошими замедляющими свойствами. Спектр нейтронов, возвращаемых в активную зону такими отражателями, распределен в широком энергетическом интервале, и степень его жесткости, а следовательно, и изменение ценности возвращаемых нейтронов зависят от толщины отражателя;

*водородсодержащие отражатели* в силу специфики замедления на ядрах водорода следует выделить в самостоятельную группу. Спектр нейтронов, возвращаемых в активную зону такими отражателями, сильно смещен в область низких энергий даже при малых толщинах отражателя. Уже небольшие толщины (8—10 см) водородсодержащего отражателя эквивалентны по своему действию отражателю бесконечной толщины.

Показателем эффективности того или иного отражателя может служить сокращение критических размеров активной зоны (например, отношение соответствующих критических радиусов сферы) при окружении ее этим отражателем.

На основе экспериментальных данных, главным образом полученных Грейвзом и Пакстоном [134] в опытах со сферами из металлического высокообогащенного урана, в работе [35] найдены эмпирические значения показателей эффективности различных отражателей беско-

нечной толщины ( $A'_{i\infty} = R_{кр\infty} / R_{кр0}$ , где  $R_{кр\infty}$  — критический радиус сферической активной зоны, окруженной отражателем бесконечной толщины;  $R_{кр0}$  — критический радиус сферической активной зоны без отражателя) (табл. 2.2.). Естественно, что не все материалы

Таблица 2.2

Показатели эффективности отражателей бесконечной толщины [35]

Группа отражателя	Инертный					
Материал отражателя	U <sub>ест</sub>	Cu	Ni	Fe	Al	W сплав (92% W)
Плотность, г/см <sup>3</sup>	19	8,88	8,88	7,87	2,70	17,4
Показатель эффективности бесконечного отражателя, отн. ед.	0,694	0,725	0,735	0,785	0,855	0,704

Продолжение табл. 2.2

Группа отражателя	Замедляющий				Водородо- держачий	
Материал отражателя	Be	BeO	D <sub>2</sub> O	C	H <sub>2</sub> O	Парафин
Плотность, г/см <sup>3</sup>	1,84	2,69	1,1	1,69	1,0	0,91
Показатель эффективности бесконечного отражателя, отн. ед.	0,543	0,561	0,656	0,710	0,776	0,765

из указанных в этой таблице могут быть использованы в качестве отражателей в реакторах космических ЯЭУ. Некоторые из них (например, вода, парафин) помещены лишь для иллюстрации приведенных выше сооб-

ражений по эффективности различных групп отражателей. В то же время многие материалы, которые могут быть использованы в составе таких отражателей (некоторые металлы, их гидриды и соединения), не помещены в таблицу из-за отсутствия экспериментальных данных, позволяющих вычислить показатель их эффективности.

Из данных этой таблицы видно, что эффективность инертных отражателей может быть выше эффективности водородсодержащих отражателей, а урановый отражатель оказывается лучше, чем отражатель из такого хорошего замедлителя, как графит. Надо отметить, что гидриды металлов могут быть лучшими отражателями, чем вода, вследствие значительного неупругого рассеяния быстрых нейтронов на ядрах металла гидрида. По данным работы [15] критическая масса реактора с отражателем из гидрида циркония всего на 10% больше критической массы реактора с лучшим (бериллиевым) отражателем. Однако в литературе не приводится конкретных данных об условиях эксперимента, в которых эти результаты получены (геометрия, плотность активной зоны и отражателя, состав активной зоны отражателя и т. п.), в то время как они существенным образом могут влиять на показатель эффективности отражателя (см. § 4.2).

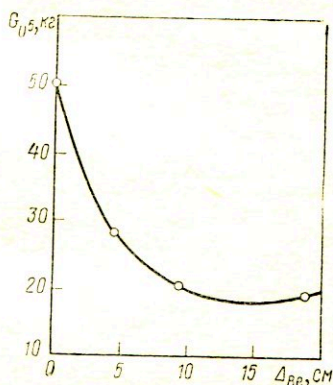
Как видно из табл. 2.2 наилучшие отражатели — бериллий и окись бериллия. Это определяется малым сечением поглощения нейтронов этими материалами, высокой замедляющей способностью, в частности большим сечением неупругого рассеяния для нейтронов высоких энергий. Кроме того, бериллий может давать дополнительные нейтроны за счет пороговой реакции ( $n, 2n$ ).

Следует указать на перспективность использования в реакторах космических ЯЭУ двухслойных или составных отражателей. Внутренний, замедляющий слой такого отражателя (например, бериллиевый) обеспечивает сброс энергии нейтронов, вылетевших из активной зоны, а также отраженных от незамедляющего слоя (например, из стали или другого инертного в отношении изменения спектра нейтронов материала), в надтепловую или близкую к ней область энергии, но из-за недостаточной толщины не позволяет значительной части нейт-



ронов замедлиться до тепловых энергий. Нейтроны, вернувшись в активную зону, захватываются и вызывают деления в более глубоких слоях активной зоны из-за большей по сравнению с тепловыми нейтронами длины диффузии. Всплеск энерговыделения, характерный для областей активной зоны, примыкающих к замедляющему отражателю, рассредоточивается по более широкой области активной зоны, а высота этого всплеска снижается, что благоприятно сказывается на условиях теплосъема с активной зоны.

Рис. 2.1. Зависимость критической загрузки реактора  $^{235}\text{U}$   $G_{cr}^5$  от толщины слоя бериллия  $\Delta_{\text{Be}}$  в составном бериллиево-стальном отражателе для реактора на промежуточных нейтронах с отношением плотностей ядер  $\text{Be}$  и  $^{235}\text{U}$   $\rho_{\text{Be}}/\rho_{235}=85$  (толщина слоя стали отражателя 10 см) [35]



На рис. 2.1 приведена зависимость критической загрузки реактора на промежуточных нейтронах от толщины слоя бериллия в составном отражателе [35]. Минимум при  $\Delta_{\text{Be}}$  около 15 см объясняется тем, что при дальнейшем увеличении толщины слоя бериллия снижается эффективность внешнего слоя из-за значительного смягчения спектра нейтронов, вылетевших из активной зоны. В то же время толщина слоя бериллия еще недостаточна, чтобы она была эквивалентна бесконечной толщине.

Составной отражатель может облегчить решение проблемы радиационной защиты. В работе [127] описана конструкция термоэмиссионного реактора на быстрых нейтронах, в котором за замедляющим слоем отражателя из окиси бериллия  $\text{BeO}$  толщиной около 9 см располагается слой из вольфрама толщиной 7 см, который одновременно служит внутренней радиационной защитой.

При разработке ядерных реакторов следует учитывать также тот факт, что помещение слоев даже малых толщин материалов с высоким сечением поглощения между активной зоной и замедляющим отражателем резко снижает эффективность последнего.

## § 2.5. ФИЗИЧЕСКИЕ СХЕМЫ РЕАКТОРОВ КОСМИЧЕСКИХ ЯЭУ

Разработчикам реакторов космических ЯЭУ приходится иметь дело с самыми разнообразными физическими схемами: реакторы с гомогенной и гетерогенной активной зоной; реакторы с быстрым, промежуточным и тепловым спектром нейтронов, вызывающих деления; реакторы с размещением замедлителя внутри и вне активной зоны и т. д.

Однако во всем этом разнообразии можно отметить некоторые общие черты, вытекающие из требования минимальных массовых и габаритных характеристик, которые уже отмечались и анализировались в § 2.1 и 2.2. Укажем здесь, что, как правило, разработчиками этих реакторов руководит стремление создать «равнопрочную» систему, оптимальную в отношении нейтронно-физических, конструкционных, технологических и теплофизических параметров. Это стремление, как уже отмечалось, приводит к следующим общим практическим для всех реакторов космических ЯЭУ исходным положениям, которые так или иначе накладывают свой отпечаток на любую физическую схему реакторов этого назначения независимо от их конкретного применения:

использование в качестве ядерного горючего высокообогащенного урана (практически чистого  $^{235}\text{U}$ ) или искусственных изотопов  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{233}\text{U}$ ;

использование высокотемпературных конструкционных материалов, имеющих достаточно высокое сечение поглощения нейтронов;

использование высокотемпературных теплоносителей (жидкометаллических и газовых).

После выбора рабочего тела (теплоносителя) и конструкционных материалов разработчик стоит перед проблемой выбора такой физической и конструкционной схемы реактора, которая бы обеспечивала: максимальную при заданной мощности компактность; как прави-

ло, максимальную температуру рабочего тела на выходе из реактора при допустимой (в заданных условиях эксплуатации) температуре материалов; минимально возможную (с учетом отмеченных выше обстоятельств) загрузку реактора делящимся материалом; хорошую управляемость реактора на всех режимах его работы.

Стремление найти оптимальное решение этой проблемы приводит к совершенно отчетливым и очевидным тенденциям при выборе физической схемы реактора космической ЯЭУ разделять зоны замедления и поглощения нейтронов, зоны высоких и низких температур с вынесением замедлителя и органов управления из зоны высоких температур.

Пространственное разделение процессов замедления и поглощения нейтронов в ядерных реакторах возможно посредством применения внешнего по отношению к активной зоне замедлителя или замедляющего отражателя. Принципиальное различие в эффективности внутреннего и внешнего замедления проявляется особенно наглядно во влиянии этого процесса на критические параметры реактора на быстрых нейтронах, имеющего минимальные размеры среди реакторных систем с различным действующим спектром нейтронов. Введение замедлителя внутрь активной зоны реактора на быстрых нейтронах приводит к существенному возрастанию утечки нейтронов из активной зоны вследствие увеличения их длины миграции. Рост утечки должен быть компенсирован увеличением критического объема. Введение же замедлителя в отражатель (его внутренние слои) при неизменной утечке из активной зоны (длина миграции практически не меняется) приводит к увеличению альбедо нейтронов с повышением их ценности (благодаря замедлению). Это, конечно, приводит к снижению критических параметров. Анализ показывает, что в реакторах на быстрых и промежуточных нейтронах с внешним замедлителем суммарный объем активной зоны и замедляющего слоя отражателя ниже критического объема активной зоны реактора с внутренним замедлителем при одинаковых количествах замедлителя. Кроме того, внешний замедлитель находится в зоне более низких температур, а также служит и радиационной защитой, что благоприятно сказывается на

размерах и массе ЯЭУ в целом. В связи с этим схемы реакторов с внешним замедлителем широко рассматриваются в проектах различных космических ЯЭУ.

Как уже указывалось в предыдущем параграфе, в этих случаях перспективно использование составных отражателей, в которых материал, обладающий хорошими замедляющими свойствами и хорошим альбедо для нейтронов высоких энергий (например, бериллий), занимает лишь внутренние слои составного отражателя, а материал внешнего слоя выбирается в зависимости от конкретной цели, определяемой назначением ЯЭУ. Например, в случае ядерной электроэнергетической системы сравнительно небольшой мощности, когда надо получить минимально возможные размеры реактора, во внешних слоях используются материалы, которые в табл. 2.2 сведены в группу инертных отражателей. В этом случае отражатель оптимальным образом входит в состав биологической (радиационной) защиты, а также, как отмечалось в § 2.4, обеспечивает более равномерное распределение энерговыделения по активной зоне. Применение замедляющего отражателя в таких системах также облегчает решение проблемы управления реактором (см. гл. 5). Последние соображения говорят в пользу применения замедляющих или составных (роль внешнего слоя отражателя могут иногда играть корпус реактора или внутренние слои защиты) отражателей и в реакторных системах с гибридным замедлителем в активной зоне [20, 64, 128].

Однако в случае применения внешних замедлителей возникают трудности с выбором конструкционных материалов, используемых как внутри замедлителя, так и на границе его с активной зоной. В таких случаях иногда приходится идти на применение разделенных изотопов металла.

Как правило, реакторы космических ЯЭУ имеют активную зону, которую можно считать с точки зрения физики гомогенной. К таким реакторам относятся мощные реакторы ЯРД с твердофазной [70, 117, 121, 209], с жидкой [99, 167] и газообразной [135, 136, 210] активными зонами. Физически гомогенные активные зоны часто рассматриваются и в космических ядерных электроэнергетических системах как с реакторами на быстрых нейтронах [150, 154, 166], так и с реакторами.

работающими на тепловых и надтепловых нейтронах [20, 241, 244].

Иногда в случаях, когда надо получить в твердых твэлах особо высокие температуры, могут быть применены гетерогенные схемы активных зон в целях вынесения замедлителя и несущих конструкций из зон высоких температур. Это, например, реакторы ЯРД относительно малой тяги, но с высоким удельным импульсом [70, 147, 209] или термоэмиссионные реакторы-преобразователи небольшой мощности [69, 128, 202]. В последнем случае находят применение и активные зоны так называемого драйверного типа, где часть зоны занята электрогенерирующими каналами, размещенными гомогенно (т.е. без замедлителя [102, 128]) либо гетерогенно [202], а остальная зона, окружающая первую, представляет собой гомогенную композицию типа  $U-ZrH_x$ , которая обеспечивает критичность системы в целом. В гетерогенных реакторах иногда также приходится в целях экономии нейтронов и снижения критических параметров идти на применение разделенных изотопов. Например, в работе [209] рассматриваются реакторы, в твэлах которых использованы либо уран-вольфрамовая композиция с изотопом  $^{184}W$ , либо высокотемпературная смесь карбидов  $UC-NiC$  с изотопом  $^{180}Hf$ . В реакторах этого типа естественным образом разделяются зоны замедления и поглощения нейтронов. В какой-то степени можно отнести к гетерогенным реакторам некоторые реакторы с газофазными активными зонами типа «лампы» (с разделительной стенкой). В таких реакторах активная зона представляет собой не одну полость, а, например, семь полостей в едином блоке замедлителя [101].

Как уже говорилось, в отражателях большинства реакторов космических ЯЭУ размещаются слои замедлителя. Однако в ряде случаев, например для достижения оптимума суммарной массы реактора и защиты или снижения активации первичного теплоносителя (в тех случаях, когда первый контур необходимо защищать), возможен отказ от замедляющих материалов в составе отражателя [20].

В гомогенных реакторах также возможно отступление от физической гомогенности, когда в целях выравнивания энерговыделения по активной зоне внутри нее

применяются зоны с различной концентрацией ядерного горючего (см., например, работу [166]). В гетерогенных реакторах для этого используют переменный шаг решетки размещения твэлов в замедлителе [69]. В некоторых реакторах с кольцевой активной зоной (например, реакторы с динамическими принципами удержания твердого или жидкого ядерного топлива в активной зоне) возможно применение внутреннего замедляющего отражателя, своего рода «острова» внутри активной зоны [172], что также приводит к выравниванию поля энерговыделения в кольцевой активной зоне.

Здесь были кратко рассмотрены физические схемы реакторов космических ЯЭУ. Некоторые варианты конструктивных реализаций этих схем будут рассмотрены несколько подробнее в гл. 8 и 9.

## **§ 2.6. ОСОБЕННОСТИ ФИЗИЧЕСКОГО РАСЧЕТА РЕАКТОРОВ КОСМИЧЕСКИХ ЯЭУ**

Конечной целью физического расчета любого ядерного реактора является вычисление его критических параметров и получение детального пространственно-энергетического распределения нейтронов как по объему реактора в целом, так и в отдельных его зонах (например, в элементарной ячейке, в случае гетерогенного реактора).

Выше рассмотрены физические особенности ядерных реакторов космического назначения. Как было показано, эти реакторы отличаются чрезвычайной сложностью картины физических процессов, в них протекающих. Это обстоятельство накладывает свой отпечаток на принципы и методы физического расчета таких ядерных реакторов, так как появляется ряд физических факторов, специфичных для этих реакторов, которые не позволяют прибегнуть к известным упрощениям в постановке и методах решения задачи, часто используемых, например, при расчете стационарных ядерных реакторов. К такого рода факторам следует отнести в первую очередь переменность энергетического спектра нейтронов по объему реактора, большую утечку нейтронов из активной зоны и существенный вклад отражателя в формирование пространственно-энергетического распределения нейтронов в активной зоне.

Указанные выше обстоятельства заставляют применять при расчете ядерных реакторов космического назначения наиболее точные методы решения интегро-дифференциального кинетического уравнения Больцмана, учитывать более детально различные процессы взаимодействия нейтронов с материалами, входящими в состав активной зоны, предъявлять более высокие требования к точности определения нейтронных сечений.

Как известно, при расчете стационарных ядерных реакторов, например при расчете реакторов АЭС, широко используется так называемое диффузионное приближение при решении кинетического уравнения замедления нейтронов. В этом случае решение находят в виде ряда по сферическим функциям, причем, как правило, ограничиваются в разложении двумя первыми членами ряда. В этом так называемом  $P_1$ -приближении мы приходим к системе интегро-дифференциальных уравнений, из которых уже исключена угловая зависимость распределения нейтронов.

С помощью такого приближения удается более или менее удовлетворительно описать физические процессы, происходящие в реакторах, размеры которых существенно больше средних свободных пробегов нейтронов. В рассматриваемых нами ядерных реакторах космического назначения это условие соблюдается далеко не всегда, и расчет таких реакторов в  $P_1$ -приближении может привести к существенным погрешностям как в критических параметрах, так и в пространственно-энергетическом распределении нейтронов. Лучшее согласие с действительностью дают расчеты в более высоких приближениях, например в  $P_3$ -приближении.

Однако в ряде случаев приходится прибегать к методам, дающим возможность воспроизвести еще более детальную картину процессов взаимодействия нейтронов со средой, а иногда и проследивать судьбу отдельных нейтронов от момента их рождения до гибели, используя, например, методы Монте-Карло для решения кинетического уравнения [23, 49].

Аналитические методы решения кинетического уравнения в различных приближениях уже давно уступили место более эффективным численным методам расчета, чему способствовало бурное развитие вычислительной техники. Наиболее полное развитие численные методы

расчета ядерных реакторов получили в работах Г. И. Марчука [43, 44, 76]. Развитию теории и методов расчета ядерных реакторов посвящено также большое количество монографий зарубежных авторов (см., например, [8, 16, 21, 48]). Недавно опубликована книга С. Б. Шихова [90], в которой глубоко и последовательно рассматриваются математические проблемы теории ядерных реакторов.

Мы не будем заниматься рассмотрением и анализом различных методов расчета реакторов и их применимости к расчету реакторов космического назначения, а остановимся лишь очень кратко на наиболее существенных моментах, которые приходится учитывать при расчете малогабаритных ядерных реакторов в отличие от стационарных больших реакторов. Для более ясного понимания этих моментов и тех трудностей, которые при этом встречаются, будем рассматривать в основном качественную картину физических процессов, происходящих в реакторе, с учетом особенностей, отмеченных в § 2.2.

Влияние того или иного процесса взаимодействия нейтронов с ядрами элементов, входящих в состав реактора, на реактивность системы пропорционально комплексу

$$\int_V \int_0^{\infty} \Phi(u, \mathbf{r}) \Phi^+(u, \mathbf{r}) \sigma(u) dV du, \quad (2.1)$$

где  $u$  — энергия нейтрона в единицах летаргии,  $u = \ln(E/E_0)$ ;  $\mathbf{r}$  — текущая координата;  $V$  — объем реактора;  $\Phi(u, \mathbf{r})$  — функция, выражающая пространственно-энергетическое распределение потока нейтронов;  $\Phi^+(u, \mathbf{r})$  — функция, сопряженная функции потока нейтронов и интерпретируемая как ценность нейтрона данной энергии, находящегося в данной точке (эта интерпретация, оказавшаяся чрезвычайно плодотворной для понимания процессов, происходящих в реакторе, предложена Л. Н. Усачевым [83]);  $\sigma(u)$  — сечение взаимодействия нейтрона с ядром данного элемента по отношению к тому или иному процессу (рассеяние, захват, деление) в зависимости от энергии нейтрона.

Энергетическая зависимость ценности нейтронов в реакторах с высокообогащенным топливом определяет



ся главным образом энергетической зависимостью утечки нейтронов и выхода нейтронов в процессе деления на один акт захвата ( $\eta_{эфф}$ ). Полное изменение ценности нейтрона в процессе его замедления невелико (примерно в два раза), и энергетические зависимости для большинства реакторов, близких по размерам, различаются мало, так как энергетические спектры нейтронов утечки практически совпадают.

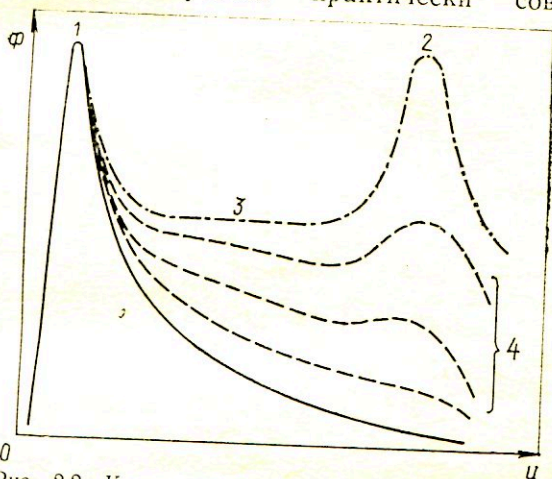


Рис. 2.2. Качественная картина энергетического спектра нейтронов, усредненного по объему активной зоны реактора:

1 — спектр нейтронов деления; 2 — спектр Максвелла;  
3 — спектр Ферми; 4 — спектры нейтронов промежуточных энергий

Поэтому различие в степени влияния того или иного процесса взаимодействия нейтронов с данным веществом обуславливается в первую очередь различием в энергетическом спектре нейтронов (рис. 2.2). На рисунке сплошной линией 1 изображен спектр нейтронов деления. Правая часть спектра ( $u \approx 18$ ) демонстрирует энергетическую зависимость нейтронов, дошедших до тепловой области энергий. В пределе, когда замедлителя много и большинство нейтронов, избежавших утечки в процессе замедления, приходит в тепловое равновесие с ядрами замедлителя, устанавливается максвелловское распределение тепловых нейтронов по скоростям (2). Горизонтальная прямая 3 зависимо-

сти  $\Phi(u)$  в этом случае указывает, что энергетическое распределение замедляющихся нейтронов следует спектру Ферми. В реакторах на промежуточных нейтронах энергетические спектры Ферми и Максвелла не наблюдаются (кривые 4). Таким образом, энергетическое распределение нейтронов для данного реактора, усредненное по объему активной зоны и без учета замедления нейтронов в отражателе, в основном зависит от отношения числа ядер горючего к числу ядер замедлителя. Это обстоятельство дает возможность получить простые корреляционные соотношения для критических параметров реакторов с высокообогащенным ядерным топливом и различными действующими спектрами нейтронов (см. § 4.3).

В реакторе на тепловых нейтронах, как следует из рис. 2.2 и соотношения (2.1), главную роль играют процессы взаимодействия тепловых нейтронов с веществом, так как потоки тепловых нейтронов близки к потокам нейтронов деления и существенно выше потоков замедляющихся нейтронов, а сечение взаимодействия  $\sigma(u)$  и ценность нейтронов (из-за роста  $\eta_{эфф}$ ) увеличиваются в области энергий тепловых нейтронов. Это обстоятельство и определило возможность, во всяком случае для физических расчетов реакторов на тепловых нейтронах, использовать малогрупповые методы, как численные, так иногда и аналитические. Точность расчета в данном случае определяется в основном точностью знания сечений взаимодействия тепловых нейтронов с элементами активной зоны и отражателя; энергетическая зависимость нейтронных сечений (се точность) не оказывает особого влияния на конечный результат, и взаимодействие нейтронов со средой в процессе замедления зачастую может быть учтено с помощью так называемых резонансных интегралов.

В реакторах на быстрых и, особенно, на промежуточных нейтронах, а именно к этому типу следует отнести значительную часть реакторов, рассматриваемых в качестве возможных для космического применения, существенное значение для формирования энергетического спектра нейтронов и определения условий критичности имеют процессы взаимодействия нейтронов спектра деления и замедляющихся нейтронов со средой, и в частности их радиационный захват и за-

хват с делением. В этом случае наиболее эффективным методом физического расчета ядерных реакторов становится многогрупповой метод расчета, в соответствии с которым весь интервал энергий нейтронов разбивается на ряд групп, внутри которых сечения ядерных процессов предполагаются не зависящими от энергии. Очевидно, что при этом встают две проблемы: необходимость точного знания энергетического хода нейтронных сечений взаимодействия с элементами, входящими в состав реактора, и необходимость рационального усреднения физических констант в пределах энергетических групп, выбранных для расчета (см., например, работу [18]).

В реакторах на промежуточных и, особенно, на быстрых нейтронах чрезвычайно важным процессом, влияющим на формирование спектра нейтронов, оказывается процесс неупругого рассеяния (замедления) нейтронов на тяжелых ядрах. Этот процесс ведет также и к возрастанию ценности нейтронов вследствие снижения вероятности их утечки. В многогрупповых методах расчета процесс неупругого рассеяния может быть учтен введенным так называемых матриц перехода нейтронов из одной энергетической группы в другую. В реакторах космического назначения на быстрых и промежуточных нейтронах также важен детальный учет резонансной структуры сечения взаимодействия замедляющихся нейтронов со средой, и в частности учет гомогенного и гетерогенного самоэкранирования и взаимного экранирования резонансов [42].

Для реакторов на надтепловых и промежуточных нейтронах, а также для реакторов с жестким энергетическим спектром нейтронов без замедлителя в активной зоне и с замедляющим отражателем необходимо внимательно и детально рассматривать процесс термализации нейтронов, т. е. процесс взаимодействия нейтронов, имеющих энергию, сравнимую с энергией теплового движения ядер среды, с энергией связи атомов, когда длина волны нейтрона сравнима с межатомными расстояниями. В этом случае уже нельзя считать атомы среды свободными и покоящимися, как это делается при рассмотрении процесса замедления. Если замедление нейтрона идет в жидкости, то при этих энергиях (порядка нескольких десятых и сотых долей

электронвольта) в силу химических связей атомов в молекуле нейтрон, сталкивающийся с атомом, взаимодействует с молекулой в целом, возбуждая ее вращательные и колебательные энергетические уровни. Если же рассеяние таких нейтронов происходит на твердой кристаллической решетке (например, гидрида металла), то необходимо принимать во внимание и неупругие процессы, с учетом переноса фононов. Знание спектра термализующихся нейтронов важно для оценки всевозможных нестационарных эффектов. В ряде случаев, например для реакторов с замедляющим отражателем, приходится пользоваться многозонной теорией термализации. Вопросам теории и методов расчета процесса термализации нейтронов посвящено большое количество статей и монографий, из которых следует отметить [5, 44, 68].

### § 2.7. ПРИНЦИПЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИМАЛЬНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕАКТОРА

Выбор размеров реактора, конструкции и состава активной зоны, как уже указывалось ранее, в значительной степени определяется техническими соображениями. Расчет физических параметров должен дать ответ на следующие основные вопросы: какое количество ядерного горючего в данных условиях обеспечит критичность и требуемую кампанию реактора; каково пространственно-энергетическое распределение нейтронов и как оно изменяется во времени; каковы эффективность средств компенсации избыточной реактивности и влияние этих средств на распределение нейтронов?

На рис. 2.3 приведена зависимость критической загрузки  $G_{кр}$  реактора делящимся веществом от критического объема  $V_{кр}$  или, точнее, зависимость загрузки от объема при заданном эффективном коэффициенте размножения  $k_{эфф} = k_i$ . Один из первых анализов этой зависимости выполнен В. Я. Пупко [62]. Характер зависимости и ее численное выражение определяются родом замедлителя (лучи, исходящие из начала координат, характеризуются значениями  $\rho_a/\rho_d = \text{const}$ , где  $\rho_a$  и  $\rho_d$  — число ядер замедлителя и делящегося вещества соответственно), составом активной зоны и ее формой, материалом и толщи-

ной отражателя. Конкретный вид этой зависимости для данных условий может быть получен путем проведения серии физических расчетов или, как будет показано в следующем параграфе, посредством корреляционного анализа экспериментальных данных с критическихборок. Условно приведенная на рис. 2.3 зависимость может быть разбита на несколько характерных участков:

*ab* — область реакторов на быстрых нейтронах. Здесь по мере разбавления делящегося вещества замедлителем быстро увеличивается длина миграции нейтронов, но энергетический спектр их остается еще достаточно жестким и сечения взаимодействия (в том числе сечение деления) нейтронов с материалами активной зоны возрастают незначительно;

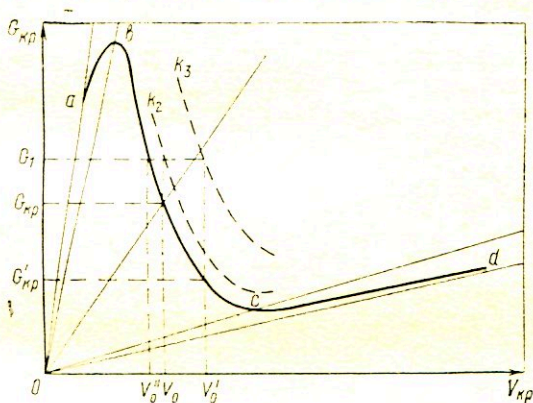


Рис. 2.3. Общий вид зависимости  $G_{кр}(V_{кр})$

*bc* — область реакторов на промежуточных нейтронах, характеризующаяся резкой зависимостью  $G_{кр}(V_{кр})$ . В этом случае дальнейшее увеличение отношения  $\rho_3/\rho_d$  не приводит к значительному увеличению длины миграции (критический размер меняется слабо), в энергетическом же спектре нейтронов появляется все более значительная мягкая часть, что приводит к быстрому росту сечения деления и снижению критической загрузки реактора делящимся веществом;

*cd* — область реакторов на тепловых нейтронах. Количество замедлителя достаточно для того, чтобы

все нейтроны замедлились до теплового равновесия с ядрами среды. Длина миграции существенно возрастает за счет роста длины диффузии тепловых нейтронов. Сечения взаимодействия нейтронов со средой практически не изменяются, достигнув значений, средних для тепловых нейтронов, скорости которых распределены по закону Максвелла.

Очевидно, что как характер зависимости  $G_{кр}(V_{кр})$ , так и численная связь между этими параметрами, полученные расчетным путем (их точность), зависят от точности методов расчета и той системы физических констант, которая при этом используется. Предположим, расчетом определено, что в требуемый (из технических соображений) объем  $V_0$  (см. рис. 2.3) для обеспечения заданного энергетического ресурса необходимо загрузить  $G_1$  кг  $^{235}\text{U}$ . При этом система компенсации избыточной реактивности должна быть рассчитана на компенсацию величины  $\Delta k_{эфф} = k_2 - k_1 = k_2 - 1$ , а критичность обеспечивается  $G_{кр}$  кг  $^{235}\text{U}$ . Избыток загрузки делящегося вещества ( $G_1 - G_{кр}$ ) используется для компенсации выгорания, шлакования, отравления и других эффектов. Погрешность в расчете физических характеристик реактора, обусловленная неточностью расчетной модели и методики или системы констант, может быть выражена в сдвиге значений по оси  $V$ . Переход в точку  $V_0$  означает, что критическая масса не  $G_{кр}$ , а  $G'_{кр}$  и избыток реактивности  $\Delta k_{эфф} = k_3 - 1$ , т. е. больше проектного значения. Такая погрешность может привести к тому, что запроектированная система компенсации не справится с этим избытком. Переход же в точку  $V_0$  означает, что загрузки в реактор  $G_1$  кг  $^{235}\text{U}$  может хватить лишь на обеспечение критичности в начале кампании. Резкая зависимость  $G_{кр}(V_{кр})$  для реакторов на промежуточных нейтронах (участок  $bc$ ) приводит к тому, что сравнительно небольшие погрешности в выборе критического объема могут привести к большим погрешностям в критической загрузке и запасе избыточной реактивности реактора.

Для иллюстрации взаимосвязи технических и физических характеристик реактора можно сослаться также и на такой очевидный факт, когда неточность в определении пространственно-энергетического распределе-

ния нейтронов (и, как следствие, в пространственном распределении плотности делений) может привести в случае отсутствия соответствующих запасов к необходимости ограничения мощности реактора против проектного значения с тем, чтобы предохранить отдельные твэлы от чрезмерного перегрева.

В связи со сказанным выше при проектировании реакторов космического назначения совершенно необходимо подкреплять результаты комплекса нейтронно-физических расчетов экспериментальным обоснованием расчетных характеристик реактора. Последнее осуществляется различными путями. Один из них — уточнение ядерно-физических констант как за счет проведения более точных измерений их дифференциальных значений, так и за счет совместных оценок этих констант и их уточнения на базе результатов интегральных экспериментов, выполняемых на критических сборках [84]. Модельные критические сборки дают также возможность детально проанализировать физические особенности того или иного конкретного типа реактора [34, 94, 96]. Интегральные опыты позволяют разобраться и в деталях некоторых физических процессов, протекающих в реальных реакторных системах [36, 77].

**ПРИНЦИПЫ ВЫБОРА ОСНОВНЫХ МАТЕРИАЛОВ  
ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ КОСМИЧЕСКИХ ЯЭУ****§ 3.1. ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЕ ЯДЕРНОЕ ТОПЛИВО**

Как указывалось в § 2.2, в реакторах космических ЯЭУ речь может идти об использовании урана или плутония не в чистом (металлическом) виде, а в виде их тугоплавких соединений с другими элементами. Исключения могут составить лишь маломощные реакторные бортовые источники электроэнергии, в которых размеры реактора определяются не теплотехникой, а условиями критичности. В них, очевидно, можно использовать металлический уран, легированный сравнительно небольшим количеством других металлов, повышающих прочностные свойства сплава при высоких температурах в условиях облучения сравнительно невысокими флюенсами нейтронов. Другим исключением являются реакторы ЯРД с так называемыми газофазными активными зонами, в которых делящийся материал находится при температурах порядка  $20\,000^\circ\text{C}$  в газообразном (близком к плазменному) состоянии. Во всех других случаях в реакторах космических ЯЭУ используется высокотемпературное топливо, к которому в соответствии с классификацией, приведенной в работе [12], можно отнести тугоплавкие соединения с температурой плавления около  $2000^\circ\text{C}$  и выше. К таким соединениям могут быть отнесены окислы, карбиды, нитриды, сульфиды и, вероятно, фосфиды урана и плутония. Выбор того или иного материала для использования в составе конкретного реактора проводится с учетом физико-химических свойств материала. К числу таких свойств относятся плотность и кристаллическая структура, имеющие существенное значение не только как физические величины, определяющие число атомов в единице объема (что важно в отношении критических параметров) и устойчи-



вость под облучением, но и как параметры, влияющие на фазовые соотношения в системе, образуемой данным материалом с другими компонентами активной зоны. Важными свойствами являются химическая стабильность, температура плавления, летучесть и теплопроводность.

Таблица 3.1

**Физические свойства тугоплавких соединений урана и плутония [12]**

Соединение	Теоретическая плотность, г/см <sup>3</sup>	Содержание делящегося элемента		Температура плавления, °С	Средний коэффициент линейного расширения в интервале температур 25—1725 °С, 10 <sup>-6</sup> /град-°С	Коэффициент теплового расширения при 1230 °С, атм/(м·°С)	Температура, соответствующая давлению пара 1·10 <sup>-3</sup> н/м <sup>2</sup> , °С	Свободная энергия образования при 1225 °С, кДж/моль
		по массе, %	г/см <sup>3</sup>					
UO <sub>2</sub>	10,97	88,2	9,6	2805	12	2,5	1610	827,8
PuO <sub>2</sub>	11,46	88,3	10,10	2400	(13,6)	4,2 (при 100 °С)	1550	800
UC	13,63	95,2	13,0	2525	12,0	22	1710	82,1
UC <sub>2</sub>	11,67	90,8	10,7	2450	17,4	19	1840	95,5
PuC	13,59	95,3	12,9	1654	(13)	(6)	1410	—
PuC <sub>2</sub>	—	80,9	—	2250	—	—	—	—
UN	14,32	94,4	13,60	2850	(10,0)	(22)	1550	163,1
PuN	14,23	94,5	13,47	2800	(12,5)	15 (при 200 °С)	(1480)	—
US	10,81	88,1	8,45	2462	(13)	12 (при 20 °С)	1730	314
PuS	10,60	88,3	9,37	2460	—	—	—	—
UP	10,23	88,5	9,05	2610	(11)	—	1490	—
PuP	10,18	88,6	9,00	—	—	—	—	—

Примечание. Давление пара 10<sup>-3</sup> н/м<sup>2</sup> (10<sup>-8</sup> атм) соответствует ориентировочно скорости испарения порядка 10<sup>-6</sup> кг/(м<sup>2</sup>·сек). В скобках приведены значения, полученные экстраполяцией, и ориентировочные оценки.

В табл. 3.1 приведены некоторые физические свойства соединений, которые можно рассматривать в качестве высокотемпературного топлива реакторов космических ЯЭУ. Как видно из табл. 3.1, окислы и карбиды плутония имеют значительно более низкую температуру плавления по сравнению с подобными соединениями урана. Двуокись Pu легко теряет кислород, что сопро-

вождается расширением элементарной ячейки в результате образования иона  $Pu^{3+}$ . Этот эффект заметно проявляется при  $T > 1100 \div 1200^\circ C$  [12]. При температуре плавления  $PuO_2$  теряет кислород до состава  $PuO_{1,58}$  в отличие от двуокиси урана, в которой этот эффект отсутствует, в связи с чем правильно спроектированный твэл с  $UO_2$  может с успехом работать даже в том случае, когда значительная часть его сердечника находится в расплавленном состоянии.

Перспективным высокотемпературным плутониевым топливом, по-видимому, может оказаться моонитрид  $Pu$  — наиболее тугоплавкое соединение  $Pu$ , обладающее наилучшими из всех соединений плутония физическими свойствами — высокой плотностью, хорошей теплопроводностью. Однако при высоких температурах (более  $2000^\circ C$ ) это соединение разлагается по схеме



что приводит к высоким давлениям внутри твэла, а при температурах оболочки ниже температуры плавления плутония — к конденсации на оболочке твэла жидкого плутония и взаимодействию его с материалом оболочки.

Химическое поведение и устойчивость соединений в контакте с другими веществами при повышенных температурах обуславливается многими факторами. Возможность и направление реакций определяются знаком и значением термодинамического потенциала. Значительное (и чаще отрицательное) влияние на химическую стойкость могут оказывать также примеси в материалах. Наилучшими характеристиками, как правило, обладают материалы высокой чистоты и стехиометрического состава.

Высокоплотная двуокись урана  $UO_2$  стехиометрического состава устойчива в  $Na$  и  $Na-K$  до температур по крайней мере порядка  $600^\circ C$ . При взаимодействии расплавленной  $UO_2$  с  $Na$  наблюдается диспергирование  $UO_2$  и значительное повышение динамического давления в  $Na$ . С водородом  $UO_2$  не взаимодействует вплоть до температуры плавления  $UO_2$ . Двуокись урана стехиометрического состава не взаимодействует с  $W$ , взаимодействие с  $Mo$  начинается с температур порядка  $2000^\circ C$ , а с ниобием — несколько меньше  $2000^\circ C$ .

В то же время двуокись плутония взаимодействует с водородом — восстановление идет уже при температуре около  $1100^{\circ}\text{C}$ . При этой же температуре обнаружено взаимодействие с вольфрамом, в то время как молибден практически не взаимодействует с  $\text{PuO}_2$  до температуры порядка  $1700^{\circ}\text{C}$ . При температуре, близкой к  $1400^{\circ}\text{C}$ , наблюдается восстановление  $\text{PuO}_2$  до  $\text{Pu}_2\text{O}_3$  ниобием.

**Монокарбид урана стехиометрического состава** не взаимодействует с  $\text{Na}$  и  $\text{Na-K}$ , тогда как  $\text{UC}_2$  имеет плохую устойчивость. Вольфрам слабо взаимодействует с  $\text{UC}$ , в то время как  $\text{Nb}$  и  $\text{Mo}$  взаимодействуют с  $\text{UC}$ , отбирая углерод [12, 46].

Мононитрид урана  $\text{UN}$  практически не взаимодействует с  $\text{Na}$  и  $\text{Na-K}$ , не взаимодействует с  $\text{W}$  и слабо взаимодействует с  $\text{Mo}$ .

Мононитрид плутония  $\text{PuN}$  также имеет удовлетворительную устойчивость в  $\text{Na}$  до температуры порядка  $900^{\circ}\text{C}$ ; не наблюдалось также взаимодействия  $\text{PuN}$  с  $\text{Mo}$ ,  $\text{Nb}$  и  $\text{W}$  [12].

Хотя в принципе возможно использование в твэлах реакторов космических ЯЭУ тугоплавких соединений урана и плутония в чистом виде, чаще рассматриваются для этих целей материалы дисперсионного типа. В последних принято различать два типа структур [12]: статистическую, когда частицы компонентов распределены в материале случайным образом, и матричную, когда изолированные частицы топлив равномерно распределены в непрерывной матричной фазе (металлической, графитовой, окисной).

Для высокотемпературных урановых топливных дисперсионных композиций в качестве матрицы можно использовать  $\text{W}$ ,  $\text{Mo}$ ,  $\text{Nb}$ ,  $\text{BeO}$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и другие материалы. Из плутониевых композиций для использования при высоких температурах представляет интерес дисперсионная композиция  $\text{Mo-PuO}_2$ , однако она изучена недостаточно.

Чрезвычайно привлекательно использование в качестве матричного материала для высокотемпературных твэлов графита в силу его хороших ядерно-физических, теплофизических, технологических и механических свойств. В качестве топлива в твэлах с графитовой матрицей чаще всего используют  $\text{UC}_2$ , т. е. соединение, на-

сыщенное по углероду. Предельная температура топлива в этом случае — температура образования эвтектики  $UC_2 - C$  ( $2450^\circ C$ ). Практически для длительно работающих твэлов рабочие температуры должны быть, естественно, значительно ниже, чтобы ограничить скорость диффузии урана и осколков деления.

Использовать в качестве ядерного топлива  $UC$  в контакте с графитом можно при условии обеспечения его стойкости посредством стабилизирующих добавок карбидов тугоплавких металлов. В частности, широко используется для этой цели карбид циркония, который образует с  $UC$  гомогенный твердый раствор. Монокарбиды  $U$  и  $Zr$  обладают неограниченной взаимной растворимостью в твердом состоянии, т. е. при любых соотношениях образуют однофазные растворы, которые имеют более высокую температуру плавления, чем  $UC$ . Чистый  $UC - ZrC$  без свободного углерода может допустить рабочую температуру твэлов порядка  $3000^\circ C$ .

Для использования в высокотемпературных реакторах иногда рассматриваются так называемые микротвэлы, которые представляют собой керамическое топливное ядро диаметром  $150-500$   $\mu m$  (из двуокиси урана или его карбидов либо из других высокотемпературных композиций) и защитное многослойное покрытие из пирографита и карбида кремния толщиной  $150-200$   $\mu m$  [80]. Наряду с рассмотренными выше тугоплавкими соединениями урана изучается применение в микротвэлах более сложных соединений — карбонитридов и оксикарбидов урана. Карбонитриды, например, имеют более высокую концентрацию урана, чем монокарбиды, и более низкое значение сечения радиационного захвата тепловых нейтронов, чем моноснитриды. Микротвэлы могут диспергироваться в графитовой матрице.

Ядро из  $UC_2$  химически не взаимодействует с оболочкой из пирографита и остается структурно устойчивым до  $3000^\circ C$ . Однако у карбидов наблюдается очень высокий коэффициент диффузии через графит, который усиливается в условиях даже незначительных градиентов температур («эффект амебы» [46]). В связи с этим явлением верхний предел рабочей температуры таких микротвэлов около  $1700^\circ C$ . Коэффициент диффузии в графит из  $UO_2$  меньше, чем из  $UC_2$ , но  $UO_2$  химически взаимодействует с покрытием и образует  $CO$ , что при температурах более

1600° С приводит к большим давлениям газа на покрытие [80].

В процессе облучения потоком нейтронов топливных композиций в них происходят микро- и макроструктурные изменения, связанные с появлением осколков деления. Эти изменения зависят от типа композиции, ее состава, примесей в ней, а также от таких факторов, как флюенс нейтронов, выгорание атомов делящегося изотопа, энергия нейтронов, температура, температурный градиент и т. п.

Выгорание принято выражать отношением числа разделившихся атомов к первоначальному числу атомов делящегося изотопа или к суммарному числу атомов горючего. Встречаются и другие способы выражения выгорания, например через энергетическую характеристику единицы массы топлива [*Мвт·сут/т*] или числом делений в  $1 \text{ см}^3$ .

Выгорание делящегося изотопа сопровождается накоплением в композиции твердых осколков деления и выделением газообразных осколков. Газообразные продукты частично удерживаются в кристаллической решетке, но основная часть (возрастающая по мере повышения температуры облучения) либо выделяется под оболочку твэла, либо адсорбируется в закрытых порах. Выделение газообразных продуктов деления приводит к повышению давления внутри твэла и влияет на процесс теплопередачи.

Кроме того, выделение продуктов деления ведет к свеллингу (распуханию) топливной композиции, которое зависит в первую очередь от флюенса нейтронов, температуры облучения, прочностных свойств топливной композиции и оболочки.

Основное преимущество дисперсионных композиций — сохранение части матрицы материала свободной от действия осколков деления. Продукты деления локализируются в этом случае в диспергированных в матрице топливных частицах или около них.

Распухание резко зависит от температуры облучения. Если при температуре ниже 1600° С скорость свеллинга составляет около 0,16% на  $10^{20} \text{ дел./см}^3$  до тех пор, пока выберутся внутренние поры, и затем около 0,7% на каждые  $10^{20} \text{ дел./см}^3$  [12], то при 1600° С на оболочке (по-видимому, при 1650—1700° С в  $\text{UO}_2$ ) свел-

линг  $\text{UO}_2$  составляет около 6—8% (по объему) на каждые  $10^{20}$  дел./см<sup>3</sup> [125, 225]. Из всех высокотемпературных топлив высокой плотности скорость свеллинга UN с избытком азота была наименьшей (по объему около 3% на  $10^{20}$  дел./см<sup>3</sup> при 1600° С на оболочке). Монокарбид урана и UN с дефицитом по азоту имеют еще более высокую скорость свеллинга, чем  $\text{UO}_2$  (10—15% на  $10^{20}$  дел./см<sup>3</sup> при 1600° С на оболочке).

Введение пористости снижает скорость свеллинга UN и UC, но не оказывает существенного влияния на скорость свеллинга  $\text{UO}_2$  [125].

### § 3.2. ЗАМЕДЛИТЕЛИ НЕЙТРОНОВ В РЕАКТОРАХ КОСМИЧЕСКИХ ЯЭУ

Замедлители, используемые в реакторах космических ЯЭУ, должны обеспечить минимальные длины миграции нейтронов в активной зоне реактора, т. е. обладать высокой эффективностью. Эффективность замедлителей характеризуется различными способами. Очевидно, что нейтроны должны иметь высокую вероятность столкновения с ядрами замедлителя, причем вероятность захвата нейтрона при этом должна оставаться минимальной, т. е. замедлители должны иметь возможно большие значения  $\sigma_s$  и  $\sigma_s/\sigma_a$ . Ясно, что плотность ядер при этом также должна быть максимально возможной. Важный показатель эффективности замедлителя — так называемая среднелогарифмическая потеря энергии нейтрона на одно столкновение с ядром замедлителя  $\xi$ , соответствующая уменьшению значения натурального логарифма энергии нейтрона (его летаргии) на одно столкновение, т. е.  $\ln E_0 - \ln E$ . Приблизительно для всех ядер, за исключением ядра водорода (для которого  $\xi = 1$ ):

$$\xi \approx \frac{2}{A + 2/3}, \quad (3.1)$$

где  $A$  — массовое число элемента.

Таким образом, основными показателями, характеризующими эффективность замедлителя, могут служить так называемая *замедляющая способность*  $\xi \Sigma_s$  и *коэффициент замедления*  $\xi \Sigma_s / \Sigma_a$ . При этом очевидно, что длину миграции, а следовательно, критический объем активной зоны и размеры реактора в первую оче-

редь будет определять именно замедляющая способность. Коэффициент замедления определяет, в свою очередь, критическую массу, т. е. загрузку реактора делящимся материалом, что для реактора космического назначения имеет более второстепенное значение, чем его линейные размеры. В случае реакторов космических ЯЭУ следует учитывать также такие физические, механические и технологические свойства материала замедлителя, которые определяют его работоспособность в условиях высоких температур, температурных градиентов, радиационных полей.

Исходя из значений замедляющей способности, одним из лучших замедлителей с точки зрения обеспечения минимальных размеров является обычная вода. Однако применение ее в космических ЯЭУ если и не исключается полностью, то во всяком случае встречает большие затруднения. В связи с этим самое пристальное внимание разработчиков реакторов космических ЯЭУ привлекают гидриды металлов. Их замедляющая способность определяется содержанием водорода. В то же время следует отметить, что вклад неупругого рассеяния на тяжелых ядрах металлов в замедление нейтронов также может быть значительным. Естественно, что сечение радиационного захвата нейтронов металлом гидрида должно быть малым. Выбор того или иного гидрида определяется комплексом его физических, механических и технологических свойств, из которых главные — содержание водорода в единице объема, термическая устойчивость (низкое парциальное давление пара водорода на рабочих режимах), радиационная стойкость. Наиболее интересны для использования в реакторах космических ЯЭУ, по-видимому, гидриды Zr, Y, Ca, Ce и Li. Естественно, что в последнем случае речь идет об изотопе  ${}^7\text{Li}$ , обладающем малым сечением захвата тепловых нейтронов.

Для мощных и относительно больших по размерам реакторов космических ЯЭУ (в частности, реакторов ЯРД) в качестве замедлителя могут рассматриваться также такие материалы, как графит, бериллий и их соединения.

В связи с требованием компактности в реакторах с гидридным замедлителем часто выгодно использовать композиции типа  $\text{U} - \text{Zr} - \text{H}$ . В этом случае гидрид

является также матрицей для ядерного топлива. Влияние урана на фазовые соотношения, термодинамические характеристики, а также на физические и механические свойства гидрида циркония не очень значительно, поскольку U присутствует в гидриде циркония в виде равномерно распределенных дисперсных включений почти чистого металлического урана [15]. Гомогенные твэлы на основе этой композиции успешно применялись в реакторных источниках электроэнергии для космических установок и рассматриваются для этих же целей в целом ряде перспективных проектов космических ЯЭУ [119, 142, 147, 184, 241, 244].

Таблица 3.2

Характеристики различных замедлителей [15]

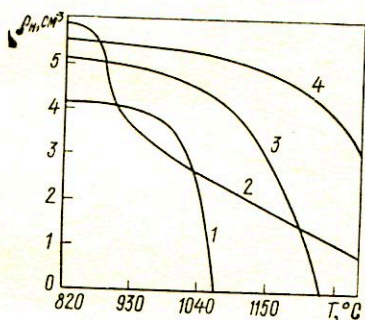
Материал	Плотность, $g/cm^3$	Макроскопическое сечение, $cm^{-1}$		Замедляющая способность, $cm^{-1}$	Коэффициент замедления
		рассеяния	поглощения		
Be	1,85	0,76	0,001	0,16	150
BeO	2,80	0,66	0,0006	0,11	180
C	1,60	0,39	0,00035	0,06	170
H <sub>2</sub> O	1,00	1,64	0,022	1,50	69
ZrH <sub>1,94</sub>	5,61	—	0,030	1,54	51
YH <sub>1,89</sub>	5,46	—	0,054	1,22	23
CeH <sub>2,12</sub>	5,40	—	0,032	1,03	32
CaH <sub>2</sub>	1,70	1,00	0,0268	0,974	36
<sup>7</sup> LiH	0,787	1,24	0,0217	1,19	55

Использование гидридов металлов в качестве замедлителя заставляет обращать внимание на подвижность атомов водорода в этих композициях. При нагревании гидриды разлагаются на водород и металл. За редкими исключениями, температура разложения гидридов значительно ниже точки их плавления. Следует иметь в виду, что как выделяющийся водород, так и образующийся при разложении свободный металл — сильные восстановители. Несколько отличным от поведения других гидридов является поведение LiH с повышением температуры. Гидрид лития плавится при  $t \approx 690^\circ C$ . При этой температуре он частично диссоциирует на жидкий металл и водород (давление диссоциации



27 мм рт. ст.). Это обстоятельство позволяет рассматривать возможность использования LiH в качестве жидкого замедлителя, в котором может быть растворено и ядерное горючее. Следует иметь также в виду, что LiH часто содержит небольшие количества свободного металла. Поэтому при температуре выше температуры плавления лития могут появиться проблемы, связанные с

Рис. 3.1. Зависимость плотности ядер водорода  $\rho_H$  от температуры для гидридов кальция (1), циркония (2), церия (3), иттрия (4) при давлении водорода в полости гидрида  $p_H = 1$  атм [15]



явлениями точечной коррозии, обезуглероживания и межкристаллитной коррозии материала оболочки.

При разработке и эксплуатации ядерных реакторов следует иметь в виду, что в замедлителе выделяется значительное количество тепла (до 5—7% номинальной тепловой мощности реактора), которое нужно отводить, чтобы избежать перегрева замедлителя. В связи с этим возникают вопросы совместимости материалов замедлителя с теплоносителями и материалами оболочки.

Из зависимости, изображенной на рис. 3.1, видно, что наибольшей термостойкостью обладает гидрид иттрия. Следует иметь в виду, что парциальное давление водорода при фиксированной рабочей температуре гидрида существенным образом зависит от состава последнего. На рис. 3.2 приведены эти зависимости для  $U-ZrH_x$ ,  $ZrH_x$  и  $YH_x$  (зависимость для  $U-YH_x$  совпадает с кривой для  $YH_x$ ) [122].

Как следует из сказанного выше, применение гидридов металлов в качестве замедлителей высокотемпературных реакторов космических ЯЭУ связано с проблемой удержания водорода и его диффузией в гидриде при наличии температурных градиентов. Однако исследования

показали, что, применяя соответствующие диффузионные барьеры и оболочки, можно преодолеть эти затруднения [15]. В условиях температурных градиентов внутри образца неоднородных гидридов (например, в гидриде циркония с концентрацией атомов водорода менее 61,4%) происходит заметное перераспределение водорода. Это перераспределение связано с двумя эффектами

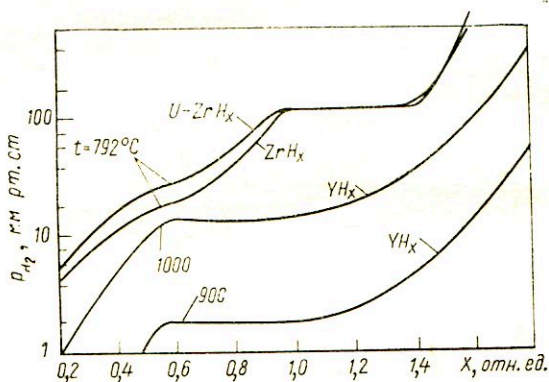


Рис. 3.2. Зависимость парциального давления водорода для  $U-ZrH_x$ ,  $ZrH_x$  и  $YH_x$  при фиксированной температуре от состава гидрида  $x$  [122]

ми — миграцией водорода к холодному концу (эффект Соре), что приводит к созданию градиента концентрации, способствующей появлению обратного теплового потока, противоположного потоку вещества (эффект Дюфура). Комбинация этих эффектов может привести к значительной обратной диффузии.

В случае использования гомогенной смеси  $U-ZrH_x$  следует учитывать возможность свеллинга топлива под действием трех эффектов — аккомодации твердых продуктов деления, агломерации вакансий и расширения пузырьков газовых осколков [223].

Высокая температура плавления и хорошие ядерно-физические свойства  $BeO$  ( $t_{пл} = 2550^\circ C$ ) привлекают к нему внимание как к одному из возможных замедлителей для высокотемпературных реакторов космических ЯЭУ большой мощности. В частности, большой интерес

представляет высокотемпературное топливо, в котором  $\text{BeO}$  выступает в качестве матрицы [12]. Окись бериллия обладает также такими положительными качествами, как инертность к газовым теплоносителям при высоких температурах, значительная сопротивляемость термическим ударам, а также высокая теплопроводность. Правда, надо отметить, что быстрое уменьшение теплопроводности с повышением температуры ухудшает термостойкость и обостряет проблему термических напряжений. Добавка в  $\text{BeO}$  окислов  $\text{Al}$  и  $\text{Zr}$  (в количестве около 0,5%) увеличивает его термостойкость [45]. К недостаткам окиси бериллия как высокотемпературного замедлителя относится ее размерная неустойчивость вследствие появления осколков деления (при применении  $\text{BeO}$  в качестве матрицы высокотемпературного топлива), а также из-за выделения гелия и трития в реакциях  $(n, \alpha)$  и  $(n, 2n)$ . В то же время следует иметь в виду, что реакция  $(n, 2n)$  на ядрах бериллия дает заметный положительный вклад в коэффициент размножения нейтронов в реакторах, в которых в качестве замедлителя используется бериллий или его соединения. Так, авторы работы [53] показали, что коэффициент размножения нейтронов деления на  $\text{Be}$   $k_{\text{Be}} = 1,10 \pm 0,03$ .

В работе [189] указывается на возможность использования в качестве замедлителя  $\text{ZrBe}_{13}$ , который имеет лучшие теплофизические и прочностные свойства, чем  $\text{BeO}$  при высоких температурах (в диапазоне 900—1400°С). Карбид бериллия  $\text{Be}_2\text{C}$  менее термостоек, чем другие керамические материалы, и в частности чем  $\text{BeO}$  [45].

Графит, благодаря своим уникальным свойствам, сохраняющимся при высоких температурах (высокая прочность, термостойкость, пластичность), представляет интерес как замедлитель для высокотемпературных реакторов ЯРД и как матрица для высокотемпературного топлива этих реакторов [12, 121, 147, 187]. Интересным свойством графита является повышение его прочности с ростом температуры. При температуре 2500—2600°С прочность примерно вдвое выше, чем при комнатной температуре. При дальнейшем повышении температуры графит становится пластичным, но остается твердым вплоть до температуры возгонки (около 3600°С при атмосферном давлении). Следует заметить, что при

$t > 1700 \div 1900^\circ \text{C}$  прочность графита выше прочности остальных материалов, что делает возможным рассматривать его при этих температурах не только как замедлитель, но и как хороший конструкционный материал. Свойства графита зависят от его плотности и способа изготовления [13].

В заключение следует отметить, что даже в том случае, когда указанные в табл. 3.2 соединения или элементы с малой относительной атомной массой, в них входящие, не используются в реакторах космических ЯЭУ как замедлители, они могут присутствовать в активной зоне с другими целями, например в качестве компонентов высокотемпературного топлива (углерод в карбидах), конструкционный материал (графит), теплоноситель (водород). В этом случае благодаря хорошим замедляющим свойствам они оказывают заметное влияние на физику реактора (например, ретермализация нейтронов на водороде при его использовании в качестве рабочего тела в газозаполненных реакторах ЯРД), и это влияние необходимо учитывать.

### § 3.3. ПОГЛОЩАЮЩИЕ МАТЕРИАЛЫ

Поглощающие материалы, которые предполагается использовать в ядерных реакторах космических ЯЭУ, должны удовлетворять ряду очевидных требований: иметь достаточно большое сечение поглощения для энергетического спектра нейтронов в данном реакторе; обладать достаточно большим сроком службы до потери способности поглощать нейтроны или до изменения свойств в результате повреждений, вызванных накоплением продуктов ядерных реакций; быть совместимыми с материалом оболочки или давать высокотемпературные тугоплавкие соединения, работоспособные в конкретных реакторных условиях.

В табл. 3.3 приведены сечения поглощения нейтронов различных энергий в элементах, которые могут с учетом высказанных соображений рассматриваться для использования в реакторах космических ЯЭУ. Значения сечений взяты (или проэкстраполированы) из работ [18, 63].

Следует иметь в виду, учитывая физические особенности реакторов ЯЭУ, что поглощение нейтронов элементами, выбранными для управления цепной реакцией деления, должно быть достаточно сильным не только

(а в большинстве своем и не столько) в тепловой области энергий нейтронов, но и в области замедления и для нейтронов высоких энергий. Поэтому, скажем, такие элементы, как Gd, Sm, имеющие максимально высокие сечения поглощения нейтронов тепловых энергий, можно применять лишь в реакторах, в которых значительная часть делений идет на тепловых нейтронах, например в реакторах с гидридным замедлителем в активной зоне. В то же время такие сравнительно неспильные поглотители тепловых нейтронов, как Hf, Ta, Re, можно рассматривать как перспективные материалы для поглощающих элементов в реакторах на промежуточных и быстрых нейтронах.

Таблица 3.3

Сечения поглощения нейтронов различных энергий для некоторых элементов

Элемент	Сечение тепловых нейтронов, барн	Сечение поглощения нейтронов, барн, с энергией			Элемент	Сечение тепловых нейтронов, барн	Сечение поглощения нейтронов, барн, с энергией		
		1 кэВ	100 кэВ	1 МэВ			1 кэВ	100 кэВ	1 МэВ
<sup>6</sup> Li	945	4,7	0,9	0,30	Eu	4300	33	1,4	0,30
<sup>10</sup> B	4017	20	1,7	0,22					
B <sub>ест</sub>	755	3,5	0,55	0,10	Hf	143	7	0,24	0,06
Sm	5600	1,2	0,035	0,020	Ta	21	12	0,32	0,14
Dy	950	10	0,34	0,07	Re	86	17	0,75	0,26
Er	173	7	0,32	0,06					

Кроме того, следует учитывать резонансный характер поглощения замедляющихся нейтронов. Большинство элементов, указанных в табл. 3.3, имеют сильные резонансы в зависимости сечения поглощения от энергии нейтронов, за исключением Li и B, сечение поглощения которых падает по мере возрастания энергии нейтронов, грубо говоря, обратно пропорционально их скорости. Масштаб резонансного поглощения нейтронов можно в какой-то степени характеризовать так называемыми резонансными интегралами захвата

$$I = \int_{E_{сд}}^{\infty} \sigma_a(E) dE/E, \quad (3.2)$$

где  $E_{\text{сд}}$  — эффективная энергия обрезания энергетического спектра нейтронов кадмием. Для сечений, подчиняющихся закону  $1/v$ :

$$I_{1/v} \approx \sigma_a(2200 \text{ м/сек})/2; \quad (3.3)$$

где в числителе стоит сечение поглощения нейтронов, обладающих скоростью 2200 м/сек. В качестве примера укажем резонансные интегралы для ряда элементов, помещенных в табл. 3.3:  $I_{\text{Sm}}=1790$  барн,  $I_{\text{Eu}}=1400$  барн,  $I_{\text{Hg}}=2850$  барн,  $I_{\text{Ta}}=670$  барн,  $I_{\text{B}}=340$  барн [17]. Заметим, что резонансный интеграл захвата не является, конечно, представительной характеристикой в реакторах на промежуточных и быстрых нейтронах по самому своему определению (интегрирование по спектру Ферми).

В какой-то степени на выбор поглощающего материала влияет также характер ядерной реакции взаимодействия нейтронов с этим материалом. Так, наиболее применяемый поглощающий элемент  $^{10}\text{B}$  взаимодействует с нейтронами по реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ , давая в результате газообразные продукты — ядра гелия. Следствием этого помимо энерговыделения в поглощающих элементах может быть свеллинг последних под действием газов, появляющихся при реакции  $(n, \alpha)$ , который может заметно сказаться на работоспособности этих элементов при существенных флюенсах нейтронов, особенно при высоких рабочих температурах. Все другие поглощающие материалы табл. 3.3, за исключением  $^6\text{Li}$ , взаимодействуют с нейтронами по реакции  $(n, \gamma)$ , не давая газообразных продуктов деления, что может в ряде случаев склонить разработчика в их пользу, несмотря на меньшее сечение поглощения. Надо иметь в виду, что эти материалы также нуждаются в охлаждении, так как их нагрев вследствие взаимодействия с  $\gamma$ -квантами реактора с учетом высокой плотности этих материалов может быть значительным.

Таким образом, при конструировании поглощающих элементов реактора надо учитывать возможность их нагрева вследствие реакции их взаимодействия с нейтронами и взаимодействия с  $\gamma$ -квантами реакции деления, а также возможность распухания этих элементов в результате появления газообразных продуктов ядерной

реакции с нейтронами и взаимодействия продуктов реакции с основным материалом и материалом оболочки.

Следует иметь в виду возможность свеллинга материала поглотителя даже в случае отсутствия газообразных продуктов реакции, вызываемого механизмом образования дислокационных пустот в материале под действием облучения. Например, в работах [100, 120] сообщается о свеллинге тантала под действием облучения быстрыми нейтронами при температурах выше  $585^{\circ}\text{C}$ . В работе [100] приведено экспериментальное соотношение для изменения объема образца из Ta (в %) при облучении нейтронами с  $E > 0,11 \text{ Мэв}$ :

$$\Delta V/V \approx (\Phi t)^n, \quad (3.4)$$

где  $\Phi t$  — поглощенная доза нейтронного излучения, а значение показателя  $n = 0,3 \div 0,4$ . В работах [120] отмечено некоторое отклонение от этого соотношения и указано даже на небольшое снижение объема при  $\Phi t > 10^{22} \text{ нейтр./см}^2$ . По поводу этого факта высказано несколько гипотез, в частности как наиболее вероятная — образование атомов W по реакции  $\text{Ta}(n, \gamma)\text{W}$ , которые имеют меньший объем по сравнению с атомами Ta. Во всяком случае, изменение формы ( $n, \gamma$ )-поглотителей под действием указанных выше механизмов существенно меньше (более чем на порядок) распухания ( $n, \alpha$ )-поглотителей под действием образующегося гелия, но оно может быть заметным в некоторых специальных случаях.

Указанные в табл. 3.3 элементы Sm, Dy, Er, Gd в большинстве случаев используются как выгорающие поглотители нейтронов (см. § 5.2) в виде оксидов, смесей оксидов или соединений, обычно диспергированных в металлической или керамической матрице. Литий практически исключается из рассмотрения вследствие своей низкой температуры плавления, хотя в принципе возможно его использование в жидком виде.

В качестве поглощающего материала управляющих элементов реакторов космических ЯЭУ наиболее широко рассматривается бор (как естественный, так и обогащенный по изотопу  $^{10}\text{B}$ ) в виде различных соединений типа карбида бора  $\text{B}_4\text{C}$  или боридов металлов.

Как уже отмечалось, одна из основных трудностей применения бора — образование атомов He и Li, обла-

дающих высокой энергией. В связи с этим приходится либо предусматривать меры по удалению гелия, либо применять бориды, способные удерживать гелий в кристаллической решетке. При сравнительно невысоких температурах и небольших выгораниях бора можно рассматривать применение прочной оболочки или диспергирование бористого материала в металлической или керамической матрице для сдерживания давления продуктов реакции.

Например, гелий хорошо удерживается в карбиде бора, и при умеренных выгораниях выделяется лишь около 10% образующегося гелия [46]. Еще лучше удерживают гелий соединения типа  $ZrB_2$  и  $HfB_2$ . Часто рассматриваются такие эффективные поглотители нейтронов, как гексабориды  $EuB_6$ ,  $SmB_6$ . В этих соединениях расстояния между атомами в решетке больше, чем у тетраборидов и диборидов. Поэтому диффузия гелия из гексаборидов максимальна. Чистый бор выделяет гелий так же хорошо, как гексабориды.

В то же время надо иметь в виду, что набухание связано с выделением гелия из решетки обратной зависимостью.

При выгорании по  $^{10}B$  свыше 20% аморфные борные соединения, применяющиеся в порошкообразной форме, остаются порошками, а спрессованные в таблетки — становятся порошками. Кристаллические борные соединения преобразуются в стойкие твердые образования благодаря процессу, получившему название «процесс спекания при делении» [114].

В результате взаимодействия с боридами конструкционные металлы, как правило, охрупчиваются и происходит изменение размеров. Наименьшее взаимодействие обнаруживают при этом дибориды, а наибольшее — гексабориды. Дибориды, например, образуют с  $Mo$  и  $W$  тройные соединения, которые в дальнейшем уже слабо взаимодействуют с  $Mo$  и  $W$  [46].

Некоторые интерес могут представить бораты редкоземельных элементов ( $SmBO_3$ ,  $EuBO_3$ ,  $GdBO_3$ ,  $ErBO_3$ ), которые плавятся при температурах свыше  $1500^\circ C$ , не разлагаются при этих температурах и довольно мало летучи. Однако при нагревании в этих соединениях происходят фазовые превращения с изменением размеров



решетки, что затрудняет изготовление плотных и прочных изделий [46].

Чрезвычайно привлекательным материалом для органов управления реакторами космических ЯЭУ является европий, так как он в результате захвата нейтронов последовательно превращается в пять изотопов, также эффективно поглощающих нейтроны. Европий — эффективный поглотитель в широкой области энергетического спектра нейтронов. Окислы Eu (так же как и других редкоземельных элементов — Dy, Sm, Gd, Er) плавятся при высоких температурах (свыше  $2000^{\circ}\text{C}$ ), чрезвычайно стабильны и хорошо совместимы с тугоплавкими конструкционными материалами.

В некоторых случаях для контроля сравнительно небольших изменений реактивности можно использовать газообразные поглотители, среди которых наиболее эффективно поглощают нейтроны и совместимы с конструкционными материалами  $^3\text{He}$  ( $\sigma_{a, \text{тепл}} = 5500$  барн), Kr ( $\sigma_{a, \text{тепл}} = 31$  барн), Xe ( $\sigma_{a, \text{тепл}} = 35$  барн) [105, 233].

**КРИТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ВЫСОКООБОГАЩЕННЫХ  
МАЛОГАБАРИТНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ****§ 4.1. ПОЛУЭМПИРИЧЕСКАЯ СИСТЕМАТИКА КРИТИЧЕСКИХ  
ПАРАМЕТРОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ**

К настоящему времени в литературе имеется большое количество экспериментальных данных по критическим параметрам высокообогащенных реакторных систем с различными замедлителями и отражателями. Однако эти данные чрезвычайно разрознены. Эксперименты проводились в различных условиях. Публикации об их результатах не всегда содержат необходимые полные данные по составу реактора, его конструкционным особенностям. Совпадение экспериментального и расчетного значений такой интегральной величины, как критическая масса, в каком-то отдельном конкретном случае еще не дает основания судить окончательно о надежности использованных в данном случае расчетного метода и системы физических констант. В то же время очевидно, что вряд ли целесообразно и экономически эффективно сооружать критический стенд для проверки правильности выбора того или иного состава и размеров реактора уже на стадии поиска оптимального проектного решения для конкретной задачи создания ядерного реактора той или иной космической энергоустановки.

В связи со сказанным выше представляются целесообразными и оправданными наряду с разработкой и совершенствованием точных (в том или ином приближении) методов расчета ядерных реакторов попытки получения эмпирических и полуэмпирических соотношений, связывающих изменения геометрии и состава реактора с изменением его критических параметров.

Конечно, такие соотношения даже с учетом того обстоятельства, что они опираются на богатый экспериментальный материал, не могут, да и не должны подменять точные расчетные методы, позволяющие получить не

только критические параметры, но и пространственно-энергетические распределения нейтронов и их ценностей, без чего невозможно обойтись при проектировании любого энергетического реактора. Однако эти эмпирические соотношения могут оказаться полезными для предварительной оценки правильности выбора того или иного состава и размеров реактора, поскольку расчет критических параметров по этим соотношениям эквивалентен постановке соответствующего эксперимента на критической сборке. Кроме того, эти соотношения позволяют проанализировать и быстро оценить степень влияния различных изменений в составе и конструкции реактора на его критические параметры, что может быть полезно при конструкторских проработках, а также в практике стендовых физических исследований реактора и при решении различных вопросов, связанных с оценкой аварийных с точки зрения ядерной безопасности, ситуаций, могущих возникнуть при хранении и транспортировке ядерной энергоустановки или ее отдельных узлов.

Эмпирические соотношения позволяют также обобщить результаты экспериментальных исследований критических параметров реакторов различного состава и формы и сравнить эти обобщенные результаты с результатами точных расчетов реакторов идеального состава и формы. Такое сравнение может дать надежный и богатый материал для совершенствования методов расчета и системы нейтронно-физических констант, используемой в расчетах ядерных реакторов.

Попытки составления разного рода эмпирических соотношений для критических параметров делались неоднократно как советскими, так и зарубежными авторами. Однако все эти соотношения чаще всего были ограничены рассмотрением, как правило, лишь определенного, достаточно узкого класса реакторных систем и соответственно имели очень узкую область применения. Повидимому, впервые Оуэн и Гибсон в 1959 г. [192] сделали попытку получить корреляционное соотношение для критических параметров более широкого класса реакторов, описав единым соотношением реакторы на быстрых, промежуточных и тепловых нейтронах. Они ввели для критического реактора эмпирические параметры  $B_0$ ,  $\lambda_0$ ,  $\delta_0$ , являющиеся аналогами таких общепринятых в реакторной физике характеристик систем, как лапласиан, длина

экстраполяцию и эффективная добавка отражателя. Эти эмпирические параметры, хотя и связаны с геометрическими размерами реактора обычными соотношениями, вытекающими из решений уравнения Лапласа для данной геометрии, в отличие от их аналогов в реакторной физике не могут быть определены из нейтронных распределений и являются, по существу, лишь операторами для геометрических соотношений в критических реакторах.

Полученные в работе [192] корреляционные соотношения также были ограничены лишь однородными реакторами с водородсодержащими замедлителями без отражателя и с толстым (физически бесконечным) водяным отражателем. Другие замедлители и отражатели не рассматривались, пористость в активной зоне и в отражателе отсутствовала. Вид соотношений не имел достаточно ясно выраженного физического смысла. Несколько более общего вида корреляционные соотношения для критических параметров водо-водяных однородных и гетерогенных реакторов получены М. Н. Ланцовым [40].

В работе [35] проведено обобщение многочисленных отечественных и зарубежных экспериментальных данных по критическим параметрам высокообогащенных реакторных систем с различными замедлителями и отражателями в широком диапазоне действующих нейтронных спектров — от реакторов на быстрых нейтронах до типичных реакторов на тепловых нейтронах. В результате этого исследования получены эмпирические корреляционные соотношения, существенно расширяющие и обобщающие формулы Оуэна и Гибсона [192].

В основу систематизации экспериментальных данных по критическим параметрам и поиска корреляционных соотношений положено предположение о возможности нахождения связей внутри группы некоторых экспериментальных параметров, определяемых только критической геометрией, и связи одного из этих параметров (аналога лапласиана) со свойствами среды, определяющими размножение нейтронов в ней, корреляционным соотношением, являющимся, по существу, аналогом условия критичности.

Для применения на космических объектах практический интерес представляют высокообогащенные реакторные системы со сравнительно небольшими

размерами активных зон. В этих системах, как уже указывалось, утечка нейтронов из активной зоны идет в основном в области высоких энергий. Энергетические спектры нейтронов утечки для реакторов с примерно равными по размерам и различными по составу активными зонами близки друг к другу, а сама утечка определяется в конечном счете геометрией активной зоны. Это обстоятельство является качественным обоснованием упомянутого выше предположения.

Позднее Э. А. Стумбуром [73] на основе концепции так называемых «интегралов реактивности», являющихся специфическими функционалами решений в самой общей форме кинетического уравнения Больцмана со всеми энергетическими и угловыми зависимостями потоков нейтронов  $\Phi(\mathbf{r}, E, \Omega)$  и их ценностей  $\Phi^+(\mathbf{r}, E, \Omega)$ , были получены инвариантные интегральные соотношения для уравнений Больцмана для общего типа реакторных систем. Интегралом реактивности в работе [73] назван функционал вида

$$I = \int k(\mathbf{r}) dV = \int dV \int dE \int d\Omega \Phi^+ \hat{\Sigma} \Phi, \quad (4.1)$$

где  $k(\mathbf{r}) = \int dE \int d\Omega \Phi^+ \hat{\Sigma} \Phi$  — коэффициент реактивности материала реактора в точке  $\mathbf{r}$ , а оператор  $\hat{\Sigma}$ :

$$\begin{aligned} \hat{\Sigma} \Phi = \int dE' \int d\Omega' \{ & \chi(E) \nu_f \Sigma_f(\mathbf{r}, E') + \\ & + \Sigma_s(\mathbf{r}, E', \Omega' \rightarrow E, \Omega) - \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \delta(E - E') \delta(\Omega - \Omega') \} \times \\ & \times \Phi(\mathbf{r}, E', \Omega'), \end{aligned} \quad (4.2)$$

где  $\chi(E)$  — энергетический спектр нейтронов деления;  $\Sigma_f$ ,  $\Sigma_s$ ,  $\Sigma_t$  — макроскопические сечения взаимодействия нейтронов (деления, рассеяния, полное) с материалом реактора.

В работах [72, 73] показано, что объемный интеграл реактивности, определяющий общую утечку ценности нейтронов из реактора, можно выразить через локальные разностные утечки ценности нейтронов на границах отдельных областей реактора, при этом не требуется знания потока нейтронов по всему объему реактора.

В частном, но практически всегда реализуемом случае, когда реактор состоит из совокупности гомоген-

ных областей, интеграл реактивности можно выразить суммой поверхностных интегралов

$$I = \int k(\mathbf{r}) dV = \sum_j \int_{S_j} [k_{\text{int}}(\mathbf{r}) - k_{\text{ext}}(\mathbf{r})] (\mathbf{r} \cdot \mathbf{n}_e) dS. \quad (4.3)$$

Вариация этого интеграла при неизменном  $k_{\text{эфф}}$  реактора имеет вид

$$\delta I = \int_{V(\text{invar})} \delta k(\mathbf{r}) dV + \sum_j \int_{S_j} [k_{\text{int}} - k_{\text{ext}}]_{\text{invar}} (\mathbf{n}_e \delta \mathbf{r}_j) dS = 0. \quad (4.4)$$

Это вариационное соотношение в ряде случаев приводит к дифференциальным уравнениям, описывающим взаимную зависимость отдельных физических параметров реактора. Использование соотношения (4.4) позволяет исключить такие коэффициенты этих дифференциальных уравнений, которые являются функциями конкретных значений параметров, либо представить их в простой аппроксимации. Такой метод, развитый в работе [73] и названный «методом компенсированных возмущений», позволил получить аналитические корреляционные соотношения, действующие в широком диапазоне изменения параметров, определяющих условия критичности реакторов. Эти соотношения аналогичны соотношениям, полученным в работе [35], и хорошо с ними согласуются, что также служит надежным обоснованием принятых в этой работе предположений.

Ниже излагаются основные результаты работы [35] и приводятся полученные в ней корреляционные соотношения между критическими параметрами. Эти соотношения приводятся в виде формул, имеющих достаточно ясный физический смысл. В необходимых случаях результаты работы [35] сравниваются с выводами, полученными в работе [73].

#### § 4.2. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ КРИТИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ

Геометрические корреляционные соотношения должны, очевидно, связывать различные характеристики критических систем, влияющие на утечку нейтронов и их возврат в активную зону. К таким характеристикам от-

носятся: форма активной зоны, состав и толщина отражателя, плотность материалов активной зоны и отражателя.

Следуя работе [192], введем в рассмотрение эмпирические аналоги таких физических параметров, как лапласиан  $B_0$ , длина экстраполяции  $\lambda_0$  и эффективная добавка отражателя  $\delta_0$ . Пусть эти параметры связаны с критическими размерами реактора, как уже упоминалось, обычными соотношениями, вытекающими из решений уравнения Лапласа для данной геометрии. Например, для сферического реактора без отражателя это соотношение имеет вид

$$\pi/(R_{0\text{кр}} + \lambda_0) = B_0, \quad (4.5)$$

а для сферического реактора с отражателем

$$\pi/(R_{\text{кр}} + \delta_0) = B_0. \quad (4.6)$$

Тогда можно записать некое обобщенное геометрическое соотношение, связывающее указанные выше параметры с геометрическими размерами критических реакторов одинакового состава с отражателем и без отражателя, в виде

$$B_0\delta_0 = B_0\lambda_0 + (F - B_0\lambda_0)(1 - A_i) = A_i(B_0\lambda_0) + F(1 - A_i). \quad (4.7)$$

В этом соотношении  $A_i$  — показатель эффективности отражателя, определяемый как сокращение критических размеров активной зоны реактора при окружении его отражателем  $i$ -го состава. Например, для сферического реактора  $A_i = R_{\text{кр}}/R_{0\text{кр}}$ , где  $R_{0\text{кр}}$  — критический радиус реактора без отражателя, а  $R_{\text{кр}}$  — критический радиус реактора с отражателем из  $i$ -го материала. Естественно, что для реактора без отражателя  $A_i = 1$  и  $B_0\delta_0 = B_0\lambda_0$ ;  $F$  — фактор формы, учитывающий влияние формы активной зоны реактора с отражателем на его критические параметры. Для сферического реактора  $F_{\text{сф}} = \pi$ , для реактора в форме куба или примерно равностороннего параллелепипеда  $F_{\text{п}} = 3$ , для цилиндрического реактора с отношением высоты активной зоны к диаметру  $h/d$

$$F_{\text{ц}} = \begin{cases} 3,016 + 0,067h/d & \text{при } h/d \geq 1; \\ 2,855 + 0,228h/d & \text{при } h/d < 1. \end{cases} \quad (4.8)$$

Для реактора без отражателя влияние формы активной зоны учитывается параметром  $B_0\lambda_0$ . Для сферы  $(B_0\lambda_0)_{\text{сф}}=0,578$ , для примерно равностороннего параллелепипеда (куба)  $(B_0\lambda_0)_{\text{п}}=0,5$ , для цилиндра

$$(B_0\lambda_0)_{\text{ц}} = \begin{cases} 0,528 + 0,018h/d & \text{при } h/d \geq 1; \\ 0,587 - 0,041h/d & \text{при } h/d \leq 1. \end{cases} \quad (4.9)$$

Зависимости (4.8) и (4.9) получены из анализа экспериментальных данных по критическим параметрам реакторов на быстрых нейтронах цилиндрической формы, приведенных в работах [134, 205].

Показатели эффективности некоторых отражателей бесконечной толщины  $A'_{i\infty}$  можно найти в табл. 2.2.

Если плотность отражателя отличается от приведенной в табл. 2.2, т. е. лишь часть отражателя  $\epsilon_{\text{отр}}$  занята данным материалом, а доля активной зоны, занятая делющимся веществом и замедлителем, составляет величину  $\epsilon_{\text{а.з.}}$ , показатель эффективности  $i$ -го отражателя бесконечной толщины равен

$$A_{i\infty} = A'_{i\infty} (\epsilon_{\text{а.з.}}/\epsilon_{\text{отр}})^{m_i}, \quad (4.10)$$

где  $m_i$  — величина, постоянная для данного материала отражателя. Эту величину можно назвать фактором влияния плотности. Результат, совпадающий с данными, найденными по формуле (4.10), получен и в работе [73] на основании метода компенсированных возмущений в общем случае для критических систем с любым действующим спектром нейтронов.

Фактор  $m_i$  можно получить из экспериментальных данных по коэффициентам реактивности или из глобальных опытов с критическими системами, отличающимися плотностью отражателя и активной зоны. Кроме того,  $m_i$  может быть оценено и из анализа точных многогрупповых расчетов.

Из экспериментальных данных, приведенных в работах [134, 205], для уранового отражателя было получено значение  $m_{\text{U}}=0,267$ . Анализ большого числа экспериментальных данных по критическим уран-бериллиевым системам с промежуточным спектром нейтронов со стальными (железными) отражателями, полученных на стенде ПФ-4 [95], показывает, что и для этих отражателей с достаточной точностью можно принять  $m_{\text{Fe}}=0,267$ .



Конечно, остается открытым вопрос, можно ли распространить это значение на все инертные отражатели, хотя совпадение значений  $m_i$  для столь различных (по своим нейтронно-физическим свойствам) отражателей, как уран и сталь, дает какое-то основание для предположения возможности существования единого значения фактора влияния плотности для всех отражателей одной группы (в данном случае для инертных отражателей). Окончательно же ответ на этот вопрос может быть получен лишь по мере накопления и анализа соответствующих экспериментальных данных.

Из анализа результатов многогрупповых расчетов критических параметров уран-бериллиевых гомогенных систем с бериллиевым отражателем [44] получено значение  $m_{Be} = 0,533$ , подтверждающееся экспериментами, выполненными на стенде ПФ-4 [53, 95].

Относительно водородсодержащих отражателей можно сказать лишь, что для них  $m_H < 0,267$ . Однако в силу отсутствия сколько-нибудь надежных и подобных данных точное значение  $m_H$  для отражателей этого типа в настоящее время не может быть получено.

Эмпирическая зависимость показателя эффективности любого отражателя от его толщины  $\Delta$  может быть представлена в виде

$$A_i = A_{i\infty} + f(\Delta)(1 - A_{i\infty}). \quad (4.11)$$

Здесь  $f(\Delta)$  — функция, обращающаяся в нуль при  $\Delta = \infty$  и в единицу при  $\Delta = 0$ . Оказывается, что для всех трех групп отражателей  $f(\Delta)$  может быть с хорошей точностью аппроксимирована дробно-линейной функцией вида

$$f(\Delta) = (1 - a\Delta)/(1 + l\Delta). \quad (4.12)$$

Для различных групп отражателей (инертных, замедляющих, водородсодержащих) на основании анализа обширного экспериментального материала подобраны следующие пары эмпирических констант  $a$  и  $b$  ( $см^{-1}$ ):

Отражатели	$a$	$b$
Инертные	0,07	0,22
Замедляющие	0,026	0,17
Водородсодержащие	0,184	0,058

Функция  $f(\Delta)$  обращается в нуль при  $\Delta = 1/a$ . Следовательно, константу  $a$  можно трактовать как обратную

величину той ширины отражателя, при которой его эффективность практически совпадает с эффективностью отражателя бесконечной толщины. При значениях  $\Delta \geq 1/a$  функцию  $f(\Delta)$  следует считать равной нулю. При этом погрешность в определении критической массы лежит в пределах 5%.

Заметим также, что для принятого вида функции  $f(\Delta)$  из (4.11) следует, что при малых значениях  $\Delta$  экономия отражателя  $(R_{0\text{кр}} - R_{\text{кр}}) \sim \Delta$ , что согласуется с элементарными представлениями физики реакторов.

В работе [73] получена следующая зависимость критического радиуса  $R_{\text{кр}}$  однородной активной зоны от толщины отражателя  $\Delta$  для сферической системы:

$$R_{\text{кр}} = R_{0\text{кр}} / \{1 + \Gamma [1 - \exp(-\mu\Delta)]\}. \quad (4.13)$$

Здесь  $\Gamma = R_{0\text{кр}}/R_{\text{кр}} - 1 = (1 - A_{i\infty})/A_{i\infty}$ ;  $\mu = k_0/(k_a \Gamma R_{0\text{кр}})$ , где  $k_0$  и  $k_a$  — коэффициенты реактивности соответственно материалов отражателя и активной зоны на границе критической голой сферы. В однокрупном кинетическом рассмотрении [73]  $k_0/k_a = \Sigma_0/(\nu\Sigma_f + \Sigma_s)$  ( $\Sigma_0$  — макроскопическое сечение рассеяния нейтронов на материале отражателя;  $\Sigma_f$  и  $\Sigma_s$  — соответственно макроскопическое сечение деления и рассеяния для материала активной зоны).

Соотношение (4.13) при сравнительно небольших толщинах отражателей [когда  $\exp(-\mu\Delta) \approx 1 - \mu\Delta$ ] может быть приведено к виду, аналогичному (4.12). На рис. 4.1 приведены зависимости критического радиуса  $R_{\text{кр}}$  от толщины отражателя  $\Delta$  для сферических реакторных систем с активной зоной из чистого  $^{235}\text{U}$  для отражателей из разных материалов. Сплошные кривые построены с использованием формулы (4.13), пунктирные — (4.12), а экспериментальные точки взяты из работы [134]. Графики показывают хорошее совпадение кривых друг с другом и с экспериментальными точками.

Оценки, сделанные в работе [73], также указывают на постоянство параметра  $a$  для каждой группы отражателей.

Эмпирическая зависимость (4.11) обобщена в работе [35] на практически важный случай двухслойного (составного) отражателя следующим образом:

$$A_{\text{сост}} = A_{\text{вн}\infty} + f(\Delta_{\text{вн}})(A_{\text{н}} - A_{\text{вн}\infty}), \quad (4.14)$$

где индекс «вн» относится к материалу внутреннего слоя отражателя, а индекс «н» — к материалу наружного слоя. Входящая в (4.14) величина  $A_{вн\infty}$  подсчитывается по формуле (4.10), а  $A_n$  — по формуле (4.11), в которой

$$A_{n\infty} = A'_n \infty (\epsilon_{отр.вн}/\epsilon_{отр.н})^{m_n}. \quad (4.15)$$

Заметим, что при  $\Delta_{вн}=0$ , а также при  $\Delta_n=0$  или  $\Delta_{вн}=1/a_{вн}$  соотношение (4.14) переходит в соотношение (4.11) для однослойного отражателя.

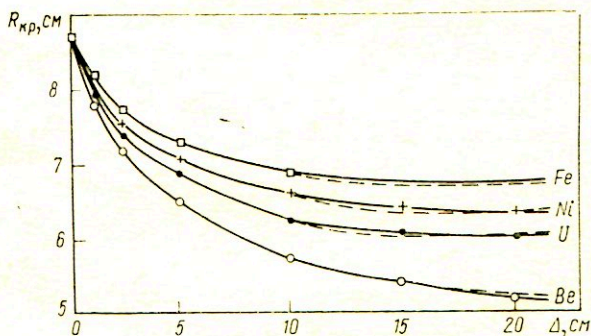


Рис. 4.1. Зависимость критического радиуса  $R_{кр}$  сферического реактора на быстрых нейтронах с активной зоной из чистого  $^{235}\text{U}$  от толщины отражателя  $\Delta$ : — — — — расчет по формулам работы [73]; - - - - расчет по формулам работы [35]; экспериментальные точки — по данным работы [134]

Таким образом, эмпирические (или, точнее, полуэмпирические) формулы (4.7) и (4.14) являются универсальными геометрическими соотношениями для критических параметров реакторов любой (из принятых в практике реакторостроения) формы как с однослойным, так и двухслойным отражателем различной толщины.

#### § 4.3. ОБОБЩЕННЫЙ КРИТЕРИЙ КОРРЕЛЯЦИИ КРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

Корреляционная связь параметра  $B_0$ , входящего в приведенные выше геометрические соотношения для критических параметров, с характеристиками, определяющими развитие цепной реакции в среде активной зо-

ны, найдена в работе [35] на основе однокритического условия критичности вида

$$B_0^2 = (k_\infty - 1)/M^2. \quad (4.16)$$

Для реактора с активной зоной из металлического высокообогащенного урана длина миграции нейтрона в активной зоне  $M \sim 1/\gamma_5$ , где  $\gamma_5$  — плотность  $^{235}\text{U}$ . Тогда критерий корреляции критических параметров может быть представлен в виде

$$K = B_0/[\gamma_5 (k_\infty - 1)^{1/2}]. \quad (4.17)$$

В общем случае, для реакторов с любым спектром нейтронов в активной зоне в предположении, что замедление идет только на ядрах замедлителя, а поглощение нейтронов — преимущественно на ядрах  $^{235}\text{U}$ , критерий корреляции может быть представлен в виде

$$K = \varphi(\alpha_3), \quad (4.18)$$

где  $\alpha_3 = \rho_3/\rho_5$  — отношение ядерных концентраций замедлителя и  $^{235}\text{U}$ . Вид  $\varphi(\alpha_3)$  должен быть таков, чтобы при  $\alpha_3 = 0$   $K = K_0$ .

Такой вид критерия корреляции отражает тот, по существу, очевидный факт, что энергетический спектр нейтронов в критической системе, состоящей из ядер замедлителя и делящегося вещества, определяется именно ядерным соотношением этих компонентов. На энергетический спектр нейтронов оказывает влияние и вероятность утечки нейтронов из активной зоны, т. е. критический размер, но и эта величина также определяется отношением  $\rho_3/\rho_5$ .

При расчете коэффициента размножения нейтронов в бесконечной среде  $k_\infty$ , входящего в критерий  $K$ , можно использовать сечения взаимодействия для тепловых нейтронов. Это кажущееся на первый взгляд крайне некорректное предположение основано на следующих соображениях:

а) для гомогенной среды  $k_\infty$  зависит лишь от соотношения сечений поглощения (с делением и без деления) нейтронов ядрами элементов, входящих в состав среды. Последнее по мере ужесточения действующего спектра нейтронов меняется относительно слабо, и если основное поглощение идет в  $^{235}\text{U}$ , то это изменение оп-

ределяется главным образом изменением отношения сечений радиационного захвата и деления для  $^{235}\text{U}$ , а следовательно, может быть учтено видом функции  $\varphi(\alpha_3)$ .

б) принятие в качестве опорных для расчета  $k_\infty$  сечений тепловых нейтронов приводит к единообразию в расчете критерия корреляции.

Таким образом, параметр  $(k_\infty - 1)_0$ , входящий в критерий корреляции, следует рассматривать скорее как некий особый образом определенный эмпирический параметр, характеризующий развитие цепной реакции в бесконечной среде.

Вид функции  $\varphi(\alpha_3)$ , очевидно, зависит от типа замедлителя. Анализ широкого круга экспериментальных данных по критическим параметрам высокообогащенных реакторов с различным спектром нейтронов, опубликованных в работах советских и зарубежных авторов [19, 29, 33, 53, 86, 95, 134, 205], с учетом сделанного выше замечания по расчету величины  $(k_\infty - 1)_0$  дает возможность записать обобщенную зависимость для критерия корреляции критических параметров в следующем виде:

$$K = B_0 / [\gamma_5 (k_\infty - 1)_0^{1/2}] = 1,63 \cdot 10^{-2} + 2,38 \cdot 10^{-3} \alpha_3^{0,936}, \quad (4.19)$$

где

$$\alpha_3 = \beta \alpha_i^y, \quad (4.20)$$

$\alpha_i$  — отношение ядерных концентраций  $i$ -го замедлителя и  $^{235}\text{U}$ , а эмпирические константы  $\beta$  и  $y$  даны в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Значения констант  $\beta$  и  $y$  для различных замедлителей

Замедлитель	Be	BeO	C	Водород в виде	
				H <sub>2</sub> O	ZrH <sub>1,6</sub>
$\beta$	1	1,887	0,792	3,790	3,340
$y$	1	0,983	0,990	1,016	1,020

Как видно из таблицы, бериллий был принят в анализе (выполненном в работе [35]) за эталонный замедлитель, так как по критическим параметрам высокообогащенных реакторов с этим замедлителем имеется наибольшее количество надежных экспериментальных данных.

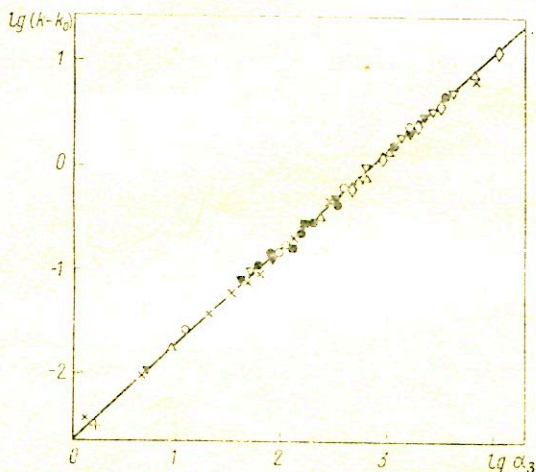


Рис. 4.2. Значения критических параметров реакторов с высоким обогащением топлива, полученные при использовании различных замедлителей расчетом по критериальным формулам работы [35] (сплошная линия) и в процессе эксперимента (условные обозначения):

U—Be системы: ● — [53], ○ — [19], × — [86];  
 U—BeO системы: ◐ — [295], + — [95]; U—H<sub>2</sub>O системы:  
 ■ — [205], ◑ — [33]; U—C системы: △ — [205];  
 U—Zr11 1,6 системы: ▼ — [91, 29]

Рис. 4.2 иллюстрирует степень согласия результатов расчетов критических параметров по эмпирическим соотношениям (4.7) и (4.11) при учете обобщенной критериальной зависимости (4.19) с экспериментальными данными, полученными разными авторами на критических сборках с различными замедлителями, отражателями, составом, формой и объемом активных зон.

В работе [73] на основе метода компенсированных возмущений получена общая зависимость критического радиуса сферической гомогенной системы без отража-

теля от соотношения концентраций замедлителя и  $^{235}\text{U}$  ( $\alpha_i = \rho_i/\rho_5$ ) в виде

$$R_{0\text{кр}} = 152,7 / [\gamma_5 (1 + c_{1i} \alpha_i^{1-\varepsilon_{xi}})], \quad (4.21)$$

где  $c_{1i}$  и  $\varepsilon_{xi}$  — параметры, характеризующие данный замедлитель и определяемые с помощью значений коэффициентов реактивности на границе голой сферы в соответствии с методикой, развитой в работе [73].

Легко видеть, что соотношение (4.19) можно привести к форме, соответствующей выражению (4.21), и для сферических реакторов с  $^{235}\text{U}$  в активной зоне оно будет иметь вид

$$R_{0\text{кр}} = 153,4 / \left[ \gamma_5 \left( 1 + \frac{c_3}{K_0} \alpha_i^y \right) \right]. \quad (4.22)$$

Из сравнения (4.21) и (4.22) видно, что согласно основным коэффициентам этих формул (числителей) достаточно удовлетворительное (приблизительно 0,5%).

В табл. 4.2 сравниваются также константы  $c_3/K_0$  и  $y$ , полученные в работе [35] (пересчитанные из табл. 4.1) с константами  $c_{1i}$  и  $(1-\varepsilon_{xi})$ , вычисленными в работе [73]. Табличные данные свидетельствуют о хорошем согласии и этих величин.

Таблица 4.2

Сравнение полученных в работах [35, 73] параметров, характеризующих замедлители

Замедлитель	H <sub>2</sub> O	Be	C	Замедлитель	H <sub>2</sub> O	Be	C
$c_3/K_0$ [35]	0,508	0,146	0,117	$y$ [35]	0,951	0,936	0,927
$c_{1i}$ [73]	0,500	0,145	0,117	$1-\varepsilon_{xi}$ [73]	0,950	0,931	0,925

На рис. 4.3 сравниваются результаты расчетов сферических гомогенных уран-бериллиевых систем без отражателя, выполненных по эмпирическим соотношениям работы [35], с результатами 18-групповых расчетов в  $P_1$ -приближении, приведенными в работе [44], а также с результатами многогрупповых расчетов в  $S_4$ -приближении, выполненных Миллсом [205] в Лос-Ала-

москской лаборатории, и более ранних многогрупповых расчетов Сафонова (США), результаты которых приведены в работе [3].

В пределах различных многогрупповых расчетов согласно результатам расчетов по эмпирическим форму-

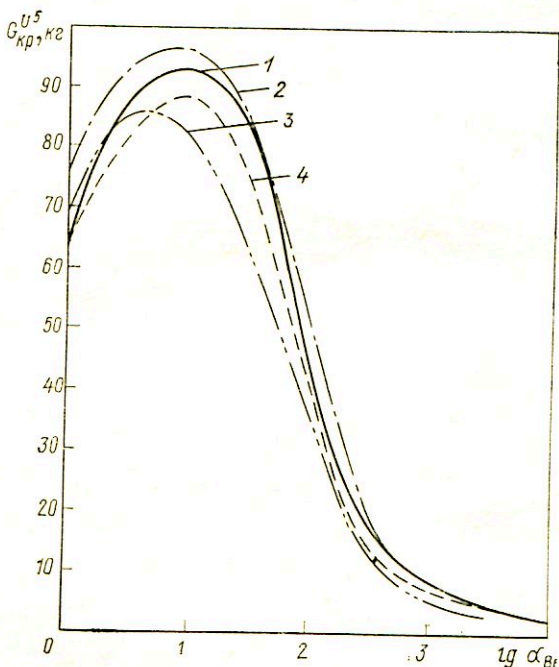


Рис. 4.3. Расчетные зависимости критической массы уран-бериллиевых систем  $G_{кр}^{U5}$  от  $\alpha_{Be} = \rho_{Be}/\rho_5$ :

1 — корреляционные соотношения [35]; 2 — 18-групповой расчет в  $P_1$ -приближении [44]; 3 — многогрупповой расчет в  $S_4$ -приближении [205]; 4 — многогрупповой расчет Сафонова, приведенный в работе [3]

лам (4.7), (4.14), (4.19) с результатами численных расчетов хорошее. Расхождение расчетов по эмпирическим формулам с результатами численных многогрупповых расчетов [44] в диапазоне  $\alpha_{Be} = 0 \div 15$  обусловлено, по-видимому, недостаточностью  $P_1$ -приближения, а в диапазоне  $\alpha_{Be} = 100 \div 300$  (средняя энергия нейтронов, вызывающих деление  $E_{мед} \approx 5 \div 100$  эв [3]), возможно, отчасти и несовершенством си-



системы нейтронно-физических констант, использовавшейся в работе [44].

Таким образом, приведенная выше система универсальных эмпирических соотношений (4.7), (4.14), (4.19) дает возможность проверки справедливости методов расчетов и систем ядерно-физических констант, в них используемых, а также возможность проведения оценочных расчетов критических параметров в конструкторских и инженерных проработках, связанных с использованием высокообогащенных реакторных систем. Схема таких расчетов вполне очевидна. Отметим только, что с помощью этих соотношений можно вести также расчеты цилиндрических реакторов с различными отражателями по торцам и боковой поверхности активной зоны. Для этого в решение уравнения Лапласа для цилиндрической геометрии, которое удобно представить в виде

$$\frac{(2,405)^2}{[B_0 R_{кр} + (B_0 \delta_0)_p]^2} + \frac{\pi^2/4}{[B_0 R_{кр} (h/d) + (B_0 \delta_0)_T]^2} = 1, \quad (4.23)$$

в соответствующих членах следует подставлять рассчитанные с помощью формулы (4.7) значения  $(B_0 \delta_0)_p$  и  $(B_0 \delta_0)_T$  радиального и осевого геометрических параметров.

## ИЗМЕНЕНИЕ РЕАКТИВНОСТИ И МЕТОДЫ ЕЕ КОМПЕНСАЦИИ В РЕАКТОРАХ КОСМИЧЕСКИХ ЯЭУ

### § 5.1. ИЗМЕНЕНИЕ РЕАКТИВНОСТИ РЕАКТОРА ВО ВРЕМЕНИ И МЕТОДЫ ЕЕ КОМПЕНСАЦИИ

В реакторе космической ЯЭУ, как и в любом другом энергетическом реакторе, изменение реактивности во времени обусловлено следующими основными эффектами: нагрев реактора и выведение его в тот или иной режим работы; выгорание ядерного горючего в течение кампании реактора; шлакование и отравление реактора (как стационарное, так и нестационарное) продуктами деления и других ядерных реакций.

В то же время указанные эффекты в реакторах космических ЯЭУ могут иметь некоторую специфику, связанную с физическими особенностями этих реакторов и теми материалами, которые используются в их конструкции. В данном параграфе мы и постараемся вкратце обратить внимание на эту специфику на фоне общих для всех энергетических реакторов явлений, определяющих действие того или иного эффекта на реактивность системы.

**Температурные и мощностные эффекты.** Напомним прежде всего, что следует отличать температурные и мощностные эффекты реактивности. Температурными обычно называют эффекты, связанные с равномерным нагревом всего реактора до определенной температуры. На самом деле в энергетическом реакторе мы имеем дело, строго говоря, не с температурными, а мощностными эффектами реактивности, которые отражают тот факт, что при работе реактора на определенном уровне мощности различные элементы его работают при разных температурах. Таким образом, анализируя зависимости реактивности системы от мощности, надо, вообще говоря, проводить совместный физический и тепловой расчет реактора для каждого режима его работы, как нормального, так и аварийного, поскольку в аварийном режиме

распределение температур по реактору, а следовательно, и значения эффективного коэффициента размножения нейтронов могут отличаться от таковых в нормальном режиме.

Изменение реактивности при изменении мощности реактора (и его температуры) может быть вызвано и чисто физическими причинами, и причинами, связанными с механическим расширением конструкции. Масштаб последних, естественно, зависит от типа и конструкции реактора и должен анализироваться для каждого конкретного случая отдельно. В конечном счете эти явления могут быть приведены к изменениям реактивности вследствие изменения размеров активной зоны и отражателя и плотности их компонентов. Одним из интересных примеров проявления мощностного коэффициента реактивности является прогиб твэлов в связи с неравномерным температурным расширением и перемещение делящегося вещества в зону с большей (или меньшей) ценностью горючего.

К чисто физическим причинам можно отнести явления, связанные с процессами изменения взаимодействия с веществом как тепловых нейтронов (изменение температуры нейтронного газа), так и замедляющихся нейтронов (доплеровское уширение линий резонансного поглощения и рассеяния нейтронов в уране, конструкционных материалах и теплоносителе).

В отношении нейтронного контроля за реактором (его стабильности) чрезвычайно важно иметь отрицательный температурный коэффициент реактивности. Однако, как правило, отдельные компоненты температурного коэффициента реактивности могут иметь и отрицательный, и положительный знак. Суммарный температурный коэффициент тоже может иметь и отрицательный, и положительный знак. Следует отметить, что положительный температурный коэффициент реактивности системы, вообще говоря, не является фактором, запрещающим ее эксплуатацию. Важно при этом обеспечить отрицательный динамический мощностной коэффициент реактивности. Дело в том, что каждая компонента температурного коэффициента реактивности включается в действие со своей постоянной времени, которая зависит от тепловых характеристик реактора (теплоемкость того или иного узла реактора, коэффициенты теп-

лопередачи и т. п.). На значения последних разработчик реактора может влиять таким образом, чтобы обеспечить меньшее время обратной связи компонент, обладающих отрицательным температурным коэффициентом реактивности, по сравнению со временем обратной связи по положительным каналам температурного коэффициента реактивности.

Компонента температурного коэффициента реактивности, связанная с изменением температуры нейтронного газа, естественно, особенно существенна в реакторах с водородсодержащим замедлителем из-за сильной зависимости сечений поглощения и переноса нейтронов на водороде от энергии нейтронов, а также из-за специфики термализации нейтронов в гидридных замедлителях [5, 21, 44, 68]. Эти эффекты существенны даже в том случае, когда водород присутствует в активной зоне только как рабочее тело. Например, заметный вклад в реактивность системы и ее изменение может дать эффект ретермализации нейтронов на водородном рабочем теле в газофазном реакторе. Следует также иметь в виду, что температурные эффекты, связанные с изменением взаимодействия тепловых нейтронов с веществом, могут иметь место не только в реакторах на тепловых нейтронах, но также в реакторах на быстрых и промежуточных нейтронах при наличии в последних замедляющего отражателя.

Эффекты, связанные с изменением взаимодействия с веществом замедляющихся нейтронов, также имеют место в реакторах с различным действующим спектром нейтронов. Особенно сильным эффектом, как правило, является доплеровское уширение резонансов поглощения нейтронов на атомах ядерного горючего. Однако не следует забывать, что эффект рассеяния на резонансах атомов конструкционных материалов и теплоносителя также может быть большим по значению. Так, в реакторах на быстрых нейтронах, охлаждаемых литиевым теплоносителем, в действующем спектре нейтронов наблюдается заметная депрессия нейтронного потока, вызванная резонансом рассеяния нейтронов при 250 кэВ на ядрах лития. Это следует учитывать при расчете температурных эффектов, связанных с изменением плотности литиевого теплоносителя. Для конкретного примера компактного реактора на быстрых нейтронах электроэнергетической космической установки с литиевым теплоноси-

телем расчет показал, что компонента температурного коэффициента, связанная с доплер-эффектом на ядрах урана, составляет  $\Delta k_{эфф}/k_{эфф} = 0,25\%$ , а компонента, связанная с расширением теплоносителя с учетом рассеяния на резонансе лития, при 250 кэв составляет  $\Delta k_{эфф}/k_{эфф} = 0,26\%$  [166].

Следует, конечно, также иметь в виду, что изменение физических характеристик реактора, связанное с изменением состава активной зоны из-за выгорания, шлакования и отравления, также сказывается на температурном коэффициенте реактивности, в частности, вследствие доплер-эффекта на резонансах поглощения нейтронов осколками деления.

В реакторах с гидридным замедлителем при расчете мощностных коэффициентов реактивности надо иметь в виду эффект, связанный с подвижностью атомов водорода в решетке гидрида. Как указывалось в § 3.2, концентрация водорода в рабочих условиях может перераспределяться, что, в свою очередь, может привести к заметному изменению реактивности.

**Выгорание.** Выгорание ядерного горючего определяется, соответственно, суммарной энерговыработкой реактора, т. е. произведением его мощности на время работы. Влияние же этого выгорания на реактивность системы зависит главным образом от действующего спектра нейтронов в активной зоне, от эффективной «ценности» ядерного горючего в условиях данного реактора. Мы не будем останавливаться здесь на методах расчета эффекта влияния выгорания ядерного горючего на реактивность и на подробном анализе этого эффекта, поскольку он существенным образом связан с конкретной конструкцией и составом реактора, а методы расчета могут быть найдены в специальных монографиях и статьях. Обратим лишь внимание на то обстоятельство, что в ряде случаев приходится учитывать помимо выгорания ядерного горючего также и безвозвратный унос его с рабочим телом вследствие испарения, эрозии твэлов и т. п., особенно в реакторах ЯРД. Этот унос по своему влиянию на реактивность практически эквивалентен выгоранию ядерного горючего. Разница состоит лишь в том, что унос горючего при условии использования в конструкции реактора равнопрочных твэлов и хорошего выравнивания температуры по активной зоне

идет более или менее равномерно по сечению активной зоны, а выгорание следует за распределением удельного энерговыделения. В местах с более высоким удельным энерговыделением выгорание идет более интенсивно. Заметим, однако, что влияние выгорания ядерного горючего на реактивность системы связано не только с распределением плотности делений (с этой характеристикой связано количество выгорающего урана в данном месте активной зоны), но и с распределением ценности нейтронов, вызывающих деления. Например, на рис. 5.1 при-

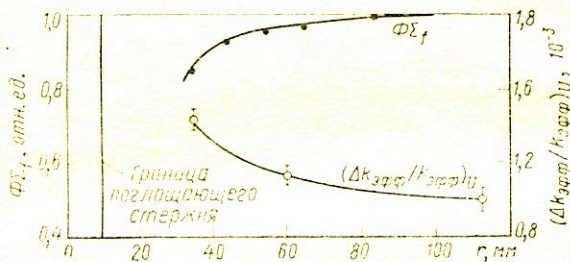


Рис. 5.1. Зависимость распределения плотности делений  $\Phi \Sigma_f$  и коэффициента реактивности урана  $(\Delta k_{эфф}/k_{эфф})_{U}$  вблизи поглощающего стержня из  $\text{B}_4\text{C}$  в уран-бериллиевом реакторе на промежуточных нейтронах ( $\rho_{вс}/\rho_0 = 150$ ) [95]

ведены взятые из работы [95] зависимости распределений плотности делений и коэффициента реактивности урана в окрестности поглощающего стержня из  $\text{B}_4\text{C}$ . Из этих зависимостей видно, что эффективность урана возрастает по мере приближения к стержню, поглощающему нейтроны. Как показано в работе [95], это увеличение объясняется в основном изменением ценности нейтронов. Уран при делении поглощает главным образом замедлившиеся нейтроны, а генерирует быстрые. Вблизи поглощающего стержня ценность медленных нейтронов низкая, так как они имеют большую вероятность быть захваченными бором. Нейтроны же деления, прежде чем они замедлятся, успевают уйти далеко от поглощающего стержня, где вероятность быть поглощенным без деления меньше. Таким образом, деление урана вблизи поглощающего стержня происходит на «обреченных» нейтронах, большая часть которых все равно поглотилась бы в боре и была бы потеряна для цепной реакции.

Таким образом, меньшее выгорание урана вблизи поглотителей в какой-то степени компенсируется его более высокой эффективностью.

**Шлакование и отравление.** Эффекты шлакования и отравления системы осколками деления зависят так же, как и эффект выгорания, в первую очередь от энерговыработки реактора и от типа реактора по действующему в нем энергетическому спектру нейтронов.

Отравляющие систему осколки деления имеют основные резонансы поглощения нейтронов в области энергий в несколько сотых и десятых долей электронвольта. Эффекты отравления, таким образом, особенно существенны в реакторах, где заметная доля делений идет на тепловых и надтепловых нейтронах. Это в первую очередь реакторы космических ЯЭУ с гидридным замедлителем в активной зоне. Однако даже в реакторах на промежуточных и быстрых нейтронах с замедляющим отражателем эффекты отравления заметно влияют на физику реактора благодаря поступлению в активную зону значительного количества тепловых и надтепловых нейтронов из отражателя.

В реакторах с надтепловым и мягким промежуточным спектром нейтронов по сравнению с реакторами на тепловых нейтронах наряду с некоторым снижением критического объема, как отмечалось в § 2.7, наблюдается резкий рост критической загрузки, в том числе за счет более невыгодного соотношения между радиационным захватом нейтронов в делящемся материале и захватом нейтронов с делением. Это ведет в случае, например, использования  $^{235}\text{U}$  к повышенному накоплению  $^{238}\text{U}$ , не делящегося на медленных нейтронах и имеющего к тому же довольно сильный резонанс поглощения нейтронов при энергии порядка 5,5 эв. Эти же реакторы характеризуются и более высоким значением величины дополнительной загрузки  $^{235}\text{U}$  для компенсации эффекта шлакования. Если, например, в реакторе на тепловых нейтронах для компенсации отрицательного действия на реактивность 1 кг осколков деления требуется около 0,1—0,2 кг  $^{235}\text{U}$ , то в реакторе на надтепловых нейтронах для этой же цели потребуется уже 1—2 кг  $^{235}\text{U}$  [86]. Ужесточение спектра нейтронов приводит к дальнейшему увеличению критической загрузки (см. рис. 2.3), но, начиная с некоторой степени жесткости, — к резкому умень-

шению эффекта шлакования. В связи с этим должен, очевидно, существовать некий оптимум в действующем энергетическом спектре нейтронов реактора, который будет зависеть от требуемой энерговыработки, т. е. от количества урана (или плутония), необходимого для компенсации эффектов выгорания, шлакования и отравления. При очень больших энерговыработках этот оптимум может сместиться в область реакторов на быстрых нейтронах, особенно с учетом естественного для реакторов космических ЯЭУ требования малых размеров.

Помимо шлакования реактора осколками деления следует учитывать и возможность появления в процессе работы реактора других сильно поглощающих нейтроны элементов. Например, в реакторах с бериллиевым замедлителем (как внутренним, так и внешним) следует считаться с появлением в результате реакции  $(n, \alpha)$  на бериллии сильно поглощающего изотопа  ${}^6\text{Li}$ , который также следует отнести к своего рода элементам, шлакующим систему со временем.

Таким образом, для обеспечения необходимого времени работы реактора ЯЭУ с учетом мощностных эффектов на реактивность, а также эффектов выгорания, отравления и шлакования необходим тот или иной (в зависимости от назначения реактора) запас реактивности. Так, компактный высокотемпературный реактор на быстрых нейтронах для космической электроэнергетической установки [150] тепловой мощностью  $2 \text{ Мвт}$  для обеспечения своей работы в течение  $50\,000 \text{ ч}$  должен иметь избыток реактивности  $\Delta k_{\text{эфф}}/k_{\text{эфф}} = 4,12\%$ , в том числе: для компенсации выгорания  $1,47\%$ , для компенсации изменения реактивности вследствие термического расширения топлива и конструкции  $0,58\%$ , свеллинга топлива в течение кампании  $0,95\%$ , доплер-эффекта на уране  $0,25\%$ , отравления и шлакования осколками деления  $0,61\%$  и др. [166].

Методы компенсации избыточной реактивности основаны на том или ином принципе воздействия на эффективный коэффициент размножения нейтронов в реакторе, т. е. на один из сомножителей, входящих в выражение

$$k_{\text{эфф}} = k_{\infty} P, \quad (5.1)$$

где  $k_{\infty}$  — коэффициент размножения в бесконечной среде состава активной зоны;  $P$  — эффективный коэффициент



утечки нейтронов из активной зоны, учитывающий, в частности, и трансформацию энергетического спектра нейтронов, возвращаемых в активную зону из отражателя.

В большинстве случаев тот или иной способ компенсации воздействует как на  $k_{\infty}$ , так и на  $P$ . Однако всегда можно выделить основной эффект, связанный с влиянием главным образом на один из сомножителей.

Существует несколько способов компенсации избыточной реактивности, которые кратко рассмотрены ниже в других параграфах этой главы. Использование того или иного способа зависит от масштаба компенсируемого запаса реактивности, от темпа изменения реактивности во времени и от допустимых для реактора данного типа возмущений физических и технических характеристик, и в первую очередь от распределения энерговыделения по объему активной зоны.

Основные способы компенсации избыточной реактивности, используемые в реакторах космических ЯЭУ порознь и в комбинации друг с другом, следующие:

размещение в активной зоне или в замедляющем слое отражателя поглотителей нейтронов, как перемещаемых в течение кампании, так и стационарных, в той или иной степени выгорающих вследствие поглощения нейтронов;

перемещение частей отражателя, что влечет за собой изменение утечки нейтронов из активной зоны;

размещение в отражателе поворотных цилиндров, изменяющих условия утечки, а также служащих своеобразной ловушкой для нейтронов, возвращаемых в активную зону;

разделение активной зоны на две (или более) части и их перемещение в целях изменения утечки.

Подробный анализ и методы расчета эффективности различных способов компенсации реактивности можно найти в специальных монографиях и статьях (см., например, работы [16, 34, 44, 76, 86, 92, 93, 95]).

## **§ 5.2. КОМПЕНСАЦИЯ РЕАКТИВНОСТИ ПОГЛОТИТЕЛЯМИ НЕЙТРОНОВ**

Можно представить себе две возможности изменения эффективного коэффициента размножения реактора при компенсации избыточной реактивности с помощью по-

глотителей нейтронов: перемещающиеся в пространстве поглощающие элементы обеспечивают изменение реактивности посредством извлечения части поглотителя из активной зоны реактора (т. е. уменьшение или увеличение поглощения нейтронов вследствие перемещения поглотителя в пространстве), в то время как при стационарно размещенных поглотителях (гомогенно или гетерогенно) изменение реактивности происходит за счет выгорания части этого поглотителя, т. е. ядерного превращения элемента, сильно поглощающего нейтроны, в изотоп со значительно меньшим сечением захвата нейтронов.

Ввиду сложности картины изменения реактивности в процессе работы реактора и разных темпов действия различных компонент этого изменения, рассмотренных в § 5.1, как правило, в конкретной конструкции реакторов с большим избытком запаса реактивности используется комбинация обеих указанных возможностей, а в реакторах с малым избыточным запасом, компенсируемым поглотителями нейтронов, применяются перемещаемые поглотители. Конечно, конкретная физическая схема реактора и условия его работы в отношении графика изменения реактивности во времени могут конкретизировать и подход к выбору схемы компенсации избыточной реактивности. Поэтому в настоящем параграфе мы остановимся лишь на некоторых общих особенностях и специфике реализации указанных в начале параграфа возможностей компенсации реактивности поглотителями применительно к реакторам космических ЯЭУ с иллюстрацией этих особенностей на конкретных примерах.

Темп выгорания поглотителя, гомогенно размешанного с делящимся веществом, пропорционален  $\sigma_a^n / \sigma_a^U$ , т. е. соотношению микроскопических сечений радиационного захвата нейтронов поглотителем и ураном. Чтобы снизить скорость высвобождения реактивности, иногда применяют поглотитель в заблокированном виде — в виде стержней. В этом случае скорость выгорания снижается по двум причинам: во-первых, из-за снижения среднего потока нейтронов, падающего на поглотитель, а во-вторых (и это главное), вследствие того, что внутренние слои поглощающего стержня практически не поглощают нейтроны, так как из-за чрезвычайно высокого значения сечения поглощения длина пробега нейтрона в материа-

ле поглотителя ничтожно мала и поглощение идет в поверхностных слоях. В таких заблокированных поглотителях поглощение нейтронов пропорционально поверхности поглощения, которая меняется в процессе кампании за счет выгорания поглощающих ядер с поверхности поглотителя.

Очевидно, что темп выгорания поглотителя определяется не только абсолютным значением сечения поглощения нейтронов, но также его энергетической зависимостью и энергетическим спектром нейтронов. Темп выгорания поглотителя нейтронов важен не только для определения скорости высвобождения реактивности, он влияет также на остаточный запас реактивности, т. е. на значение той отрицательной реактивности, которая остается в конце кампании реактора вследствие недовыгорания поглотителя.

Таким образом, выбор выгорающего поглотителя определяется двумя противоположными требованиями. С одной стороны, сечение поглощения нейтронов поглотителем должно быть большим по сравнению с сечением поглощения нейтронов ядерным горючим. В таком случае невыгоревшее количество поглотителя и, следовательно, паразитная отрицательная реактивность будут малы. Однако, с другой стороны, поглотитель с очень большим сечением может выгореть слишком быстро, что, в свою очередь, приведет к быстрому росту реактивности в начале кампании.

Поскольку, как указывалось в § 5.1, различные компоненты запаса реактивности высвобождаются в процессе кампании конкретного реактора с различным темпом, выбор выгорающего поглотителя (или комбинации поглотителей) необходимо осуществлять с учетом этого обстоятельства.

В широком диапазоне энергетических спектров нейтронов хорошим выгорающим поглотителем является бор, однако выгорающий изотоп  $^{10}\text{B}$  имеет существенно более высокое по сравнению с делящимся веществом сечение поглощения нейтронов, что может привести к слишком быстрому высвобождению реактивности при использовании этого поглотителя в незаблокированном виде. Положительное качество борного выгорающего поглотителя — отсутствие среди продуктов его взаимодействия с нейтронами сильно поглощающих элементов.

В то же время применение бора в гомогенной смеси с делящейся композицией повышает склонность последней к свеллингу из-за появления гелля.

Эффективным выгорающим поглотителем для тепловых и надтепловых реакторов является  $Dy$ , который выгорает медленнее, чем бор. Однако остаточное поглощение нейтронов в его дочерних изотопах составляет около 20% начальной величины для тепловых реакторов и несколько повышается с ужесточением энергетического спектра нейтронов [200].

Как следует из табл. 3.3,  $Sm$  и  $Gd$  обладают очень высоким сечением поглощения тепловых нейтронов, поэтому они быстро выгорают, а следовательно, могут использоваться лишь для компенсации очень быстрых изменений реактивности либо в заблокированном виде. Например, гадолиний при использовании его в заблокированном виде поглощает нейтроны пропорционально площади его поверхности так, что в процессе выгорания эффективность гадолиниевого стержня снижается со временем линейно ввиду того что сечение поглощения его дочерних изотопов очень мало [200].

В реакторе космической энергоустановки SNAP-10A с гидридной активной зоной применялся в качестве гомогенного выгорающего поглотителя самарий. Быстрое высвобождение реактивности, обусловленное высоким значением сечения поглощения  $Sm$ , компенсирует быстрое изменение реактивности, обусловленное перераспределением водорода в гидридном замедлителе [200].

При использовании выгорающих поглотителей следует учитывать их влияние на температурный коэффициент реактивности, которое может быть двояким. Например, использование такого поглотителя, как  $Sm$ , имеющего широкий резонанс в области низкой энергии нейтронов и резкое падение сечения с повышением энергии нейтронов, может привести в реакторе с жестким надтепловым спектром нейтронов к появлению значительной положительной компоненты температурного коэффициента. Применение в реакторе с хорошим замедлителем в активной зоне (например, гидридным) такого выгорающего поглотителя, как  $Er$ , обеспечивает отрицательный температурный коэффициент реактивности в силу уникальных физических свойств  $Er$  (низ-

колежащие резонансы поглощения, поглощение по закону  $1/v$  — в тепловой области) [200].

Как уже отмечалось, часто используется комбинация выгорающих поглотителей для компенсации компонент запаса реактивности, высвобождающихся с различной скоростью. Например, для достаточно мощных гидрид-циркониевых реакторов космических ЯЭУ (примерно 150 кВт электрической мощности), рассчитанных на длительную кампанию (около 5 лет), планируется вводить в активную зону комбинацию из выгорающих поглотителей—естественного Gd (62,5%) и  $^{151}\text{Eu}$  (37,5%), суммарно компенсирующих реактивность около 4 долл. [244]. С методикой расчета эффективности системы выгорающих поглотителей, как однородных, так и заблокированных, можно познакомиться в специальных работах, посвященных этим вопросам (см., например, [11, 81, 86, 199]).

Использование выгорающих поглотителей не может исключить применение подвижных органов компенсации реактивности, в частности системы дискретных, перемещаемых в пространстве поглотителей. Эти поглотители используются для оперативного изменения реактивности при регулировании уровня мощности реактора (в том числе при запуске реактора), для компенсации разбаланса реактивности, возникающего при выгорании поглотителя, и т. д.

При использовании дискретных поглотителей следует учитывать их влияние на распределение энерговыделения по объему реактора и изменение этого распределения при перемещении поглотителей. Как правило, в реакторе используется не одиночный поглотитель, а система поглотителей, которые взаимодействуют друг с другом так, что эффективность системы поглотителей не является просто суммой эффективности отдельных поглотителей, а может быть больше или меньше этой суммы. Таким образом, при использовании системы поглотителей необходимо учитывать их интерференцию [47, 55, 92]. Чтобы исключить отрицательные эффекты, связанные с перераспределением энерговыделения, нежелательные для высоконапряженных реакторов, в последних, как правило, используется система многих отдельно слабо поглощающих элементов компенсации реактивности. Например, в реакторе ЯРД NERVA

(США) тонкое регулирование реактивности осуществляется системой тонкостенных труб, покрытых ТаС, вставляемых в конструкцию активной зоны, поддерживающую твэлы. Эта система обеспечивает регулирование реактивности в пределах  $\pm 1,5$  долл., оставляя коэффициент неравномерности энерговыделения по объему активной зоны в пределах 1,1 [117, 121]. Возможно использование для этих же целей системы труб, размещенных в активной зоне и заполненных газовым поглотителем  $^3\text{He}$  или Хе. Изменение давления газа обеспечивает плавное (без существенных перекосов энерговыделения) изменение реактивности.

### § 5.3. КОМПЕНСАЦИЯ РЕАКТИВНОСТИ ИЗМЕНЕНИЕМ УТЕЧКИ НЕЙТРОНОВ

Ядерные реакторы космических энергоустановок, как правило, характеризуются большой утечкой нейтронов из активной зоны и как следствие этого высокой эффективностью отражателя. Эта физическая особенность реакторов космических ЯЭУ открывает возможность компенсировать большие запасы реактивности изменением характеристик активной зоны и отражателя, влияющих на утечку (размер, форма, состав).

Методы компенсации избыточной реактивности изменением утечки нейтронов, широко используемые в проектах реакторных космических ЯЭУ, основаны главным образом на изменении эффективности отражателя, хотя исследуются и другие способы изменения утечки, например посредством изменения размеров и формы активной зоны либо разделения активной зоны (или реактора в целом) на отдельные равные или неравные части.

Ниже рассматриваются различные методы компенсации избыточной реактивности, основанные на изменении утечки нейтронов, и анализируются их особенности применительно к космическим ЯЭУ. Основные схемы компенсации реактивности, которые изучаются применительно к реакторам космических ЯЭУ, показаны на рис. 5.2—5.4.

Рис. 5.2 иллюстрирует методы компенсации избыточной реактивности, базирующиеся на изменении эффективности отражателя, по существу за счет измене-

ния его эффективной толщины по части периметра. Эффективность этих методов применительно к реакторам на быстрых нейтронах с замедляющим (бериллиевым) отражателем и характеристики подобных органов регулирования в зависимости от их размеров и местоположения в отражателе изучались экспериментально в работе [93]. В результате этих исследований установлены простые закономерности и эмпирические формулы для характеристик поворотных и откидывающихся органов регулирования в реакторах с замедляющим отражателем. Характер изменения реактивности при повороте органа, показанного на рис. 5.2 (позиция *a*), зависит от толщины замедляющего отражателя. При малой толщине это изменение слабое, так как эффективное изменение толщины отражателя при повороте органа невелико. В этом случае такой поворотный орган можно использовать для регулирования мощности реактора, но не для компенсации больших изменений реактивности. Органы, выполненные по схеме, изображенной на рис. 5.2 (позиция *b*), обеспечивают резкую зависимость изменения реактивности от угла откидывания. Откидывание такого органа на  $30^\circ$  от начального (полностью введенного в отражатель) положения выбирает более 80% полной эффективности органа, а остальные 20% эффективности выбираются откидыванием еще на  $30^\circ$ . Выдвижение сектора отражателя по схеме, изображенной на рис. 5.2 (позиция *в*), дает почти линейное изменение реактивности на первой половине толщины отражателя (при этом выбирается примерно половина эффективности секторного органа управления), затем

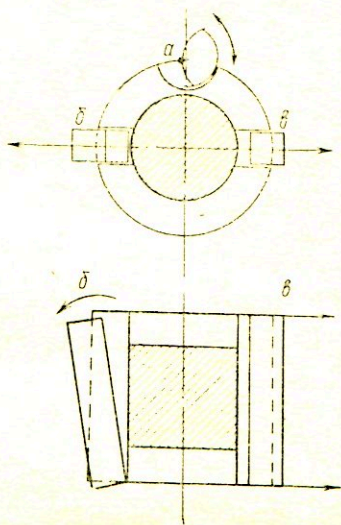


Рис. 5.2. Схема методов компенсации избыточной реактивности с помощью перемещения части (*a*, *b*, *в*) отражателя

изменение замедляется. При полном выдвижении сектора из отражателя остается невыбранным еще около 10% эффективности такого органа управления. Эта остаточная эффективность медленно выбирается по мере дальнейшего удаления сектора от внешней границы (нейтроны, вылетевшие из реактора и отраженные от выдвинутого из отражателя сектора, имеют конечную вероятность после рассеяния в нем возвратиться в активную зону). Очевидно, что в случае таких выдвижных и откидывающихся органов управления следует ограничить движение областью их максимальной эффективности.

Регулирующие элементы в виде подвижных секторов отражателя применялись на первой реакторной космической ЯЭУ SNAP-10A (США). Этот реактор имел четыре регулирующих сектора, которые могли также быстро откидываться с помощью пружин, переводя реактор в глубоко подкритическое состояние. Пуск реактора SNAP-10A по команде с Земли осуществлялся быстрым (с помощью пружин) перемещением двух секторов вплотную к активной зоне и последующим медленным приближением остальных двух секторов вплоть до достижения рабочей температуры теплоносителя [20].

Показанные на рис. 5.2 методы компенсации избыточной реактивности передвижением отдельных частей отражателя естественно приводят к заметному изменению распределения энерговыделения в активной зоне, что следует иметь в виду особенно для энергонапряженных систем. Кроме того, выдвижение такого рода органов регулирования за внешние контуры отражателя приводит к появлению рассеивающих нейтронное и  $\gamma$ -излучение масс, выходящих за контуры реактора, что необходимо учитывать при проектировании биологической или радиационной защиты обитаемых или аппаратурных отсеков космического объекта. В случае теневой защиты это обстоятельство может заметно увеличить ее массу.

Еще один метод компенсации избыточной реактивности с помощью эффективного изменения толщины отражателя (или, точнее, его рассеивающих свойств) показан на рис. 5.3 (позиция 1). Эффективность такого цилиндрического (в общем случае возможна и другая форма— например, сдвиг сектора типа изображенного



на рис. 5.2 (позиция *в*) не параллельно оси от активной зоны, а вдоль оси реактора) органа управления, как показано в работе [93], возрастает приблизительно пропорционально  $d^2$ , где  $d$  — диаметр этого органа. Применение таких перемещаемых вдоль оси реактора частей отражателя существенно смягчает проблему защиты, однако увеличивает эффективную длину энергоустановки, грубо говоря, на длину перемещения этого органа.

Остальные варианты изображенного на рис. 5.3 метода компенсации избыточной реактивности с помощью так называемых поворотных компенсирующих цилиндров (КЦ) не имеют отмеченного выше недостатка, так как перемещение КЦ не приводит к изменению внешнего контура реактора, т. е. формы и размеров источника излучения, что важно для проектирования защиты. Конечно, перемещение КЦ, как и всякое изменение утечки нейтронов, также изменяет картину распределения энерговыделения в активной зоне, однако это изменение можно сделать сравнительно небольшим, увеличив число КЦ и обеспечив малое их перемещение в процессе кампании реактора.

В реакторах с составным отражателем возможно использование поворотных КЦ, состав которых повторяет состав слоев отражателя (см. рис. 5.3, позиция 2). В этом случае замена части замедляющего слоя отражателя незамедляющим путем поворота системы КЦ приводит к снижению реактивности вследствие ухудшения альbedo отражателя. Облицовка части дуги боковой поверхности незамедляющим сегмента КЦ поглотителем нейтронов увеличивает эффективность этого органа (см. рис. 5.3, позиция 3). Характеристики таких органов компенсации избыточной реактивности изучались экспериментально, например, в работах [92,

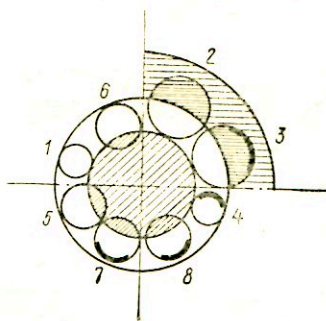


Рис. 5.3. Схема методов компенсации избыточной реактивности с помощью поворотных органов регулирования (2—8), размещаемых в отражателе

95]. В частности, показано, что введение в состав КЦ поглощающей нейтроны облицовки боковой поверхности наряду с повышением эффективности КЦ приводит к появлению «паразитной» отрицательной реактивности при положении КЦ, когда поглотитель максимально удален от активной зоны. Паразитная реактивность увеличивается по мере увеличения дуги облицовки, что в свою очередь приводит к наличию оптимума размера дуги облицовки боковой поверхности КЦ поглотителем нейтронов, обеспечивающего максимальную компенсационную способность КЦ при минимально возможной паразитной реактивности. Этот оптимум лежит в районе  $120^\circ$ .

В случае однослойного замедляющего отражателя поворотный КЦ может быть выполнен по схеме, изображенной на рис. 5.3 (позиция 4). Подобные КЦ рассматриваются в проектах реакторов ЯРД как с твердой активной зоной [117, 191], так и с жидкой или коллоидной активной зоной [123, 167, 173]. В этих реакторах материалом КЦ служит бериллий или окись бериллия, а поглотителем — соединение бора. Такого же типа КЦ использовались в первом термоэмиссионном реакторе-преобразователе «Топаз» [64, 69]. Подобная схема компенсации избыточной реактивности рассматривается и в мощных гидридциркониевых реакторах космических электроэнергетических установок [162], где КЦ из  $\text{BeO}$  облицован по части дуги боковой поверхности сплавом  $\text{Ta} + 10 \text{ W}$ .

Естественно, что при такой схеме компенсации избыточной реактивности также остаются проблемы оптимизации конструкции КЦ в отношении максимальной его эффективности при минимальной паразитной отрицательной реактивности. Масштаб влияния различных факторов на эффективность КЦ можно видеть из табл. 5.1, взятой из работы [191], где приведены результаты действия возмущений отдельных параметров на эффективность КЦ.

Из таблицы следует, что наиболее сильное влияние на эффективность КЦ оказывают угол дуги боковой поверхности, занимаемой поглотителем (посредством уменьшения паразитной отрицательной реактивности), число КЦ (вследствие уменьшения влияния интерфе-

ренции), диаметр КЦ и поверхностная плотность поглотителя нейтронов в поглощающей накладке КЦ.

Т а б л и ц а 5.1

Влияние возмущений различных характеристик КЦ на его эффективность [191]

Параметр	Поверхностная плотность поглотителя по $^{235}\text{U}$	Толщина накладки КЦ	Угол дуги поглощающего покрытия	Количество КЦ	Диаметр КЦ (одновременно толщина отражателя)	Доля пустоты в отражателе	Доля пустоты в активной зоне	Зазор между активной зоной и отражателем
Возмущение параметра	0,065 - 0,130 $\text{г/см}^2$	1,25 - 2,5 мм	180 - 120°	18 → 12	Увеличение на 10%			
Влияние возмущения на эффективность КЦ, %	+14	+8	+20	-20	+18	-9	0	-7

В реакторах космических электроэнергетических установок часто в силу сравнительно небольшой толщины однослойного отражателя не удается сделать абсолютную эффективность отдельного КЦ достаточно большой. Особенно это имеет место в высокотемпературных реакторах на быстрых нейтронах с незамедляющим отражателем. В этом случае рассматриваются такие схемы КЦ, которые включают в свой состав часть активной зоны, как это показано на рис. 5.3 (позиции 5, 6), а для дальнейшего повышения эффективности — еще и поглощающую нейтроны накладку (см. рис. 5.3, позиции 7, 8). Так, в работах [150, 166] рассматривается использование в компактном реакторе на быстрых нейтронах космической электроэнергетической установки тепловой мощностью 2 Мвт и с кампанией 50 000 ч КЦ, расположенных в отражателе из молибденового сплава. Шесть КЦ, содержащих твэлы (суммарно более четвертой части всех твэлов, входящих в реактор), часть отражателя и нейтронный поглотитель в виде пластины или сегмента из танталового сплава имеют суммарную эффективность около 8,5% в  $k_{\text{эфф}}$ .

Расчет эффективности поворотных органов компенсации избыточной реактивности чрезвычайно сложен, и зачастую для его выполнения допускаются различные упрощения, справедливость которых должна быть, естественно, проверена экспериментально. Проблемам и методам расчета эффективности КЦ посвящены, в частности, работы [86, 204, 224]. При оценке эффективности системы КЦ так же, как и при определении

эффективности системы дискретных поглотителей, необходимо учитывать эффекты интерференции [47, 92, 191].

На рис. 5.4 схематично показан еще один способ компенсации избыточной реактивности изменением утечки в данном случае вследствие раздвижения частей активной зоны. В работе [92] приведены результаты экспериментального изучения этого способа на модели уран-бериллиевого реактора на промежуточных нейтронах. Изменение реактивности от раздвижения сравнивалось с изменением реактивности при равномерном «разбавлении» активной зоны по  $U$  и  $Ve$  пустотой при неизменном диаметре и соответствующем увеличении высоты активной зоны. Последний эффект может быть оценен по методике, изложенной в § 4.2 данной книги. Оказалось, что значения этих эффективностей в первом приближении относятся между собой, как значения квадратов потоков быстрых нейтронов в центре активной зоны и его среднего значения по высоте. Это объясняется тем, что вклад в реактивность вылетающих через щель быстрых нейтронов, которые главным образом и определяют эффективность раздвижения, пропорционален произведению их потока на ценность. Более эффективным является раздвижение не только ак-

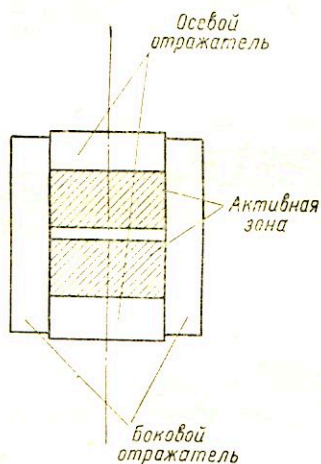


Рис. 5.4. Схема компенсации избыточной реактивности раздвижением активной зоны

тивности при равномерном «разбавлении» активной зоны по  $U$  и  $Ve$  пустотой при неизменном диаметре и соответствующем увеличении высоты активной зоны. Последний эффект может быть оценен по методике, изложенной в § 4.2 данной книги. Оказалось, что значения этих эффективностей в первом приближении относятся между собой, как значения квадратов потоков быстрых нейтронов в центре активной зоны и его среднего значения по высоте. Это объясняется тем, что вклад в реактивность вылетающих через щель быстрых нейтронов, которые главным образом и определяют эффективность раздвижения, пропорционален произведению их потока на ценность. Более эффективным является раздвижение не только ак-

тивной зоны, но активной зоны вместе с боковым отражателем, т. е. по всему сечению реактора, так как в этом случае нейтроны, вылетевшие из активной зоны, имеют большую вероятность покинуть реактор, не рассеявшись в отражателе.

Изменение плотности горючего в активной зоне как метод компенсации избыточной реактивности может быть применен в реакторах ЯРД с газофазной активной зоной. В реакторах ЯРД с жидкой или коллоидной активной зоной, где ядерное горючее удерживается в поле центробежных сил вихревого движения теплоносителя, компенсация избыточной реактивности может быть обеспечена изменением объема, занимаемого горючим (т. е. его количества). В обоих случаях мы также имеем дело с изменением утечки нейтронов из активной зоны.

## НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ СИСТЕМЫ ОТВОДА ТЕПЛА ИЗ РЕАКТОРА КОСМИЧЕСКОЙ ЯЭУ

### § 6.1. ОСОБЕННОСТИ ВЫБОРА ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ ПЕРВОГО КОНТУРА

Рассмотрим особенности выбора теплоносителя первого контура для космических реакторных электроэнергетических установок (ЯЭЭУ), не касаясь в данном случае выбора рабочего тела для ЯРД (кратко о принципах выбора последнего говорилось выше).

Специфика реакторов космических ЯЭУ — компактность, высокая энергонапряженность, высокий температурный потенциал — требует применения высокотемпературных высокоэффективных теплоносителей. При выборе того или иного типа теплоносителя для первого контура ЯЭУ обычно исходят из следующих основных соображений:

теплоноситель должен иметь хорошие ядерно-физические свойства, т. е. прежде всего малое сечение радиационного поглощения нейтронов реакторного спектра как исходя из требований физики реактора, так и требований радиационной защиты обитаемых отсеков космического корабля и электронной аппаратуры;

теплоноситель должен обладать хорошими теплофизическими свойствами (т. е. иметь по возможности более высокие коэффициенты объемной теплоемкости и теплопроводности), обеспечивающими интенсивный теплоотвод из активной зоны реактора и эффективную передачу тепла рабочему телу при использовании последнего в тех или иных преобразователях энергии, а также сброс остаточного (непреобразованного) тепла в космическое пространство;

теплоноситель должен иметь низкую коррозионную и эрозионную активности к материалам первого контура, в контакте с которыми он находится, а также к ядерному топливу, поскольку контакт с ним также воз-

можен в процессе эксплуатации при нарушении герметичности;

теплоноситель первого контура помимо высокой термической стойкости (низкого парциального давления пара при рабочих температурах для жидкого теплоносителя) должен обладать также и высокой радиационной стойкостью.

С учетом всех этих соображений выбор теплоносителя первого контура космических ЯЭУ ограничивается сравнительно небольшим количеством жидкометаллических и газовых теплоносителей. В силу ряда обстоятельств, главное из которых — требование лучших теплофизических свойств, в большинстве рассматриваемых проектов реакторных космических ЯЭУ при выборе теплоносителя первого контура предпочтение отдается жидким металлам. В связи с этим в настоящем параграфе рассмотрены главным образом жидкометаллические теплоносители — их особенности и свойства. Так как этим вопросам посвящено достаточно большое количество работ, здесь они будут освещены очень кратко; за более подробными сведениями читатель может обратиться к соответствующей литературе. Тем не менее возможны и такие схемы ЯЭУ, в которых используются газоохлаждаемые реакторы с газотурбинным циклом. Из газовых теплоносителей наилучшими теплофизическими свойствами обладают водород и гелий. Однако водород обладает высокой коррозионной активностью по отношению к большинству конструкционных материалов, и в случае его использования как теплоносителя в реакторе в контакте с водородом необходимо применять материалы типа карбидов.

В связи с этим водород рассматривается лишь в качестве рабочего тела в реакторах ЯРД, где его применение дает максимальный эффект из-за малой относительной молекулярной массы. В замкнутых газотурбинных схемах применение водорода не оправдано. В этом случае в качестве теплоносителей рассматриваются различные инертные газы — гелий, неон, аргон, криптон, ксенон либо их смеси. Наилучшими теплофизическими свойствами из этих газов обладает гелий (теплопроводность его при равных условиях на порядок выше, чем у аргона). Гелий к тому же обладает практически нулевым сечением захвата нейтронов, поэтому он яв-

ляется наилучшим из газовых теплоносителей в отношении отвода тепла от ядерного реактора. В то же время применение газов с высокими значениями относительной молекулярной массы и плотности оказывается более выгодным в отношении снижения размера турбин и компрессоров.

В связи с этим в ряде случаев более предпочтительно в газоохлаждаемых реакторных космических ЯЭУ с газотурбинным закрытым циклом использовать такие инертные газы, как неон, аргон, либо смеси гелия с ксеноном или криптоном. Смеси газов из-за присутствия Не имеют более высокие значения коэффициента теплоотдачи, чем тяжелые благородные газы.

Наиболее часто в проектах реакторных космических ЯЭУ рассматриваются жидкометаллические теплоносители. Их ценными качествами в применении к космическим ЯЭУ являются высокая температура кипения и хорошие теплофизические свойства, в частности высокие значения коэффициента теплопроводности. Следствие большой температуры кипения — возможность применения в жидкометаллических контурах низких давлений, значение которых определяется, по существу, лишь величиной гидравлического сопротивления контура. Низкое давление в корпусе реактора и контуре теплоносителя благотворно сказывается на массе установки в целом и на повышении ее надежности. Высокие значения коэффициента теплопроводности, в свою очередь, определяют высокие значения коэффициента теплоотдачи. Благодаря большой теплопроводности снижается термическое сопротивление вязкого ламинарного подслоя, которое в случае обычных (неметаллических) жидкостей вносит основную долю в полное термическое сопротивление между теплоотдающей (или тепловоспринимающей) стенкой и жидкостью.

Как известно, существенное значение при теплообмене твердого тела с жидкостью имеют явления, протекающие в гидродинамическом и тепловом пограничных слоях. Соотношение между толщинами этих слоев зависит от рода жидкости и определяется ее физическими свойствами, в основном соотношением между кинематической вязкостью и температуропроводностью, т. е. критерием Прандтля  $Pr = \nu/a$ . Жидкометаллические теплоносители характеризуются значениями  $Pr \ll 1$ , что



указывает на то, что молекулярный перенос тепла в этих теплоносителях более интенсивен, чем молярный перенос количества движения, а влияние молекулярной теплопроводности велико и в турбулентном ядре потока.

## § 6.2. ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ТЕПЛОНОСИТЕЛИ

В условиях отсутствия примесей в теплоносителе и на теплопередающей поверхности при наличии хорошей смачиваемости теплопередающей стенки теплоносителем конвективный теплообмен с жидким металлом определяется известной формулой Мартинелли—Лайона:

$$Nu = 7 + 0,025Pe^{0,8}, \quad (6.1)$$

где  $Nu = ad/\lambda$  — критерий Нуссельта;  $a$  — коэффициент теплоотдачи;  $d$  — гидравлический диаметр;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности;  $Pe = Pr \cdot Re$  — критерий Пекле;  $Re = \omega/d\nu$  — критерий Рейнольдса;  $\omega$  — скорость теплоносителя;  $\nu$  — кинематическая вязкость.

На практике даже в случае незначительных загрязнений поверхности теплообмена, например, продуктами коррозии или несмачиваемости этой поверхности теплоносителем на границе раздела поверхность — жидкость могут возникать относительно высокие термические сопротивления. Поэтому в литературе часто можно встретить другие формулы, определяющие теплоотдачу к жидкому металлу, отличающиеся от выражения (6.1) учетом явления ухудшения теплообмена из-за появления контактного термического сопротивления [39, 60, 74].

Следовательно, лучшей теплоотдачей обладают жидкометаллические теплоносители с меньшей коррозионной активностью по отношению к конструкционным материалам и лучшей смачиваемостью поверхности.

По этим, а также некоторым другим соображениям, немаловажным для космических энергоустановок (малая плотность, относительно высокое значение объемной теплоемкости), наибольшее внимание среди жидкометаллических теплоносителей привлекают щелочные металлы, и в первую очередь литий и натрий.

В табл. 6.1 приведены некоторые физические свойства этих теплоносителей. Там же даны свойства близкого к эвтектическому сплава натрия и калия (22%

Таблица 6.1

Физические свойства основных жидкометаллических теплоносителей первых контуров космических ЯЭУ

Физический параметр	Li	Na	Сплав Na (22%)+K(78%)
Температура плавления, °С	179	97,8	-11
Температура кипения при 760 мм рт. ст., °С	1317	883	784
Плотность, г/см <sup>3</sup> , при:			
<i>t</i> =200 °С	0,507	0,904	0,823
400 °С	0,490	0,859	0,775
600 °С	0,474	0,809	0,727
800 °С	0,457	0,757	0,691
Теплоемкость, ккал/(кг·°С), при:			
<i>t</i> =200 °С	1,0	0,32	0,217
400 °С	1,0	0,306	0,210
600 °С	1,0	0,299	0,209
800 °С	1,0	0,303	0,213
Теплопроводность, ккал/(м·ч·°С), при:			
<i>t</i> =200 °С	28 (39,6)	70 (70,1)	21,6 (21,2)
400 °С	32,5 (40,5)	61,2 (59,1)	22,9 (22,5)
600 °С	— (41,3)	53,6 (52,1)	— (22,3)
800 °С	— (42,1)	46,8 —	— (21,6)

Примечание. Приведенные в таблице значения взяты из работы [39]; в скобках даны значения теплопроводности, опубликованные в работе [89].

Na и 78% K). Последний привлекателен из-за низкой температуры плавления. Для космических ЯЭУ в ряде случаев применение теплоносителя с низкой температурой замерзания настолько упрощает требования к конструкции системы охлаждения, что, несмотря на значительно худшие теплофизические свойства и более низкие коэффициенты теплоотдачи, предпочтение отдается теплоносителям с более низкой температурой замерзания. Так, в работе [212] рассматривается даже возможность применения в ЯЭУ космической орби-

тальной станции длительного существования вместо натрий-калиевого сплава тройного сплава Na—K—Cs с температурой плавления  $-43^{\circ}\text{C}$ . Хотя данных по физическим свойствам этого сплава нет, однако можно сказать, что в теплофизическом отношении он существенно хуже даже сплава Na—K, поскольку теплоемкость цезия в 3—4 раза, а теплопроводность в 1,5—2 раза хуже, чем те же свойства у сплава Na—K.

Следует упомянуть, что цезий находит также применение в термоэмиссионных ядерных реакторах-преобразователях, правда, не как теплоноситель первого контура, а как рабочее тело (в парообразном состоянии при очень низком давлении) в межэлектродных зазорах термоэмиссионных преобразователей.

Как указано ниже, во вторых контурах космических ЯЭУ при использовании для преобразования энергии цикла Ренкина рассматривается применение других жидких металлов (калия, ртути) в качестве рабочих тел. При необходимости данные по физическим свойствам этих металлов могут быть найдены в соответствующих справочниках (см., например, [39]).

Как видно из табл. 6.1, литий имеет теплоемкость, в несколько раз более высокую, чем у Na и тем более у Na—K. Это означает, что при одинаковой тепловой мощности реактора применение литиевого теплоносителя позволяет существенно сократить проходное сечение активной зоны реактора по теплоносителю и, следовательно, заметным образом уменьшить габариты и вес реактора и ЯЭУ в целом. Кроме того, энергозатраты на перекачку лития также существенно ниже соответствующих затрат для Na и Na—K. Немаловажным преимуществом литиевого теплоносителя является его малая плотность (это самый легкий металл) и наиболее широкий из всех жидкометаллических теплоносителей температурный интервал жидкого состояния, что приводит к возможности иметь более низкое давление в первом контуре, выбирая его, как правило, лишь из соображений уменьшения гидравлических потерь, а не из соображений исключения закипания теплоносителя.

В то же время литий вследствие наличия в природной смеси изотопа  ${}^6\text{Li}$  имеет высокое значение сечения поглощения тепловых нейтронов ( $\sigma_a^T = 70$  барн). Поэтому, как правило, при использовании лития в каче-

стве теплоносителя в космических ЯЭУ ориентируются на применение изотопа  ${}^7\text{Li}$ , который обладает незначительным сечением поглощения нейтронов. Основные трудности, связанные с применением лития в качестве теплоносителя космических ЯЭУ, — его относительно высокая температура плавления и более высокая по сравнению с Na и Na—K коррозионная активность по отношению к конструкционным материалам. Коррозионная активность лития существенно возрастает при наличии в нем неметаллических примесей, например кислорода и особенно азота. Примесь кислорода увеличивает также коррозионную активность и других жидкометаллических теплоносителей Na и Na—K, о чем несколько подробнее будет сказано в следующем параграфе.

Здесь же отметим, что это обстоятельство, как уже указывалось ранее, отрицательно сказывается и на процессах теплообмена. В связи с этим обычно предусматриваются специальные меры по подготовке жидкометаллического теплоносителя и контуров ЯЭУ к заполнению теплоносителем, а также по поддержанию теплоносителя в чистом состоянии путем очистки (постоянной или периодической) его от неметаллических примесей. Для этой цели применяются физические и химические методы очистки [74] — так называемые «холодные» и «горячие» ловушки примесей. В первом случае используется малая растворимость примесей в жидкометаллическом теплоносителе при низкой температуре, во втором случае — связывание примесей геттерами (Zr, Ti, Y), труднорастворимыми в этом теплоносителе. Возможно также использование легкорастворимых в теплоносителе геттеров (Mg и Li в Na, Ca в Li и др.) с последующим улавливанием продуктов реакции в холодных ловушках.

### **§ 6.3. ОСОБЕННОСТИ ВЫБОРА КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ РЕАКТОРОВ КОСМИЧЕСКИХ ЯЭУ**

Специфика реакторов космических ЯЭУ определяет и выбор конструкционных материалов. Эти реакторы, работающие, как правило, в условиях высоких температур, больших градиентов температур, значительных механических и термомеханических нагрузок, должны

выдерживать также существенные ударные и вибрационные нагрузки, имеющие место во время запуска ракеты-носителя, и воздействие сверхвысокого вакуума космического пространства. Все эти обстоятельства предъявляют к материалам реакторов космических ЯЭУ более высокие требования по сравнению с материалами реакторов наземных энергоустановок.

Конструкционные материалы реакторов космических ЯЭУ должны обладать наряду с хорошими ядерно-физическими и теплофизическими свойствами необходимым комплексом механических свойств — высокой жаропрочностью, низкой температурой перехода из хрупкого в пластичное состояние, высокой коррозионной и эрозийной стойкостью в теплоносителе, хорошей совместимостью с делящимся материалом и материалами замедлителя и отражателя, высокой радиационной стойкостью. Кроме того, эти материалы, естественно, должны иметь достаточно хорошие технологические свойства.

Весь комплекс перечисленных выше требований к конструкционным материалам реакторов космических ЯЭУ практически во всех случаях исключает из рассмотрения такие традиционные материалы ядерного реакторостроения, как Al, Mg, Zr, в силу своих хороших ядерно-физических свойств широко используемых в стационарных реакторах.

В данном случае приходится идти на некоторое ухудшение баланса нейтронов и применять в конструкции реакторов этого назначения жаропрочные стали, тугоплавкие металлы (Mo, Nb, W), высокотемпературные сплавы и соединения. Значительные количества таких конструкционных материалов в активной зоне приводят к тому, что они оказывают заметное влияние на физические характеристики реактора, в том числе на формирование энергетического спектра нейтронов из-за поглощения нейтронов, а также вследствие неупругого (в меньшей степени — упругого) замедления на ядрах этих материалов, особенно в случае реакторов без специального замедлителя в активной зоне. В некоторых случаях в целях улучшения физических характеристик реактора рассматривается применение конструкционных материалов, содержащих только изотопы, сравнительно слабо поглощающие нейтроны. Так, в термоэмиссион-

ных реакторах-преобразователях одним из наиболее перспективных эмиттеров является вольфрам. В этом случае, особенно для реакторов с тепловым спектром нейтронов, значительный эффект может дать использование изотопа  $^{184}\text{W}$ .

Комплекс теплофизических свойств конструкционных материалов в значительной степени определяет значение механических и термомеханических напряжений в отдельных элементах и узлах реактора как при стационарных, так и при переходных режимах его работы. Наиболее важные с этой точки зрения свойства — теплопроводность, теплоемкость и термическое расширение. Теплофизические свойства различных конструкционных материалов, интересных для применения в реакторах космических ЯЭУ, могут быть найдены в различных справочниках и монографиях (см., например, [13, 32, 46]). Классические методы расчета элементов и узлов конструкции на прочность применимы при расчете ядерных реакторов любого назначения. **Некоторые особенности расчета, связанные с поведением материалов в условиях облучения, подробно рассматриваются в специальных монографиях (см., например, [41]).**

При выборе конструкционных материалов важно учесть особенности их поведения в условиях коррозионно-эрозионного воздействия теплоносителя и реакторного облучения.

В большинстве случаев в реакторных космических ЯЭУ предлагается использование в качестве теплоносителей жидких металлов. Рассмотрим вкратце природу взаимодействия твердых и жидких металлов, ибо она в значительной степени определяет выбор конструкционных материалов реактора и первого контура. Надо сказать, что природа этого взаимодействия достаточно сложна и не все ее стороны полностью ясны. Коррозия конструкционных материалов в жидкометаллическом теплоносителе по своему механизму принципиально отличается от процессов электрохимической и химической коррозии, которые имеют место в водном и газовых теплоносителях. Основную роль в этом случае играют взаимная растворимость металлов и образование интерметаллических соединений. Однако вследствие наличия неметаллических примесей в контактирующих металлах или в случае использования неметаллических

конструкционных материалов, имеют место и химические процессы, ведущие к образованию химических соединений, а также к межкристаллитной коррозии.

Возможность термодинамического обмена неметаллическими примесями (даже в случае их ничтожных количеств) между жидкометаллическим теплоносителем и конструкционными материалами может привести к существенному возрастанию растворимости или скорости растворения конструкционных материалов из-за каталитического действия этих примесей вследствие, например, такого рода химических реакций:



Следует заметить, что если жидкий металл образует более стабильные окислы, чем конструкционный металл, то существенное значение для коррозии последнего имеет содержание и активность в нем кислорода. Например, коррозия ниобия в жидком литии в значительной степени определяется наличием в ниобии кислорода. В этом случае литий может отбирать кислород у окислов ниобия, внедряться в ниобий по границам зерен и в конечном счете проникнуть сквозь ниобиевую стенку. Скорость такого проникновения будет зависеть при прочих равных условиях от содержания кислорода в ниобии [46]. Заметим, что химическая активность кислорода в этом случае может быть существенно снижена путем небольших добавок Zr (до 1%) в Nb вследствие образования устойчивого окисла  $\text{Zr}_2\text{O}_3$ , что и обуславливает применение такого рода сплавов в контакте с жидким литием [150].

Поскольку в реальных системах неизбежно имеет место нарушение термодинамического равновесия из-за разности температур, различия в составе отдельных конструкционных узлов и элементов растворение конструкционных материалов в жидкометаллическом теплоносителе может резко увеличиваться в результате переноса растворенных масс из одной части системы в другую, что может привести, с одной стороны, к заметным коррозионным повреждениям даже при малых растворимостях, а с другой стороны, к нарушению условий гидродинамики и теплообмена вследствие отложений перенесенных масс. Важно иметь в виду, что перенос масс возможен даже в изотермических усло-

виях при наличии в системе разнородных конструкционных материалов, компоненты которых способны взаимодействовать друг с другом с образованием твердых растворов или интерметаллидов. Градиент температур, присущий всякой энергетической установке, усугубляет это явление и накладывает на него еще процесс переноса масс, обусловленный температурной зависимостью растворимости. Таким образом, возможность применения разнородных конструкционных материалов, определение режимов работы отдельных узлов в системах с жидкометаллическим теплоносителем в каждом конкретном случае требуют специальных исследований.

Смягчение коррозионных явлений в жидкометаллических системах достигается, с одной стороны, очисткой теплоносителя от неметаллических примесей в холодных и горячих ловушках, а с другой — использованием чистых (свободных от неметаллических примесей) конструкционных материалов, слабо растворимых в теплоносителе, либо конструкционных материалов, легированных элементами, которые усиливают межатомные связи в твердом растворе. Коррозионная стойкость конструкционных материалов может быть повышена также с помощью покрытий этих металлов диффузионно сцепленными с подложкой тонкими слоями других металлов, обладающих малой растворимостью в теплоносителе, либо их соединений (карбидов, нитридов и т. п.), что обеспечивает диффузионный барьер для растворяющихся элементов [32].

В конструкционных материалах под действием облучения (и особенно под действием облучения быстрыми нейтронами) возможны изменения структуры решетки и как следствие этого — изменения физических и механических свойств, что следует иметь в виду при выборе конструкционных материалов для реакторов конкретных энергетических установок с учетом условий их работы.

К такого рода изменениям структуры приводят в основном два процесса: образование примесных атомов — продуктов реакции взаимодействия нейтронов с элементами, входящими в состав конструкционного материала, и образование точечных дефектов Френкеля — вакансий и межузельных атомов. Образование



точечных дефектов Френкеля имеет каскадный характер — если нейтрон обладает энергией, существенно превышающей критическую энергию, необходимую для смещения атома из узла решетки (значение критической энергии для этого процесса примерно равно  $25 \text{ эВ}$ ), смещенный атом в свою очередь может вызвать смещение другого атома и т. д. до тех пор, пока энергия очередного атома смещения не станет ниже критической.

Следует иметь в виду, что вакансии в значительной степени определяют диффузию в металлах. В соответствии с вакансионным механизмом диффузии последняя осуществляется в металлах в основном путем обмена местами атомов с вакансиями. Увеличение числа точечных дефектов под действием облучения интенсифицирует диффузионные процессы.

При облучении конструкционных материалов в области температур порядка  $0,25 < T_{\text{обл.}}/T_{\text{пл.}} < 0,55$  точечные дефекты обладают подвижностью и могут в процессе своего перемещения либо аннигилировать, либо образовывать более сложные дефекты — вакансионные поры (трехмерные образования из вакансий) и дислокационные петли (двумерные скопления межузельных атомов) [31, 32, 75].

Следствием образования и роста вакансионных пор является макроскопическое распухание металлов, изменение линейных размеров и плотности изделий из них, изменение физических и механических характеристик.

На радиационное распухание влияют многочисленные факторы: наличие легирующих компонентов, структура материала, его обработка и т. д. Так, образование вакансионных пор в чистых металлах происходит при гораздо меньших флюенсах нейтронов по сравнению со сплавами. Распухание может быть снижено введением большого количества внутренних стоков для точечных дефектов, что может быть достигнуто уменьшением размеров зерна, либо введением в конструкционный материал (или образованием в процессе термообработки) мелкодисперсных частиц.

Как правило, полный объем, занимаемый порами, степенным образом зависит от флюенса быстрых нейтронов. Однако замечено, что образование и развитие

радиационной пористости в важном (в отношении применения в высокотемпературных реакторах) классе конструкционных материалов — ОЦК-металлах (металлы с объемно-центрированной кубической решеткой) типа Nb, Mo и W — имеет ряд особенностей. Главная из этих особенностей — образование ОЦК-сверхрешетки пор в кристаллической решетке матрицы. Важнейшим следствием этого является стабилизация распухания на уровне, определяемом выражением  $\Delta V/V = (8\pi/3) \times (r/a)^3$ , где  $a$  — параметр решетки пор, а  $r$  — радиус поры [75].

Одно из вредных последствий нейтронного облучения — снижение пластичности конструкционных материалов, в частности сталей, из-за явления так называемого высокотемпературного охрупчивания, что иногда связывают с накоплением трансмутационных атомов вследствие реакций типа  $(n, \alpha)$  и  $(n, p)$  [9].

#### § 6.4. ТЕПЛОВЫЕ ТРУБЫ

Развитие космической техники потребовало разработки и создания чрезвычайно надежных высокоэффективных устройств для передачи тепла, обладающих к тому же максимальной компактностью и способностью работать в особых условиях, отличных от земных, в частности в условиях невесомости, опасности соударения с метеоритами, больших градиентов температур и т. д. Особенно остро эта проблема встала в связи с ростом энергопотребностей на борту космических объектов и разработкой ядерных источников энергии. Отвод тепла от ядерного реактора, перенос его к рабочему телу или к элементам прямого преобразования энергии, сброс непресобработанного тепла в космическое пространство — на всех этих этапах необходимость в эффективных и надежно работающих в течение длительного времени устройствах для передачи тепла очевидна. Эффективное решение этих вопросов зачастую определяет возможность создания космической ЯЭУ и эффективность ее использования на конкретном космическом объекте. Наряду с традиционными конвективными теплообменными устройствами в космических ЯЭУ для передачи тепла широко рассматривается возможность применения тепловых труб [24, 161, 179, 222, 226].

Тепловая труба представляет собой такое теплопередающее устройство, в котором перенос тепла осуществляется посредством скрытой теплоты парообразования испаряющегося и конденсирующегося рабочего тела, а замкнутая циркуляция теплоносителя поддерживается капиллярными силами. На рис. 6.1 показана

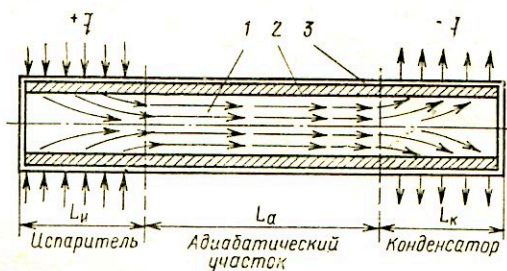


Рис. 6.1. Принципиальная схема тепловой трубы:  
1 — паровая камера; 2 — система капиллярных каналов—  
фитиль; 3 — оболочка

принципиальная схема тепловой трубы, из которой ясен принцип ее работы. Тепло в тепловой трубе подводится в испарительной зоне, а отводится в зоне конденсации. Между этими зонами расположена транспортная (адиабатная) зона. Вследствие перепада давления, возникающего между зонами испарения и конденсации, происходит движение пара рабочего тела к месту отвода тепла. Сконденсировавшаяся рабочая жидкость под действием капиллярных сил поступает снова в зону испарения.

Таким образом образуется парожидкостной контур, где роль своеобразного насоса играет капиллярное устройство — фитиль. Совершенно очевидно, что такое устройство может работать и в условиях отсутствия гравитационных сил.

Количество тепла, переносимого вдоль тепловой трубы, очевидно, определяется массовой скоростью движения пара и значением скрытой теплоты испарения. Для жидкостей, находящихся вдали от критической точки, скрытая теплота испарения обычно достаточно велика. В связи с этим по тепловой трубе могут быть переданы большие количества тепла при незначительных перепадах давления пара и, следовательно, малых

перепадах температуры вдоль трубы, т. е. практически в изотермических условиях [24].

Из описанного принципа работы тепловых труб видно, что теплообменные устройства, построенные на их основе, имеют ряд преимуществ перед конвекционными теплообменниками. Они не содержат движущихся частей (отсутствует насос), не требуют подвода извне мощности на перекачку рабочего тела от испарителя к конденсатору, обладают более высокой (в десятки тысяч раз) по сравнению с металлами эффективной теплопроводностью. Холодильник-излучатель, составленный из таких тепловых труб, очевидно, будет обладать повышенной надежностью по отношению к ударам метеоритов: выход из строя одной трубы не приведет в аварийное состояние весь холодильник. Кроме того, более равномерное распределение температур на излучающих поверхностях таких холодильников позволяет, вообще говоря, несколько уменьшить их размеры и массу по сравнению с жидкостными холодильниками-излучателями. Тепловые трубы могут быть использованы и в первых контурах космических ЯЭЭУ. Например, с помощью тепловых труб, пронизывающих активную зону ядерного реактора, тепловую энергию можно передать термоэмиссионным или термоэлектрическим преобразователям энергии, расположенным вне реактора [107, 158, 182]. Таким образом, имеется принципиальная возможность осуществить передачу тепла во всех элементах космической ЯЭЭУ исключительно с помощью тепловых труб [193, 228].

Поскольку процессы испарения и конденсации в тепловой трубе пространственно разделены, она может быть использована в качестве своеобразного теплового трансформатора. С помощью тепловых труб может быть организовано терморегулирование в различных космических системах [161, 222]. Терморегулирование может осуществляться как введением неконденсирующихся газов в конденсаторной части тепловой трубы, так и посредством применения в одной трубе двух различных рабочих тел. Термостабилизация может быть также осуществлена с помощью радиаторов из гибких тепловых труб, которые в исходном положении свертываются в спираль, распрямляющуюся по мере увеличения количества поступающего тепла, что вызывает увели-

чение эффективной длины трубы и теплосброса в космическое пространство [222].

Применение в тепловых трубах различных рабочих тел позволяет использовать эти теплопередающие устройства в широком интервале температур — от криогенных до температур выше  $2000^{\circ}\text{C}$ .

Рабочие жидкости, применяемые в тепловых трубах, должны удовлетворять следующим требованиям: иметь высокую скрытую теплоту испарения, чтобы обеспечить максимальный теплоперенос при минимальном расходе жидкости; обладать высоким значением коэффициента теплопроводности, чтобы обеспечить малый перепад температуры в радиальном направлении; иметь низкую вязкость, чтобы снизить до минимума сопротивление трения при движении жидкости и пара; обладать значительной силой поверхностного натяжения, чтобы обеспечить хорошее смачивание фитиля и, следовательно, максимально возможную производительность капиллярного насоса; обладать минимально возможной коррозионной активностью по отношению к материалам фитиля и оболочки тепловой трубы, т. е. иметь низкие значения растворимости этих материалов при рабочих температурах, чтобы обеспечить возможность длительной работы тепловой трубы.

Из указанных требований к рабочему телу тепловой трубы следуют также и ограничения на рабочий режим этого теплопередающего устройства и требования к материалам фитиля и оболочки. Например, очевидно, что эксплуатационные параметры рабочего тела в тепловых трубах должны быть значительно ниже его критических параметров, так как в случае приближения к критической точке сила поверхностного натяжения и скрытая теплота парообразования падают до нуля. В качестве материалов фитиля и оболочки тепловых труб, предполагаемых для использования в космических ЯЭЭУ, как правило, рассматриваются тугоплавкие металлы типа W, Mo, Ta, Nb, которые имеют минимальную растворимость в жидких металлах, являющихся наилучшими рабочими телами в этих условиях. Чрезвычайно важна чистота теплоносителя и конструкции тепловой трубы (см. § 6.1 и 6.2).

В табл. 6.2 приведены физические свойства некоторых рабочих тел, наиболее широко рассматриваемых для

применения в тепловых трубах, при температуре, близкой к оптимальной в условиях эксплуатации.

Таблица 6.2

**Физические свойства рабочих тел, используемых в тепловых трубах [222]**

Параметр	H <sub>2</sub> O	Hg	Na	Cs	Li	Tl	Pb	Ag
$T, ^\circ\text{K}$	373	629	1123	1123	1900	1900	1900	2450
Жидкость:								
$\eta_{\text{ж}}, 10^{-3} \text{ пз}$	2,7	8	1,8	2,25	2	5,7	8	4,35
$\rho_{\text{ж}}, \text{г/см}^3$	1	12,8	0,745	1,5	0,39	10,3	9,0	8,12
$\lambda_{\text{ж}}, \text{вт/(см}\cdot\text{сек)}$	—	0,126	0,28	0,18	0,38	0,24	0,14	—
Пар:								
$\eta_{\text{п}}, 10^{-3} \text{ пз}$	0,12	0,625	0,22	0,25	0,21	1,4	0,96	0,82
$\rho_{\text{п}}, 10^{-3} \text{ г/см}^3$	0,6	1,2	0,2	0,85	0,35	4	0,7	0,55
$\sigma, \text{дин/см}$	59	394	120	37,5	2,7	280	383	426,3
$L, \text{дж/г}$	2257	291,3	3800	500	18400	815	880	2324
$r_{\text{п}}, \text{мм рт. ст.}$	760	760	550	400	3900	2300	380	740

На рис. 6.2 показаны тепловые потоки, которые в принципе могут быть переданы с помощью тепловых труб с использованием различных рабочих тел, в зависимости от температуры последних. Кружками на каждой кривой обозначены температуры, соответствующие температуре кипения при атмосферном давлении. Фактически тепловые потоки, передаваемые тепловыми трубами, ниже значений, показанных на рис. 6.2. На значения тепловых потоков накладывает ограничения еще ряд обстоятельств кроме указанных выше при перечислении требований к рабочему телу тепловой трубы (см., например, [25, 54]). К таким ограничениям относятся: предельная скорость пара на входе в конденсационную зону, определяемая скоростью звука; унос рабочей жидкости с поверхности фитиля вследствие трения о пар; максимальные (критические) тепловые нагрузки при испарении; коррозия материала испарителя, поскольку при растворимости его в рабочем теле, равной  $\mu$ , коррозия пропорциональна  $\mu Q t / L$ , где  $Q$  — тепловой поток в испарителе,  $L$  — скрытая теплота испарения и  $t$  — общее время работы тепловой трубы; механические напряжения в оболочке тепловой трубы, так как изменение рабочей температуры вызывает изменение давления пара рабо-

чей жидкости, которое и определяет эти напряжения. Работоспособность тепловой трубы определяется, таким образом, кроме всего прочего, еще и длительной прочностью материала оболочки при рабочих условиях. Давление паров рабочей жидкости в описанных в литературе тепловых трубах составляет от 0,3 до 10 кгс/см<sup>2</sup>.

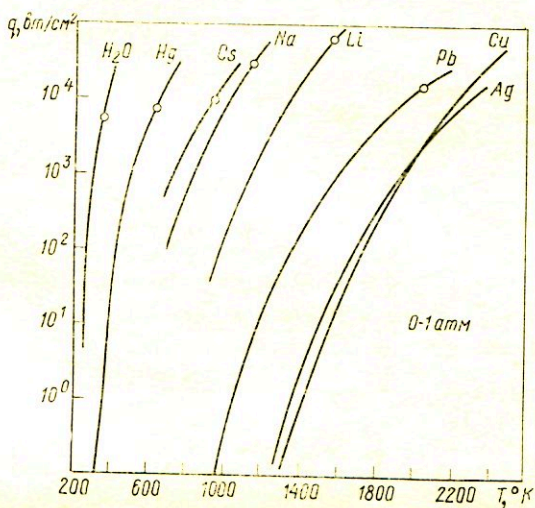


Рис. 6.2. Зависимости плотностей потоков тепла  $q$ , которые могут быть переданы в тепловых трубах различными жидкостями, от температуры  $T$  [222]

Осевые потоки тепла, передаваемые тепловыми трубами с литием в качестве рабочего тела в течение достаточно длительного времени, достигали значений порядка 15 кВт/см<sup>2</sup> [139].

Радиальные тепловые потоки в испарительной и конденсационной зонах тепловых труб определяются также, кроме значений критических тепловых потоков, допустимых с точки зрения термических напряжений, перепадом температуры между горячим или холодным источником и рабочей жидкостью. Для тепловых труб типа РЬ—Мо, Li—Мо и т. п. по оценкам работы [222] допустимые плотности радиальных потоков составляют значения порядка 200—250  $\text{Вт/см}^2$ .

В настоящее время известно много различных конструкций типов тепловых труб. Они могут быть классифицированы следующим образом [161]:

1) *фитильные* тепловые трубы постоянного или переменного теплового сопротивления;

2) *термосифоны* со смоченной внутренней стенкой или с частично пористым покрытием с постоянным или переменным термическим сопротивлением;

3) *вращающиеся* тепловые трубы с движением жидкости под действием центробежных сил;

4) другие типы тепловых труб, отличающиеся по способу перекачки жидкости, например с помощью магнитного насоса, с использованием электрических, сверхзвуковых и других полей.

Форма тепловых труб также может быть весьма разнообразной. В некоторых случаях собственно тепловыми трубами называют теплопередающие устройства цилиндрической формы, устройства же другой формы называют тепловыми камерами. Однако принцип действия всех этих устройств один и тот же.



**МЕТОДЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ  
РЕАКТОРА В КОСМИЧЕСКИХ ЯЭЭУ****§ 7.1. МАШИННЫЕ СХЕМЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ.  
ЦИКЛЫ РЕНКИНА И БРАЙТОНА**

На всех АЭС, работающих в наземных условиях, несмотря на большое разнообразие типов реакторов и схем теплоотвода, в настоящее время осуществляется одна и та же схема преобразования тепловой энергии в электрическую — через паротурбинный цикл. Во всех случаях либо в реакторе, либо в теплообменнике генерируется водяной пар (насыщенный или перегретый), который направляется на турбину, приводящую в движение электрогенератор. В последнее время для некоторых специальных случаев и в связи с разработкой высокотемпературных реакторов стала обсуждаться возможность применения газотурбинных циклов преобразования энергии. Однако для наземных АЭС это направление сдерживается не только недостаточной отработанностью высокотемпературных реакторов, но и отсутствием сегодня достаточно мощных (несколько сот тысяч киловатт) газотурбинных установок, рассчитанных на длительный (20—30 лет) срок эксплуатации, типичный для наземных электростанций.

Естественно, что внимание конструкторов космических электроэнергетических установок также привлекают эти две возможности машинного преобразования энергии с использованием циклов Ренкина (паротурбинный цикл) и Брайтона (газотурбинный цикл) с учетом существенно более низких мощностей и ресурсов по сравнению с земными АЭС.

Конечно, машинное оборудование космических электроэнергетических установок должно существенно отличаться от оборудования, обычно применяемого в земных условиях. Основные специфические факторы, определяющие эти отличия: отсутствие атмосферы, что вле-

чет за собой сброс непреобразованной тепловой энергии только излучением, а не конвекцией, как в случае наземных энергоустановок; отсутствие гравитационных сил, что обуславливает особый подход к задачам гидромеханики и к вопросам теплообмена в испарителях и конденсаторах в случае использования цикла Ренкина.

Первая из отмеченных особенностей в сочетании с основным требованием минимума массы космической энергоустановки приводит при проектировании последней к тенденции поиска оптимума по массе установки в целом, как правило, за счет отхода от оптимума по коэффициенту полезного действия. В этом состоит отличие космических ЯЭУ от наземных электростанций, где в целях приближения к циклу Карно, как правило, идут на усложнение циклов преобразования. Это достигается введением промежуточных перегревов пара и регенеративных подогревов жидкости в случае цикла Ренкина, осуществлением циклов Брайтона с регенерацией тепла и одно- или многоступенчатым охлаждением газа в процессе его сжатия. В космических энергоустановках критерием совершенства теплового цикла кроме термического КПД, определяемого полезной работой на выходе, приходящейся на единицу подведенного тепла, служит также полезная работа на выходе энергоустановки, отнесенная к единице площади холодильника-излучателя. Очевидно, что эти критерии накладывают совершенно различные ограничения на рабочие характеристики цикла, и на практике следует находить оптимум с учетом обоих критериев [196].

В отсутствие сил тяжести или эквивалентных им инерционных сил поведение жидкости, ограниченной целиком или частично свободной поверхностью, определяется исключительно межмолекулярными взаимодействиями, подобными когезии, адгезии и гравитационному притяжению. Тепло в этих условиях может передаваться только с помощью механизма теплопроводности, естественная конвекция отсутствует. Естественно, что обеспечение надежной работы парогенераторов и конденсаторов пара необходимо искать в организации передачи тепла путем вынужденной конвекции. В условиях невесомости практически исчезает разница между пленочным и пузырьковым кипением. Внутри жидкости могут генерироваться и находиться пузырьки пара, ко-

торые при больших температурных градиентах могут существенно изменять механизм теплопередачи [52].

На рис. 7.1 показана простейшая технологическая схема космической ЯЭУ, работающей по циклу Ренкина, и  $TS$ -диаграмма этого цикла. Для простоты  $TS$ -диаграмма также представлена в идеализованном виде, без учета потерь давления и энтропии рабочим телом.

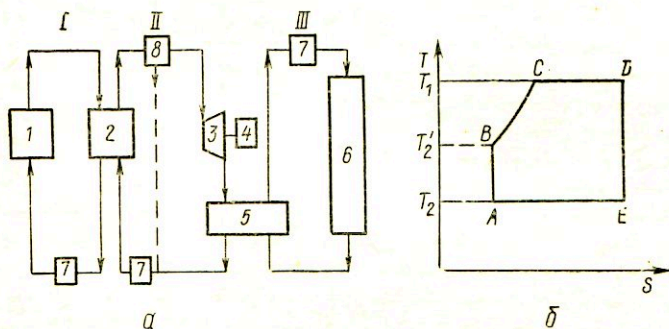


Рис. 7.1. Технологическая схема ЯЭУ, работающей по циклу Ренкина (а):

1 — реактор; 2 — теплообменник-испаритель; 3 — турбина; 4 — электрогенератор; 5 — теплообменник-конденсатор; 6 — холодильник-излучатель; 7 — насосы; 8 — сепаратор (например, циклонного типа); I — контур отвода тепла от ядерного реактора; II — контур рабочего тела; III — контур сброса непреобразованного тепла

$TS$ -диаграмма этого цикла (б):

$AB$  — сжатие жидкости (изэнтропическое);  $BC$  — нагрев жидкости при постоянном давлении;  $CD$  — испарение жидкости при постоянных давлении и температуре (насыщенный пар);  $DE$  — расширение пара в турбине;  $EA$  — конденсация пара в конденсаторе

Такая схема рассматривалась в США [194] для космического применения в электроэнергетических установках электрической мощностью от нескольких сот киловатт до нескольких мегаватт. В первом контуре этих ЯЭЭУ предполагалось применение литиевого теплоносителя с температурой на выходе из реактора  $1230^{\circ}\text{C}$ . В качестве рабочего тела рассматривался калий, пар которого после срабатывания части теплоперепада в турбине конденсировался в теплообменнике-конденсаторе, охлаждаемом радиаторной жидкостью, в качестве которой использовался эвтектический сплав натрия с калием, отдающий непреобразованное в цикле

Ренкина тепло в космическое пространство через холодильник-излучатель.

В установках, работающих по циклу Ренкина, можно использовать и другие металлы. Например, в установке SNAP-8D, прошедшей наземные испытания в США, применялась ртуть. Использование металлических рабочих тел в космических ЯЭУ, работающих по циклу Ренкина, позволяет при сравнительно низких давлениях обеспечить высокий температурный уровень, что, в свою очередь, дает возможность получить в конечном счете относительно малые размеры холодильников-излучателей. Однако в связи с эрозионным и коррозионным воздействием металлических паров на элементы конструкции энергоустановок, главным образом турбинного узла, для космических установок в качестве рабочего тела цикла Ренкина иногда рассматриваются также органические жидкости, например даутерм-А (смесь 26,5% дифинила и 73,5% окиси дифинила) [10] или тиофен ( $C_4H_4S$  — жидкость с относительной молекулярной массой 84 и точкой замерзания  $-40^\circ C$ ) [103].

Естественно, что возможны различные модификации технологических схем по сравнению с приведенной на рис. 7.1. Так, возможно исключение специального контура радиаторной жидкости и соединение ее функций с функциями теплоносителя первого контура (рис. 7.2). В принципе можно исключить специальный теплообменник-холодильник и передать его функции холодильнику-излучателю. В некоторых случаях, например при использовании реактора ЯРД в качестве горячего источника для космической АЭС [103, 104] можно представить себе схему, в которой отсутствует специальный теплоноситель первого контура, а тепло с реактора снимается тем же газообразным рабочим телом.

Каждая из указанных выше возможностей обладает, естественно, и положительными, и отрицательными качествами, поэтому выбор того или иного варианта реализации цикла Ренкина в космической ЯЭУ требует специального тщательного рассмотрения с учетом конкретных условий (тип космического объекта, его назначение, режим работы и т. п.), что не входит в рамки этой книги.

Высокие рабочие температуры теплоносителя, которые можно получить на выходе из реактора, позволяют

рассматривать в качестве эффективной схемы преобразования энергии на борту космических аппаратов энергетические системы, работающие по замкнутому циклу Брайтона, в которых в качестве рабочего тела используются инертные газы, такие, как гелий, неон, аргон, сме-

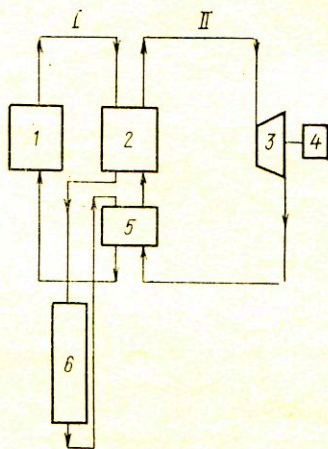


Рис. 7.2. Технологическая схема ЯЭУ, работающей по циклу Ренкина, без специального контура радиаторной жидкости: 1 — реактор; 2 — теплообменник-испаритель; 3 — турбина; 4 — электрогенератор; 5 — теплообменник-конденсатор; 6 — холодильник-излучатель; I — контур отвода тепла от реактора; II — контур рабочего тела

си гелия с криптоном или ксеноном. О некоторых принципах выбора газообразного рабочего тела для космической ЯЭУ, работающей по циклу Брайтона, говорилось в § 6.1.

К числу преимуществ энергоустановок, работающих по циклу Брайтона, в частности по схеме, изображенной на рис. 7.3, относятся высокая эффективность системы, простота, отсутствие коррозионного и эрозийного воздействия на материалы конструкции. Основной недостаток такой газотурбинной установки — большая удельная поверхность холодильника-излучателя вследствие низкой теплоотдачи газа и сильного падения температуры на линии теплоотвода, а также большая чувствительность выходных удельных параметров к максимальному перепаду температуры в цикле. Так, сравнение установок, работающих по циклу Брайтона (с инертным газом) и циклу Ренкина (с паром калия), показало, что площадь излучателя, требуемая для реализации цикла Брайтона с температурой на входе в турбину  $2200^{\circ}\text{K}$ , должна быть в четыре раза больше, чем в установке, работающей по циклу Ренкина с температурой на входе

в турбину  $1445^{\circ}\text{К}$  [10]. Кроме того, применение одноконтурных газотурбинных систем усложняет и проблему теплоотвода от реактора, что может привести к увеличению его размеров и массы.

Уменьшение удельной поверхности холодильника-излучателя может быть достигнуто использованием диссоциирующего рабочего тела [10, 141], претерпевающего рекомбинацию в высокотемпературном диапазоне. Это

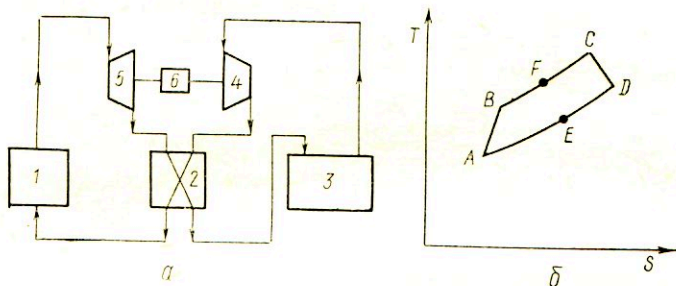


Рис. 7.3. Технологическая схема одноконтурной ЯЭУ, работающей по циклу Брайтона (а):

1 — реактор; 2 — рекуператор; 3 — холодильник-излучатель; 4 — компрессор; 5 — турбина; 6 — электрогенератор

TS-диаграмма этого цикла (б):

AB — сжатие газа в компрессоре; BF — подогрев газа в рекуператоре; FC — подогрев газа в реакторе; CD — расширение газа в турбине; DE — охлаждение газа в рекуператоре; EA — сброс тепла в космос через холодильник-излучатель

позволяет обеспечить преобразование энергии в турбине без чрезмерного падения температуры и отвод большей части тепла через холодильник-излучатель при относительно высокой температуре. Подходящим веществом является фосфор  $\text{P}_4 \rightleftharpoons \text{P}_2$ , у которого изменение свободной энергии при  $1000^{\circ}\text{К}$  составляет  $+18$  ккал/моль, а при  $2200^{\circ}\text{К}$  —  $23,4$  ккал/моль. Расчеты показали [10], что при замене инертного одноатомного газа фосфором площадь холодильника-излучателя может быть уменьшена в четыре раза.

В некоторых случаях в одноконтурной схеме с газотурбинной установкой можно отказаться от замкнутого цикла Брайтона и работать с выбросом газообразного рабочего тела, что снимет проблему холодильника-излучателя. Это возможно, например, при использовании

реактора ЯРД для выработки небольших количеств электричества по окончании работы двигателя [187].

Другая возможность улучшения массовых и габаритных характеристик ЯЭЭУ, работающей по замкнутому циклу Брайтона, лежит в отходе от одноконтурной схемы и переходе к схемам, близким к изображенным на рис. 7.4. Схемы такого типа широко обсуждались специалистами США для использования в космических ЯЭЭУ [109].

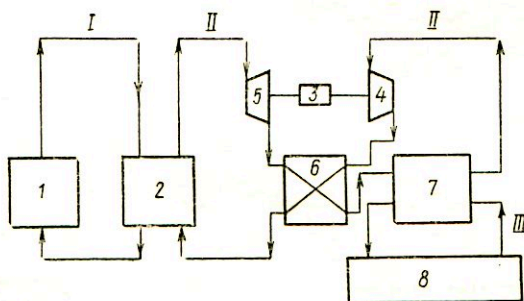


Рис. 7.4. Технологическая схема многоконтурной ЯЭУ, работающей по циклу Брайтона:

1 — реактор; 2 — теплообменник; 3 — электрогенератор; 4 — компрессор; 5 — турбина; 6 — рекуператор; 7 — теплообменник; 8 — холодильник-излучатель; I — контур отвода тепла от ядерного реактора; II — контур рабочего тела; III — контур сброса необработанного тепла

Как следует из рис. 7.4, в данном случае рассматривается использование трехконтурной ЯЭЭУ. Контур I — система теплоотвода от реактора, в которой в качестве теплоносителя для низкотемпературного реактора типа SNAP-8 предлагался сплав Na—K, а для высокотемпературного реактора на быстрых нейтронах — Li. Контур II — система преобразования энергии со смесью гелия и ксенона в качестве рабочего тела, относительная молекулярная масса которого 39,9. Контур III — система сброса необработанного тепла в космическое пространство через холодильник-излучатель. В этой системе предлагалось [109] использовать в контуре III органические теплоносители для ЯЭЭУ с реактором SNAP-8, а в случае ЯЭЭУ с реактором на быстрых нейтронах — эвтектический сплав Na—K. Эта система включает в себя по сравнению с системой, изображенной на рис. 7.3,

еще два теплообменника, в одном из которых тепло от жидкометаллического теплоносителя первого контура отдается к рабочему телу цикла Брайтона, а во втором — от рабочего тела к специальной радиаторной жидкости. Поскольку тепло в этих теплообменниках передается в процессе конвективного теплообмена, размеры и масса такой трехконтурной системы могут в некоторых случаях оказаться ниже соответствующих характеристик одноконтурной системы.

## § 7.2. НЕПОСРЕДСТВЕННОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ

Особенности космического использования реакторных ядерных электроэнергетических установок в ряде случаев позволяют более эффективно применить ту или иную схему непосредственного (безмашинного) преобразования тепловой энергии в электрическую: термоэлектрическую (ТЭГ), термоэмиссионную (ТЭП) или магнитогазодинамическую (МГД). Преимущества методов непосредственного преобразования перед машинными методами, особенно важные применительно к космическим энергоустановкам, заключаются прежде всего в принципиальной простоте конструкционной схемы, принципиальной возможности исключения из схемы каких-либо машин и механизмов с вращающимися частями (турбины, компрессоры, центробежные насосы, электрогенераторы), что позволяет сделать энергоустановку компактной, надежной в работе. Важным обстоятельством, весьма существенным для космических электроэнергетических установок, является возможность использовать в этом случае более высокие рабочие температуры. Причем, что особенно важно, установки, использующие методы непосредственного преобразования энергии ТЭП и МГД (в меньшей степени ТЭГ), могут эффективно работать при высоких температурах холодильника-излучателя. Как уже отмечалось, мощность космической электростанции заданных размеров возрастает в первом приближении пропорционально четвертой степени температуры радиатора. Немаловажен и тот факт, что КПД и масса, отнесенная к единице мощности, у энергоустановок с термоэлектрическим или термоэмиссионным преобразованием энергии при уменьше-



нии мощности меняются медленнее, чем у энергоустановок с машинным преобразованием энергии. Это делает установки с термоэлектрическим и термоэмиссионным преобразованием особенно перспективными для космических электроэнергетических систем сравнительно небольшой мощности (единицы — десятки и, возможно, сотни киловатт электрической мощности).

Для использования в космических энергоустановках рассматриваются три основных метода непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую: термоэлектрический, термоэмиссионный и магнитогазодинамический.

Наиболее прост в реализации термоэлектрический способ преобразования энергии, основанный на использовании известного эффекта Зеебека, заключающегося в том, что под действием градиента температур в материале возникает электродвижущая сила. Таким образом, термоэлектрический генератор можно представить себе как своего рода термоду, в которой соответствующим подбором материалов достигается достаточно высокое значение КПД.

Потери энергии при термоэлектрическом способе преобразования энергии и снижение КПД по сравнению с КПД цикла Карно обусловлены главным образом омическим нагревом термоэлементов и перетечками тепла от горячего к холодному спаю. Эти потери минимизируются выбором термоэлементов с максимальным значением комплексного параметра, называемого *добротностью материала*. Этот параметр включает в себя важнейшие физические характеристики, определяющие КПД термоэлектрического материала, такие, как термо-э. д. с.  $\alpha$ , удельное электросопротивление  $\rho$  и теплопроводность  $\lambda$ . Добротность материала определяется через эти характеристики:

$$Z = \alpha^2 / (\rho \lambda). \quad (7.1)$$

Очевидно, что указанные выше физические характеристики термоэлектрических материалов, как правило, являются функциями концентрации различных примесей-носителей и температуры. Наибольшей добротностью обладают полупроводниковые материалы — комплексные вещества на основе Bi, Pb, Te, Se, Sb, Ge. Термоэлектрические генераторы, составленные из полу-

проводников с электронной (*n*-проводник) и дырочной (*p*-проводник) проводимостью, обладают более высоким КПД преобразования тепловой энергии в электрическую по сравнению с термопарами из металлических проводников (табл. 7.1).

Таблица 7.1

Характеристики некоторых термоэлектрических генераторов [61]

Характеристика	Pb—Te	Ge—Si	Хромель— константан
Температура, °C:			
горячего спая	500	1000	800
холодного спая	50	500	50
$Z_1$ (материал <i>p</i> -типа), $10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$	1,2	0,56	0,06
$Z_2$ (материал <i>n</i> -типа), $10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$	0,78	0,81	0,03
$Z = (\sqrt{\lambda_1 \rho_1} + \sqrt{\lambda_2 \rho_2})^2$ термоэлемента, $10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$	0,9	0,7	0,04
КПД цикла Карно $\eta_K = \frac{T_r - T_x}{T_r}$	0,58	0,39	0,70
КПД по материалу $\eta_z = \frac{M-1}{M+T_x/T_r}$ *	0,14	0,157	0,0114
КПД без учета потерь $\eta_T = \eta_K \eta_z$	0,0812	0,0612	0,008

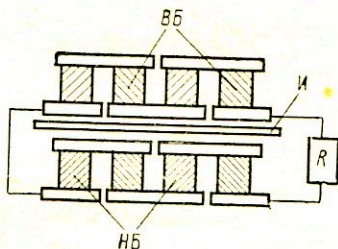
\*  $M=R/r$  ( $R$  — сопротивление внешней цепи ТЭГ,  $r$  — собственное сопротивление ТЭГ).

Из табл. 7.1 видно, что полупроводниковые материалы дают возможность создать ТЭГ с более (практически на порядок) высоким КПД, чем металлические материалы. Поскольку реальные материалы имеют максимальную добротность лишь в узком диапазоне температур, еще больший эффект дает применение в ТЭГ слоистых термоэлементов, в которых ветви имеют переменный по длине ветви состав термоэлектрического материала либо состоят из нескольких слоев различных термоэлектрических материалов. Другой вариант реализации идеи переменного состава ветвей — каскадные батареи, в которых температурный перепад разбит на две (или более) части и в каждой температурной зоне работают термоэлектрические элементы из материала, имеющего максимальную добротность в этой зоне. Меж-

ду высокотемпературным и низкотемпературным каскадами (рис. 7.5) должен находиться слой электроизоляции, не приводящий, однако, к большому перепаду температур. Тогда в первом приближении КПД такого каскадного ТЭГ представляет собой сумму КПД отдельных каскадов. Так, двухкаскадная батарея из Ge—Si и Pb—Te в диапазоне температур 1000—50°С имеет КПД, равный  $0,08 + 0,06 = 0,14$  (см. табл. 7.1).

Рис. 7.5. Схема каскадного термоэлектрогенератора:

*ВВ* — высокотемпературная батарея термоэлементов; *НВ* — низкотемпературная батарея термоэлементов; *И* — электрическая изоляция; *R* — внешняя электрическая цепь



Применение слоистых полупроводниковых термоэлементов и каскадных ТЭГ позволяет надеяться обеспечить использование тепла в тех же условиях с КПД до 0,20 и даже более [26, 61].

В настоящее время наиболее широко применяются в качестве термоэлектрических материалов для ТЭГ (в порядке повышения добротности) Ge—Si, Pb—Te и Bi—Te. Однако Bi—Te, хотя и обладает высокой добротностью, не является материалом, перспективным для космического применения, поскольку верхняя температура его использования лежит, вероятно, в интервале 500—600°К. В диапазоне температур 600—1000°К наиболее приемлем Pb—Te, от 1000 до 1500°К — Ge—Si. Следует отметить, что большое влияние на эффективность термоэлектрической установки оказывает ее конструкционная схема, т. е. особенности подвода и отвода тепла, потери во вспомогательных устройствах и т. д.

Наиболее серьезным недостатком термоэлектрического способа преобразования энергии применительно к энергоустановкам космического назначения являются температурные ограничения как сверху (устойчивость и надежность работы термоэлектрических материалов при высоких температурах), так и главным образом сни-

зу. Эффективная работа ТЭГ требует максимального снижения нижней температуры цикла, что в свою очередь ведет к увеличению поверхности холодильника-излучателя.

Более перспективен для космических ЯЭЭУ термоэмиссионный метод непосредственного преобразования энергии. Элементарный термоэмиссионный преобразователь энергии представляет собой диод с катодом—эмиттером электронов, нагреваемым до высоких температур (порядка 1800—2000° К) в рассматриваемом случае за счет тепла ядерной реакции, которая тем или иным способом передается от твэла к эмиттеру. Исследовались, с одной стороны, внутрореакторные схемы, когда оболочка твэла одновременно является эмиттером ТЭП, т. е. твэл и ТЭП объединены в единый электрогенерирующий канал. С другой стороны, можно представить себе выносные схемы, когда тепло из активной зоны доставляется к эмиттерам ТЭП теплопроводностью (аналогично схеме реактора «Ромашка») либо с помощью тепловых труб. Передача тепла с помощью специального конвективного контура нецелесообразна вследствие необходимости иметь на катоде ТЭП (а следовательно, и в первом контуре) высокие температуры, что затрудняет выбор материалов.

Анод ТЭП, являющийся коллектором электронов, имеет более низкую (около 800—1000° К) температуру и может охлаждаться конвективным контуром либо с помощью тепловых труб. В то же время температура коллектора достаточно высока, чтобы обеспечить существенно меньшие поверхности холодильника-излучателя по сравнению с машинными схемами преобразования энергии и с термоэлектрическими энергоустановками. Межэлектродный зазор заполняется в рабочих условиях парами Cs в целях компенсации пространственного заряда. Важное преимущество ТЭП по сравнению с термоэлементом — практическое отсутствие потерь тепла вследствие теплопроводности. Основными потерями, снижающими КПД ТЭП по сравнению с КПД цикла Карно, являются излучение тепла с эмиттера на коллектор, а также потери на дуге в цезиевой плазме (снижение выходного напряжения по сравнению со значением, определяемым разностью работ выходов эмиттера и коллектора). Доля потерь излучением тепла может

быть снижена путем увеличения плотности тока и уменьшения излучательной способности электродов (снижение эффективной степени черноты). Оптимальное выходное напряжение ТЭП, определяемое контактной разницей потенциалов, находится в пределах 1—2 в. Поэтому, чтобы получить достаточную электрическую мощность при сравнительно высоком КПД (до 35% КПД Карно), необходимо иметь высокие плотности тока (около  $10 \text{ а/см}^2$ ). Таким образом, ТЭП представляет собой высокотемпературный низковольтный источник электроэнергии с большой плотностью тока.

Несколько подробнее о физике ТЭП, особенностях термоэмиссионных установок, их возможностях говорится в § 7.3—7.5 и в гл. 9.

Преобразование энергии тепла в электрическую с помощью МГД-генераторов также следует отнести к разряду способов непосредственного преобразования, так как он не требует специального электрогенератора, хотя в отличие от ТЭГ и ТЭП в схемах с МГД-генераторами, как правило, необходимо иметь устройства для перекачки рабочего тела. В принципе не исключено применение в качестве рабочего тела МГД-схем электропроводящих металлических теплоносителей, в потоке которых при наложении поперек движения магнитного поля возникает э. д. с. Применительно к космическим электроэнергетическим установкам с МГД-преобразованием энергии в основном рассматриваются газовые рабочие тела. В этом случае тепловая энергия расходуется на частичную ионизацию газа, превращая поток газового теплоносителя в поток низкотемпературной плазмы, в которой возникает э. д. с. под действием магнитного поля. Для получения максимальной удельной мощности при этом необходимо использовать газ с наименьшим значением  $mQ$ , где  $m$  — относительная молекулярная масса, а  $Q$  — сечение столкновения. Заметим, что к таким газам относятся инертные газы He, Ne и Ar, а также водород, которые имеют близкие значения  $mQ$ . Для облегчения получения низкотемпературной плазмы применяют добавление в газовый поток присадок легко ионизируемых элементов, таких, например, как Cs. Для космического применения рассматриваются схемы с МГД-преобразованием как открытого (с выбросом рабочего тела), так и закрытого циклов. Рассматриваются

комбинации этих схем с циклами Ренкина и Брайтона. Как правило, применение МГД-генераторов в космических энергоустановках связано с использованием в качестве источника тепла газофазного ядерного реактора, дающего возможность получать высокие температуры рабочего тела. Реакторные ЯЭЭУ с МГД-преобразованием дают возможность получить КПД преобразования тепловой энергии в электрическую более высокие, чем ТЭГ, ТЭП и машинные схемы. Некоторые варианты применения схем с МГД-преобразованием энергии в космических ЯЭЭУ рассматриваются в гл. 8.

Исходя из особенностей различных методов преобразования энергии, можно определить наиболее оптимальные диапазоны мощностей космических ЯЭЭУ, где целесообразно применение того или иного метода. Так, в ЯЭЭУ малой мощности (от единиц до 10—20 кВт), по-видимому, наиболее целесообразно применение схем с термоэлектрическим преобразованием, в ЯЭЭУ средней мощности (от десятков киловатт до нескольких мегаватт) — схем с термоэмиссионным преобразованием, в ЯЭЭУ большой мощности (сотни киловатт — десятки мегаватт) — схем с машинным преобразованием и, наконец, в ЯЭЭУ сверхвысокой мощности (десятки мегаватт и выше) — схем с МГД-преобразованием. Разумеется, следует иметь в виду условность такого деления, поскольку в каждом конкретном случае оптимальность применения той или иной схемы преобразования энергии должна рассматриваться в тесной связи с назначением космического объекта, характером выполняемых им космических задач. В ряде случаев оптимальной может оказаться комбинация различных схем.

### § 7.3. ОСНОВЫ ТЕРМОЭМИССИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ

Учитывая перспективность термоэмиссионных реакторов-преобразователей и космических энергоустановок, проектируемых на их основе, рассмотрим вкратце основные режимы работы элементарного термоэмиссионного преобразователя (подробнее см., например, [78, 85, 87]).

В термоэмиссионных преобразователях рабочим телом является электронный газ, образующийся в межэлектродном промежутке вследствие «испарения» эле-

ктронов с поверхности эмиттера под действием подводимого к нему тепла и нагрева его поверхности до высоких температур.

На рис. 7.6 показана энергетическая диаграмма «идеального» ТЭП. На этом рисунке  $\varphi_3$  и  $\varphi_K$  — работы выхода электронов с эмиттера и коллектора соответственно. Максимальная выходная мощность получается при выходном потенциале

$$V = 2kT_3 \quad (\varphi_{3,\text{макс}} = V + \varphi_K), \quad (7.2)$$

где  $k = 8,62 \cdot 10^{-5}$  эв/°К — постоянная Больцмана;  $T_3$  — температура эмиттера, °К. Вид энергетической диаграммы

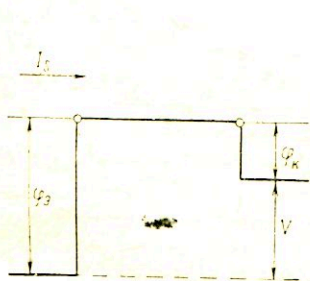


Рис. 7.6. Энергетическая диаграмма «идеального» ТЭП

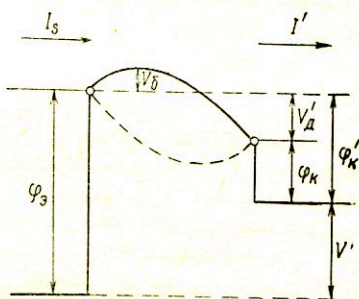


Рис. 7.7. Энергетическая диаграмма цезиевого ТЭП

раммы реального ТЭП зависит от того, к какому из двух типов можно отнести данный ТЭП — вакуумному или плазменному. В вакуумных ТЭП заряд переносится только электронами, которые создают в межэлектродном объеме пространственный отрицательный заряд, в результате чего часть электронов, испускаемых эмиттером, возвращается обратно. Вакуумный режим эффективен только при очень малых межэлектродных зазорах (порядка нескольких микрометров), когда высота потенциального барьера  $V_0$  (рис. 7.7) достаточно мала при требуемых токах. Создание такого эффективно работающего вакуумного ТЭП, особенно в условиях работы внутри ядерного реактора, является труднейшей технологической задачей. Поэтому в ядерных термоэмиссионных энергоустановках в настоящее время в основном идет ориентация на более перспективные (осо-

бенно для больших мощностей) плазменные ТЭП, в которых отрицательный пространственный заряд электронов компенсируется положительно заряженными ионами. В качестве источника ионов обычно используется Cs, который имеет очень низкий потенциал ионизации (3,89 эв).

Если средний свободный пробег электронов  $l$  больше межэлектродного зазора  $d$ , то электроны и ионы движутся в электрическом поле практически без столкновений, и изменение потенциала при этом происходит, как правило, вблизи электродов, а в межэлектродном объеме поле отсутствует и концентрации электронов и ионов одинаковы. Такой режим, называемый *кнудсеновским*, характеризуется большой неустойчивостью.

На практике приходится иметь дело с плотной плазмой (когда  $l < d$ ), чтобы обеспечить достаточно высокие токи эмиссии. В ТЭП можно реализовать два способа ионизации: *поверхностный*, когда ионы образуются при столкновении атомов Cs с поверхностью катода (*диффузионный режим*), и *объемный*, когда в межэлектродном зазоре создается электрическое поле, ускоряющее электроны до энергий, при которых возможна ионизация атомов в межэлектродном объеме (*дуговой режим*). При высоких температурах эмиттера переход из диффузионного в дуговой режим происходит постоянно по мере увеличения напряжения на межэлектродном зазоре.

Выходной потенциал ТЭП в дуговом режиме (см. рис. 7.7 и 7.8) [203] в точке максимального КПД (точка А на рис. 7.8) равен

$$V' = \varphi_э - \varphi_к - V'_д, \quad (7.3)$$

где  $V'_д$  — минимальное напряжение поджига дуги ( $\varphi'_к = \varphi_к + V'_д$  — эффективная работа выхода коллектора). Типичное напряжение поджига дуги в цезиевом ТЭП порядка 0,4 эв при максимальной характеристике. Для типичной максимальной характеристики в случае спонтанно зажигаемой дуги  $I' \approx 0,4 I_s$ ;  $\varphi_э \leq \varphi_{э, \text{макс}}$  (эмиттер не является основным источником ионов, и поэтому его работа выхода может быть существенно снижена для обеспечения снятия больших токов).

Оптимальная работа выхода эмиттера наблюдается при 3 эв, в этом случае большая часть эмиссионного то-



ка достигает коллектора. Это значение существенно ниже вакуумной работы выхода таких материалов, как W, Mo, которые в настоящее время рассматриваются как наиболее перспективные эмиттеры с учетом необходимости достижения длительных времен работы ТЭП.

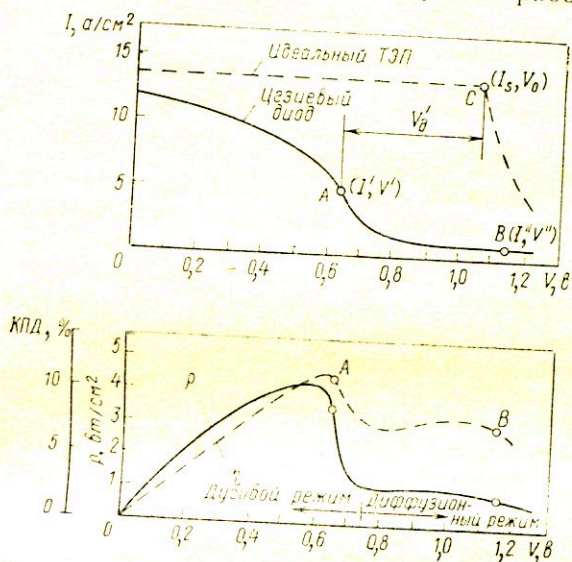


Рис. 7.8. Параметры цезиевого ТЭП при  $T_s = 1800^\circ \text{K}$ ,  $p_{\text{Cs}} = 3$  мм рт. ст., межэлектродном зазоре  $d = 0,125$  мм [67]

Обеспечение оптимальной работы выхода эмиттера достигается адсорбцией на эмиттере того же цезия, пленка которого понижает работу выхода эмиттера. Поскольку у цезия довольно низкая энергия адсорбции, приходится идти на довольно высокие давления его в межэлектродном зазоре, чтобы обеспечить нужную работу выхода. Однако при высоких давлениях увеличивается рассеяние электронов в плазме и растет падение напряжения на межэлектродном зазоре ТЭП. Оптимальное соотношение между давлением цезия и межэлектродным зазором в дуговом режиме  $pd \approx 0,5$  (мм рт. ст.) мм. Поскольку на материалах с большой вакуумной работой выхода адсорбированный цезий должен находиться в нонизованном состоянии [78], энергия ад-

сорбции должна увеличиваться с ростом вакуумной работы выхода эмиттера. Поэтому в настоящее время наиболее перспективным материалом эмиттера является монокристаллический вольфрам с преимущественной ориентацией поверхности по грани (110), имеющей максимальную вакуумную работу выхода.

Если максимальные характеристики ТЭП практически не зависят от работы выхода эмиттера для всех значений [203]

$$\varphi_0 \leq \varphi_{0, \text{ макс}} \approx \frac{T_0}{660} \text{ эв } (\pm 9\%) \quad (7.4)$$

в пределах  $1400 < T_0 < 2000^\circ \text{ К}$  и  $2 < I_0 < 20 \text{ а/см}^2$ , то они сильно зависят от работы выхода коллектора для всех значений

$$\varphi_k \geq \varphi_{k, \text{ мин}} \approx \frac{T_k}{580} \text{ эв } (\pm 10\%), \quad (7.5)$$

где  $T_k$  — температура коллектора,  $^\circ \text{ К}$ .

Низкая работа выхода коллектора также обеспечивается адсорбцией цезия.

В большинстве случаев экспериментальные факты говорят о том, что во всех цезиевых диодах с максимальными характеристиками работа выхода коллектора редко отличается более чем на  $\pm 0,1 \text{ эв}$  от среднего значения, равного  $1,6 \text{ эв}$ , а следовательно, эффективная работа выхода коллектора с учетом потенциала поджига дуги  $\varphi'_k \approx 2 \text{ эв}$ .

В принципе в настоящее время выбор материала коллектора определяется желанием иметь коллектор с большим коэффициентом отражения теплового излучения. Однако в процессе работы ТЭП коллектор может покрыться слоем материала, испарившегося с эмиттера, что изменит первоначальную отражательную способность коллектора. Это обстоятельство практически уравнивает эффективность различных коллекторных материалов. В настоящее время наибольшее распространение в качестве материала для коллектора получили такие материалы, как Nb и Mo.

Анализ, проведенный Резором [67, 203], привел его к выводу, что можно уже в ближайшее время получить  $\varphi'_k \geq 1,5 \text{ эв}$ , а в перспективе  $\sim 1,0 \text{ эв}$  за счет уменьше-

ния  $V_d^z$  и снижения  $\varphi_k$  для существующих коллекторов (например за счет тонкого слоя оксида [213]). Это приведет к снижению  $T_0$  на несколько сот градусов, что существенно повысит надежность и длительность работы ТЭП. По оценкам Резора снижение  $\varphi_k$  на 1 эВ приведет при той же температуре эмиттера к десятикратному увеличению достижимой мощности для существующих проектов реакторов-преобразователей и, следовательно, к значительному уменьшению размеров активной зоны и загрузки реактора делящимся материалом. Поэтому усилия специалистов, работающих в области термоэмиссии, направляются сейчас на поиски путей снижения эффективной работы выхода коллектора. Однако следует заметить, что снижение эффективной работы выхода коллектора естественно приводит наряду с повышением КПД к снижению оптимальной температуры коллектора, а следовательно, и температуры холодильника-излучателя, что, в свою очередь, вызывает увеличение размеров и массы последнего. Очевидно, что для термоэмиссионных установок космического назначения должен существовать оптимум и по эффективной работе выхода коллектора.

#### § 7.4. ЭЛЕКТРОГЕНЕРИРУЮЩИЕ КАНАЛЫ (ЭГК)

Как следует из § 7.3, ТЭП является низковольтным источником электричества с большими плотностями тока. В связи с этим представляется целесообразным для уменьшения омических потерь, упрощения и уменьшения массы систем кондиционирования мощности (повышение напряжения постоянного тока или преобразование его в переменный), что важно для космических энергоустановок, применять последовательное соединение ТЭП внутри электрогенерирующего канала. Такие многоэлементные преобразователи (и их последовательно-параллельное соединение) и получили наибольшее распространение в проектах термоэмиссионных реакторов-преобразователей, а также были применены и в первом реакторе-преобразователе «Топаз» [37, 69].

При создании реакторной термоэмиссионной энергетической установки можно представить себе две основные схемы сочетания реактора и ТЭП: схема с ТЭП,

вынесенными из активной зоны реактора, и схема с ТЭП, встроенными в активную зону.

Поскольку для эффективной работы ТЭП требуется иметь на эмиттере температуру порядка  $1500^{\circ}\text{C}$  и выше, схема энергоустановки с выносными ТЭП наталкивается на трудности, связанные с необходимостью иметь внутри активной зоны очень высокие температуры, со сложностью транспортировки тепла из активной зоны при указанных выше температурах к эмиттеру ТЭП. Тем не менее схема с выносными ТЭП имеет ряд привлекательных сторон.

Поскольку ТЭП работает вне активной зоны реактора, то снимаются проблемы, связанные с попаданием в межэлектродный объем посторонних элементов (диффузия отдельных компонентов замедлителя и топлива, осколков деления и т. д.), облегчаются условия работы материалов ТЭП, упрощается проблема сохранения малого межэлектродного зазора в течение требуемой кампании энергоустановки, имеется больше возможностей для вариации конструкции ТЭП (в частности, проще осуществить соединения нескольких ТЭП). В связи с этим в литературе обсуждаются проекты реакторных термоэмиссионных энергоустановок, выполненных по схеме с выносными ТЭП (некоторые из них рассмотрены ниже). Очевидно, по мере разработки низкотемпературных ТЭП (с низкой работой выхода коллектора) выносным схемам будет уделяться больше внимания.

Однако в настоящее время большее предпочтение отдается проектам установок, в которых ТЭП встроены в активную зону и, по существу, ТЭП совмещен с твэлом реактора, образуя так называемый *электрогенерирующий канал* (ЭГК). Такая схема, несмотря на ряд технологических и конструктивных сложностей (соединение ТЭП внутри ЭГК, соблюдение постоянства малого межэлектродного зазора в условиях распухания топлива, организация вывода газообразных продуктов деления, работа электрической изоляции в условиях облучения при высокой температуре в контакте с активными парами цезия и т. п.), привлекает к себе внимание конструкторов в силу того, что все узлы реактора, за исключением топлива и эмиттера ТЭП, работают при существенно более низкой температуре, чем в случае схемы с выносными ТЭП, что значительно облегчает условия

теплосъема в активной зоне. Это обстоятельство особенно важно при использовании внутри реактора замедлителей нейтронов, например таких, как гидриды металлов. Эти материалы при высоких температурах терпят водород, который может во время работы реактора проникать внутрь межэлектродного зазора и вызывать коррозию электродов из-за так называемого водяного цикла (резкое возрастание массопереноса при наличии паров воды в межэлектродном зазоре [122]).

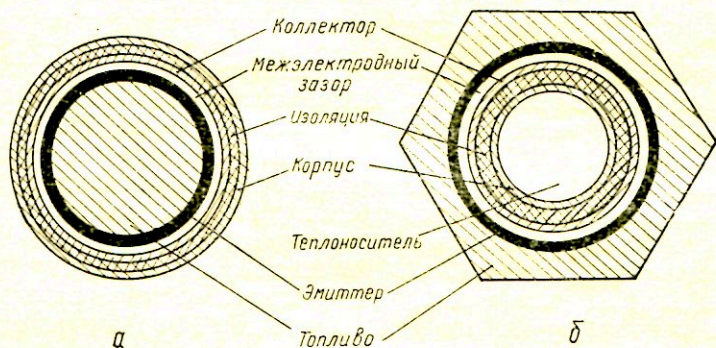


Рис. 7.9. Схемы ТЭП с внутренним (а) и внешним (б) размещением ядерного топлива

Схема со встроенными в активную зону ТЭП может быть реализована в двух вариантах, отличающихся расположением ядерного топлива относительно ТЭП (рис. 7.9). В варианте с внутренним расположением топлива топливо заключено в металлическую оболочку, являющуюся эмиттером. Концентрично эмиттеру располагается коллектор и обеспечивается малый межэлектродный зазор. Гирлянда ТЭП, электрически соединенных между собой, вставляется в чехол, образуя ЭГК, охлаждаемый с внешней стороны жидкометаллическим теплоносителем. Коллекторы ТЭП электрически изолируются от чехла с помощью керамических изоляторов, в качестве которых могут использоваться  $Al_2O_3$ ,  $BeO$  или  $Y_2O_3$ .

Вариант с внешним расположением топлива отличается от описанного выше тем, что теплоноситель протекает внутри чехловой трубы, а топливо расположено с внешней стороны ТЭП.

Разработка ЭГК — сложнейшая технологическая задача при создании реакторной термоэмиссионной энергоустановки. Время работы этих энергоустановок исчисляется, исходя из их предполагаемого космического применения, десятками тысяч часов. Ключевые проблемы, с которыми сталкивается конструктор ЭГК: обеспечение стабильности размеров эмиттера, воспроизводимости и стабильности вольт-амперных характеристик ЭГК в течение всей кампании реактора, надежность электрической изоляции и повышение КПД ТЭП [140].

Стабильность размеров эмиттера и характеристик ТЭП в значительной степени зависят от обеспечения высокой вакуумной гигиены при изготовлении ЭГК. В процессе изготовления отдельных узлов ЭГК и его сборки каждая технологическая операция сопровождается тщательной очисткой материалов и узлов от технологических газов. Обезгаживание проводят, как правило, при температурах на  $200\text{—}300^\circ\text{C}$  выше рабочей температуры данного узла в течение нескольких часов в условиях высокого вакуума (порядка  $10^{-7}$  и даже  $10^{-8}$  мм рт. ст.) [143]. В процессе хранения отдельных узлов между технологическими операциями, при сборке ЭГК и их хранении также предпринимаются специальные меры по предотвращению контакта с агрессивной средой (например, с воздухом).

В процессе работы ЭГК в реакторных условиях может происходить диффузия отдельных компонентов топлива через оболочку, выход их на внешнюю поверхность эмиттера и изменение вследствие этого работы выхода поверхности и ее степени черноты, что, безусловно, скажется на характеристиках ТЭП. Для снижения этих эффектов обращают серьезное внимание на стехиометричность ядерного топлива. Например, для УС принимают соотношение ядер  $C/U=1,01\div 1,02$ , для окисного топлива  $O/U=2,002\div 2,007$  [165]. Для снижения давления осколочных газов и исключения формоизменения катодного узла за счет распухания топлива предусматривается повышенная пористость топлива либо оставление специальных свободных объемов внутри катода, а также принимаются конструктивные меры по организации вентиляции внутрикатодного объема и организованного отвода осколочных газов [140, 165].

Один из основных элементов ТЭП — электрическая изоляция, которая должна в течение длительного времени надежно работать в условиях реакторного облучения и, как правило, в контакте с паром цезия. Необходимо иметь в виду, что при длительных кампаниях реактора могут сказываться эффекты свеллинга изоляционных материалов под действием нейтронного облучения [201]. Именно надежность электрической изоляции является одной из главных причин, по которым максимальное напряжение, снимаемое с термоэмиссионного реактора-преобразователя, ограничивается значением порядка 10—20 в. Имеются предложения [218] по конструкции ЭГК, позволяющие повысить это значение, что важно для космических энергоустановок, так как это облегчит и упростит систему кондиционирования мощности. В этой конструкции ЭГК имеет две изолированные металлические оболочки: внешнюю, находящуюся при потенциале земли, и внутреннюю, имеющую потенциал отрицательного токовывода ЭГК. Пар Cs контактирует в данном случае только с внутренней оболочкой, изоляция которой рассчитана на низкую разность потенциалов одного ЭГК. Внешняя оболочка не контактирует с паром Cs. Внутренних керамических изоляторов нет — они все находятся вне активной зоны реактора за осевым отражателем. Такая конструкция позволяет надежно получать с реактора-преобразователя напряжения до 150 в.

Повышение КПД ТЭП в настоящее время, как указывалось выше, связано главным образом с поиском путей снижения эффективной работы выхода коллектора, а КПД реактора-преобразователя в целом — с нахождением эффективных методов выравнивания температур эмиттеров ТЭП по активной зоне реактора [219].

Один из важнейших этапов разработки ЭГК — петлевые испытания ЭГК в условиях реактора [37, 242]. В процессе этих испытаний исследуются все те специфические проблемы, связанные с созданием надежно работающего в течение длительного времени ЭГК, о которых говорилось выше, а именно влияние изменения состояния поверхности электродов, выделения газов и осколков деления в межэлектродный зазор, диффузии компонентов топлива через оболочку ТЭП, устойчивости электрической изоляции и т. п. на выходные параметры

ЭГК (электрическая мощность, напряжение, вид вольт-амперной характеристики).

### § 7.5. ТЕРМОЭМИССИОННЫЙ РЕАКТОР-ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ «ТОПАЗ»

В 1970 г. впервые в мировой практике в Советском Союзе были успешно проведены энергетические испытания термоэмиссионного реактора-преобразователя «Топаз» (термоэмиссионный опытный, преобразование в активной зоне [56]. Эти испытания на практике показав

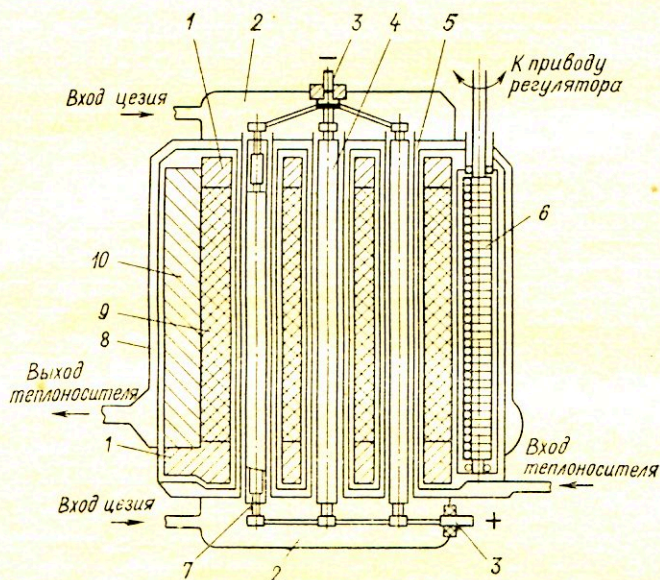


Рис. 7.10. Конструкционная схема термоэмиссионного реактора-преобразователя «Топаз»:

1 — торцевой отражатель; 2 — коммутационная камера; 3 — токовыводы реактора; 4 — ЭГК; 5 — полость теплоносителя; 6 — регулирующий цилиндр; 7 — токовывод ЭГК; 8 — корпус реактора; 9 — замедлитель; 10 — боковой отражатель

ли принципиальную осуществимость такого реактора и его способность к длительной стабильной работе. В дальнейшем были проведены испытания нескольких экземпляров этого реактора [38, 64, 69], которые подтвердили воспроизводимость характеристик первого образца и показали возможность и перспективность использования



термоэмиссионного реактора-преобразователя такого типа в качестве автономного источника энергии на длительный ресурс работы.

При разработке реактора «Топаз» и выборе его параметров учитывалось, что применение термоэмиссионных реакторов-преобразователей наиболее перспективно на космических объектах. Это обстоятельство требует от реактора-преобразователя наименьшей массы и

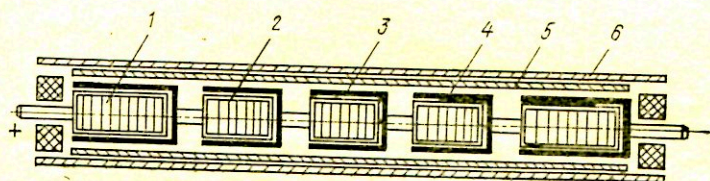


Рис. 7.11. Конструкционная схема ЭГК реактора-преобразователя «Топаз»:

1 — тепловыделяющий сердечник; 2 — катод; 3 — анод; 4 — межэлектродный зазор; 5 — анодная изоляция; 6 — внешняя оболочка

максимальной компактности. В связи с этим первые реакторы «Топаз» были выполнены как гетерогенные тепловые реакторы с гидрид-циркониевым замедлителем. Гидридные замедлители дают возможность получить наиболее компактные размеры реактора [91] с учетом необходимости его работы при сравнительно высоких температурах активной зоны.

В реакторах «Топаз» (рис. 7.10) использовались пятиэлементные ЭГК (рис. 7.11) стержневой конструкции с внутренним расположением высокотемпературного ядерного горючего на основе двуоксида урана. В первых реакторах «Топаз» двуокись урана была заключена в короткие герметичные трубки из молибденового сплава ВМ-1. Наружная поверхность этих трубок при разогреве изнутри теплом ядерной реакции деления служит эмиттером электронов. Коллектором являются поверхности трубок из ниобиевого сплава ВН-2, хорошо согласующегося по термическому расширению с окисью бериллия, изолирующей отдельные ТЭП от общего внешнего чехла ЭГК из нержавеющей стали. Между катодами и анодами соседних ТЭП с помощью ниобиевых перемычек осуществляется последовательная электрическая коммутация.

Межэлектродные зазоры ТЭП имеют ширину 0,4—0,5 мм. Дистанционирование электродов обеспечивается специальными микроизоляторами из окиси бериллия. Межэлектродный зазор в рабочих условиях заполнен паром цезия. Длина ТЭП в ЭГК различна и увеличивается от центра активной зоны реактора к торцам, что

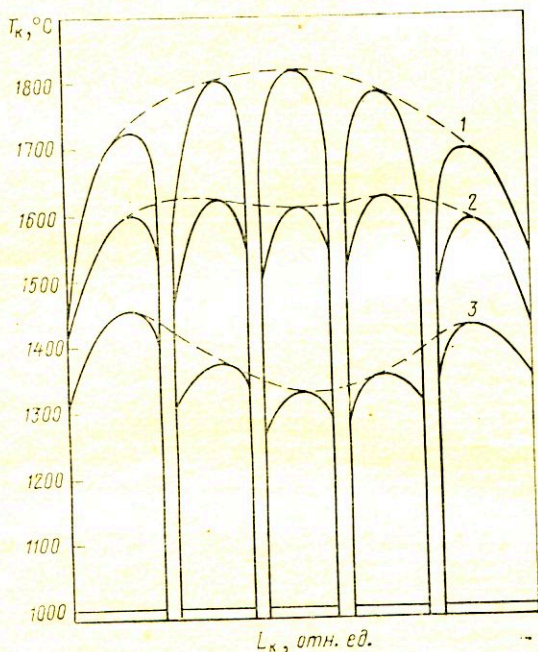


Рис. 7.12. Распределение температур вдоль катодов ЭГК реактора-преобразователя «Топаз»:

1 — режим холостого хода; 2 — рабочий режим; 3 — короткое замыкание

способствует выравниванию распределения температур вдоль эмиттеров ТЭП в рабочих условиях (рис. 7.12) и значительно компенсирует влияние осевой неравномерности тепловыделения на электрические характеристики реактора-преобразователя.

В активной зоне реактора «Топаз» размещено 79 ЭГК. Для выравнивания радиального поля энерговыведения в реакторе используется его профилирование с

помощью неравномерного шага размещения ЭГК в замедлителе. Небольшим увеличением объемной доли замедлителя от центра активной зоны к периферии (на 20% относительно среднего значения) удалось снизить коэффициент неравномерности энерговыделения по ЭГК до 1,05.

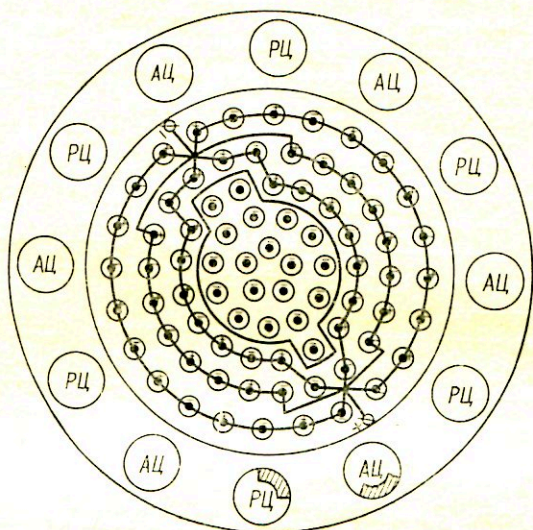


Рис. 7.13. План активной зоны реактора-преобразователя «Топаз» (линиями показана коммутация ЭГК основной и вспомогательной секций):

АЦ — цилиндр аварийной защиты; РЦ — регулирующий цилиндр

ЭГК реактора «Топаз» объединены в две электрически скоммутированные секции — основную и вспомогательную. Размещение ЭГК по активной зоне и их коммутация показаны на рис. 7.13. Основная секция состоит из 6 параллельных цепей, в каждой из которых последовательно соединено примерно по 10 ЭГК (их число выбиралось в зависимости от положения в реакторе с учетом поля энерговыделения). Вспомогательная секция состоит из 19 параллельно соединенных ЭГК, находящихся в центральной части активной зоны. ЭГК

коммутируются в верхней и нижней камерах, из которых через герметичные выводы выходят электрические шины обеих секций (см. рис. 7.10). В реакторе-преобразователе «Топаз» применена расходная (проточная) система подачи цезия в межэлектродные зазоры ЭГК, что позволяет удалять газы на стадии вакуумирования и при работе реактора на мощности. Эта система имеет термостат с жидким цезием, обогреваемый электрическим нагревателем. Верхняя коммутационная камера реактора снабжена дроссельным устройством для вывода продуктов обезгаживания, осколочных газов и частично паров цезия.

Активная зона реактора окружена боковыми и торцевыми отражателями из металлического бериллия. Между отражателями и коммутационными камерами размещены коллекторы теплоносителя, в качестве которого в реакторе-преобразователе «Топаз» используется натрий-кальциевый сплав.

Реактор регулируется размещенными в боковом отражателе 12 вращающимися цилиндрами из бериллия с борсодержащими накладками, расположенными по части боковой поверхности. Цилиндры могут быть кинематически объединены в две группы: компенсации и регулирования реактивности (РЦ) и аварийной защиты (АЦ) (см. рис. 7.13). Эффективность всех 12 цилиндров составляет 6,8%. Влияние РЦ на мощность ближайших к нему ЭГК показано на рис. 7.14.

Ниже приведены некоторые физические характеристики реактора «Топаз» [64] (в %):

Запас реактивности холодного реактора (20° С) . . . . .	+1,5
Изменение реактивности при заполнении реактора теплоносителем . . . . .	-0,35
Изменение реактивности при статическом разогреве до 500° С . . . . .	+1,6
Мощностной эффект реактивности при выходе на номинальную мощность . . . . .	-0,25
Изменение реактивности из-за отравления и выгорания за 1000 ч работы в пересчете на номинальную мощность . . . . .	-0,2

Как видно из приведенных выше цифр, температурный эффект реактивности при статическом разогреве реактора положителен. Он обусловлен захватом тепловых нейтронов в замедлителе. Для обеспечения управляемости реактора более важны динамические температурные коэффициенты реактивности, которые измеря-

лись на работающем реакторе путем анализа реакции системы на малые возмущения входных параметров. Показано, что реактор «Топаз» обладает также положительным коэффициентом реактивности по температуре горючего вследствие эффекта Доплера и эффекта расширения сердечника  $\epsilon = (2,1 \pm 0,2) 10^{-4} \beta_{эфф} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ . Это обстоятельство приводит к аperiodической неустойчивости

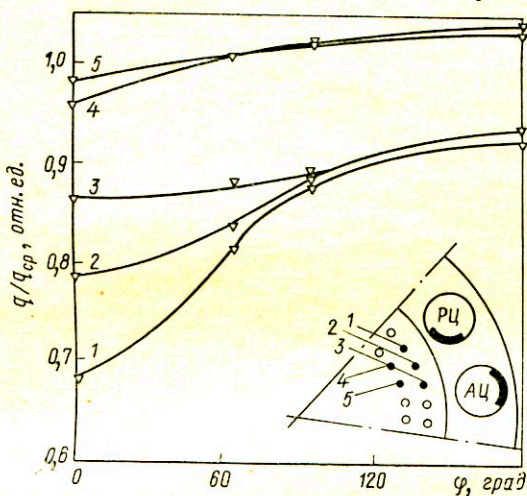


Рис. 7.14. Зависимость относительной мощности  $q/q_{ср}$  ближайших ЭГК от угла поворота  $\varphi$  одного РЦ. (Угол  $\varphi$  отсчитывается от положения максимального приближения поглотителя к активной зоне)

реактора в состоянии саморегулирования на номинальной мощности с постоянной времени 120 сек. В то же время имеется большой отрицательный коэффициент реактивности по температуре входа теплоносителя в реактор  $\epsilon_2 = -7 \cdot 10^{-4} \beta_{эфф} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ , связанный с термическим расширением конструкции реактора, который в значительной степени компенсирует влияние указанного выше положительного коэффициента реактивности.

В целом реактор «Топаз» работает стабильно и хорошо управляется. Энергетические испытания реактора проводились на специальном стенде Физико-энергетического института (ФЭИ). Основные системы стенда, обеспечивающие заданный режим испытаний, представлены

на рис. 7.15. Полученные в процессе испытаний нейтронно-физические, тепловые, электрические и гидравлические характеристики реактора в большинстве своем совпали с расчетными. Лишь общий КПД установки оказался несколько ниже, чем это ожидалось на основании петлевых исследований. Сравнительно низкий

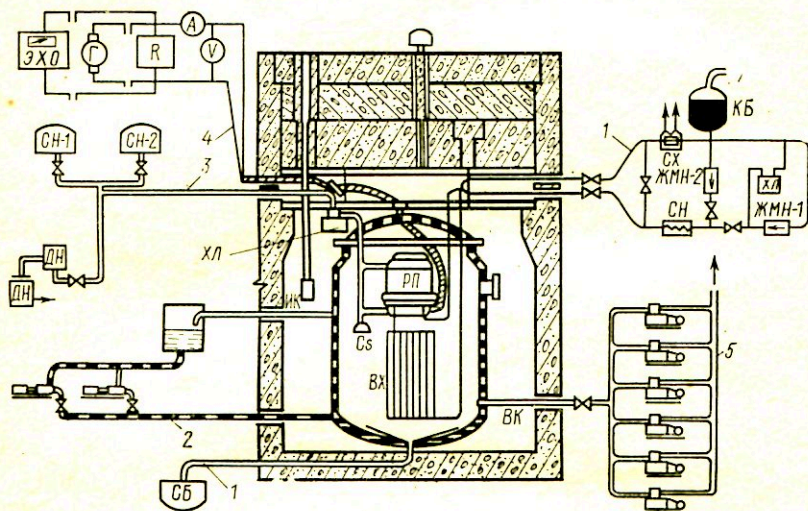


Рис. 7.15. Схема испытательного стенда реактора-преобразователя «Топаз»:

РП — реактор-преобразователь; ВК — вакуумная камера; НК — ионизационная камера; 1 — контур теплоносителя (ЖММ — жидкометаллический насос; СХ — стендовый холодильник; СН — стендовый нагреватель; ХЛ — холодная ловушка окислов; КБ — компенсационный бак; СБ — сливной бак; ВХ — внутренний холодильник); 2 — система охлаждения ВК; 3 — вакуумно-цезиевая система (Cs — цезиевый термостат; ХЛ — холодная ловушка пара цезия; СН — сорбционные насосы; ДН — диффузионные насосы); 4 — система электрических измерений (R — магазин сопротивлений; Г — генератор постоянного тока; ЭХО — устройство для импульсного снятия ВАХ); 5 — система вакуумирования ВК

КПД обусловлен в первую очередь отравлением эмиссионной поверхности оксидами титана и циркония, в незначительных количествах входящих в состав сплава ВМ-1. Окислы образуются при дегазации межэлектродных зазоров в условиях недостаточного вакуума и обладают малой работой выхода, ухудшают сорбцию цезия и препятствуют образованию металлопленочного катода. Поэтому признано целесообразным в дальнейшем применять в ЭГК монокристаллические эмиттеры из мо-

либдена или вольфрама. После 1000—1200 ч работы первых реакторов «Топаз» наблюдалось плавное снижение электрической мощности, что является следствием постепенного массопереноса материала эмиттера на дистанционирующие микроизоляторы, приводящего к частичному распределенному замыканию внутри ЭГК и увеличению утечек тепла по микроисолляторам.

На рис. 7.16 показано изменение вольт-амперных характеристик в процессе испытания реактора, которое вызвано уменьшением внутреннего сопротивления меж-

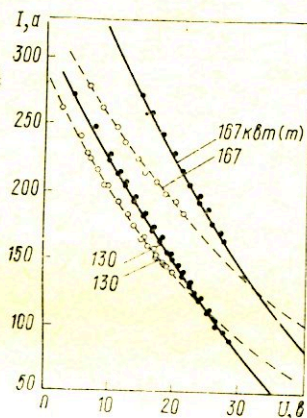


Рис. 7.16. Вольт-амперные характеристики реактора-преобразователя «Топаз-1»: ○ — значения в начале испытаний; ● — в конце испытаний

электродного зазора и возрастанием тока короткого замыкания в конце испытаний. Это, очевидно, связано с двумя конкурирующими процессами — появлением внутренних замыканий и изменением характеристик поверхности катода.

Эти явления могут быть устранены применением специальных конструкционных мер (усовершенствования дистанционирования, нанесения вольфрамового покрытия на катоды и др.).

В конце испытаний первых образцов реактора «Топаз» наблюдалось также проникновение натрий-калиевого теплоносителя в межэлектродный зазор, что приводило к резкому снижению электрических характеристик.

Достигнутая в первых испытаниях полезная электрическая мощность реактора-преобразователя «Топаз» 5—7 кВт не является предельной и в дальнейшем может быть существенно увеличена путем применения перспективных катодных материалов и других мер по улучшению эмиссионных характеристик.

В целом создание термоэмиссионной ядерно-энергетической установки «Топаз» и успешные энергетические испытания ее первых экспериментальных образцов показали возможность и перспективность использования термоэмиссионного реактора-преобразователя в качестве автономного источника энергии на длительный ресурс работы, что чрезвычайно важно для его применения на космических кораблях и станциях [2, 51, 59].

Некоторые варианты реакторных космических термоэмиссионных энергоустановок рассмотрены в гл. 9.



## РЕАКТОРЫ ЯДЕРНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ И ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ НА ИХ ОСНОВЕ

### § 8.1. РЕАКТОРЫ ЯРД С ТВЕРДОФАЗНОЙ АКТИВНОЙ ЗОНОЙ

ЯРД, использующие в качестве источника тепла реактор с активной зоной, составленной из высокотемпературных твэлов, в настоящее время наиболее проработаны. В США работы над двигателем этого типа были доведены до стадии полномасштабных наземных испытаний [116, 147]. В течение 1961—1969 гг. в США было спроектировано, изготовлено и испытано свыше 40 ядерных реакторов различных модификаций по программе NERVA (Nuclear Engine for Rocket Vehicle Application). Эта программа завершилась успешными наземными испытаниями полномасштабного двигателя NERVA в декабре 1968 г.—августе 1969 г., во время которых было проведено 28 пусков двигателя [116]. На рис. 8.1 показан один из стендов для наземных испытаний ЯРД.

Так как для обеспечения радиационной безопасности населения и исключения радиоактивного загрязнения атмосферы рассматривается использование ЯРД только для работы в космосе, а не для старта с земли, главное значение имеет не тяга двигателя, а его удельный импульс. В связи с этим конкретная разработка ЯРД NERVA с удельным импульсом 825 сек велась на тягу 33—37,5 тс, а в дальнейшем рассматривалось даже уменьшение этого значения до 5—8 тс, в то время как лучшие химические ракетные двигатели могут иметь тягу до 750 тс [116].

ЯРД NERVA можно рассматривать как двигатель для транспортного космического корабля, предназначенного для перевода грузов в несколько десятков тонн с низкой земной орбиты на геосинхронную, лунную или марсианскую орбиту [105, 190]. Этот двигатель может обеспечить также выполнение и других космических

миссий — полеты к планетам Солнечной системы, посылка автоматических станций на эти планеты для взятия образцов грунта и доставки их на Землю и т. д. [116]. Во всех этих случаях может быть получен выиг-

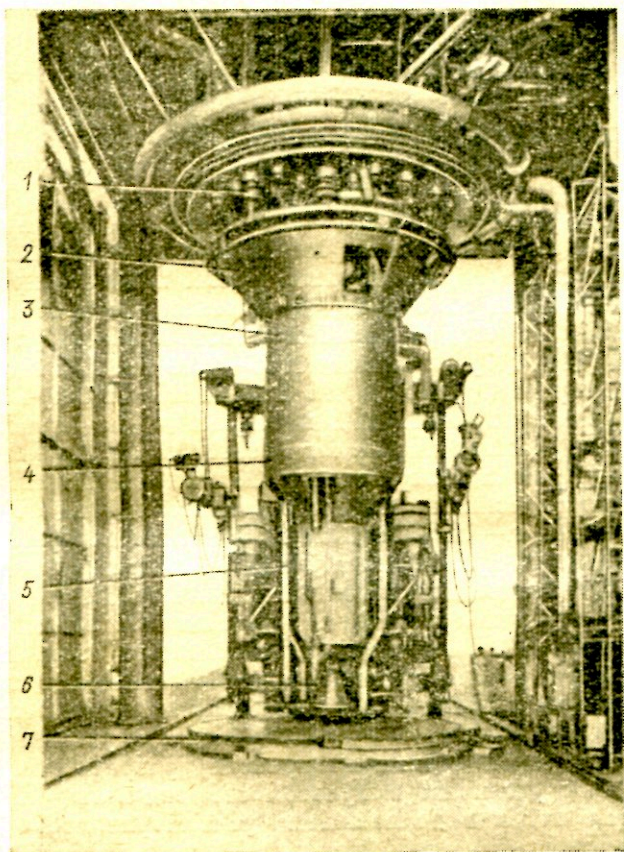


Рис. 8.1. Экспериментальный ЯРД ХЕ на испытательном стенде ETS-1 [147]:

1 — связи стенда с испытуемым двигателем; 2 — опорная конструкция стенда; 3 — верхняя силовая конструкция; 4 — защита; 5 — реактор; 6 — сопло; 7 — крышка канала выхлопа

рыш по сравнению с использованием только химических двигателей в стартовой массе ракеты, во время выполнения задачи и в полезном грузе.

ЯРД включает в себя:

- 1) ядерный реактор — источник тепла для нагрева рабочего тела — водорода;
- 2) турбонасосный агрегат, перекачивающий жидкий водород из бака в реактор;
- 3) сопло, трансформирующее тепловую энергию, полученную рабочим телом в ядерном реакторе, в тягу;
- 4) конструкции, объединяющие все узлы двигателя;
- 5) систему регулирования.

Кроме того, для работы двигателя необходимы вспомогательные источники энергии для пуска реактора и для привода насоса во время пуска двигателя.

ЯРД NERVA (рис. 8.2) имеет длину 10,4 м от днища водородного бака до выходного среза сопла. Наибольший диаметр двигателя 3 м. Полная масса ЯРД около 9 т, включая 1,35 т массы защиты, которая может иметь и другое значение в зависимости от выполняемой космической задачи. Расход водорода через ЯРД порядка 41,5 кг/сек. Центробежный насос, перекачивающий жидкий водород из бака в реактор, требует для своего привода мощность около 5000 квт.

Ядерный реактор тепловой мощностью 1500 Мвт имеет активную зону диаметром 0,9 м. Автоматический пуск ЯРД с уровня мощности порядка 1 вт, определяемой нейтронным источником, до примерно 1 Мвт осуществляется в течение 1 мин. На следующие три декады до достижения полной мощности двигателя также требуется около 1 мин.

Активная зона реактора ЯРД NERVA состоит [117, 121] из гексагональных твэлов с размером под ключ 1,8 см с 19 отверстиями диаметром 2,5 мм. Температура твэлов превышает 3000° К, плотность энерговыделения — несколько тысяч киловатт с 1 л активной зоны. Стенки каналов твэлов покрыты карбидом ниобия для предохранения их от коррозии. Кампания твэла рассчитана на 10 ч работы на полной мощности. Температура водорода на выходе из активной зоны составляет 2360° К, что обеспечивает удельный импульс 825 сек.

Гексагональные твэлы на основе графитовой или карбид-графитовой композиции фиксируются на несущих трубах, соединенных с алюминиевой решеткой. Между решеткой и торцами твэлов размещены компенсирующие пружины и диафрагмы. Фиксирующие актив-

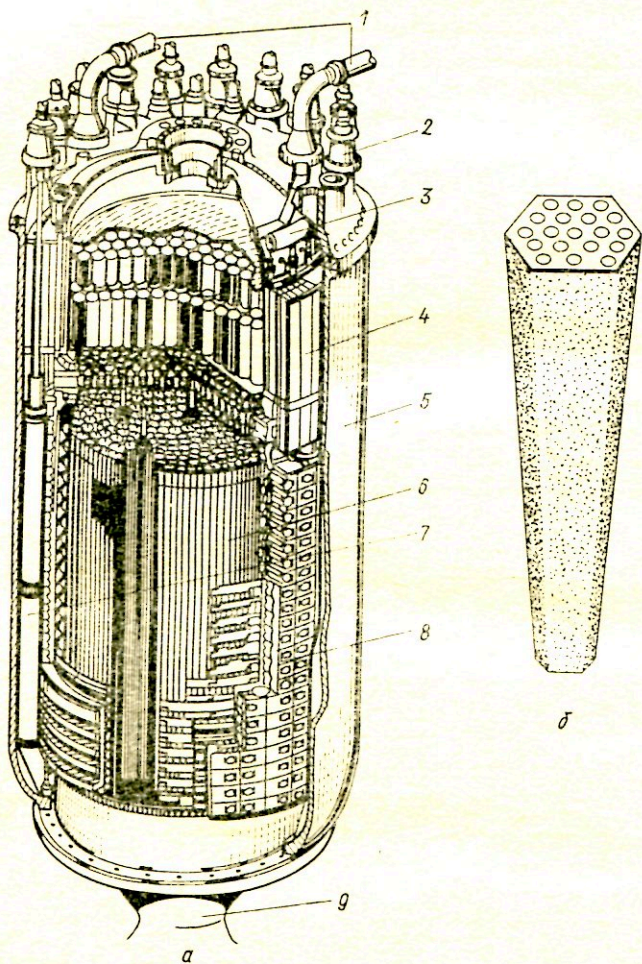


Рис. 8.2. Реактор ЯРД NERVA (в разрезе) (а) и общий вид твэла (б):

1 — входные трубопроводы рабочего тела; 2 — приводы органов регулирования; 3 — коллектор рабочего тела; 4 — внутренняя радиационная защита; 5 — корпус реактора; 6 — активная зона; 7 — органы регулирования; 8 — отражатель; 9 — сопло

ную зону несущие трубчатые элементы охлаждаются водородом, ответвляющимся от основного потока и присоединяющимся к нему на переднем конце отражателя. Эти же трубы используются для размещения внутри них системы точного регулирования мощности, состоящей из тонкостенных труб, покрытых карбидом тантала. Эта система обеспечивает изменение реактивности в пределах  $\pm 1,5$  долл. Энерговыведение по объему активной зоны выравнивается посредством изменения концентрации ядерного горючего до значения величины неравномерности порядка 1,1 [121]. Активная зона окружена отражателем, составленным из бериллиевых блоков, смонтированных внутри цилиндрического алюминиевого корпуса. В отражателе размещены 18 поворотных цилиндров, представляющих собой основную систему регулирования ядерного реактора. Внутри корпуса реактора размещен также внутренний защитный блок, предназначенный для снижения потока радиации на турбонасосный агрегат и бак рабочего тела. Реактор заключен в алюминиевый несущий корпус и соединен с охлаждаемым соплом, переходящим в неохлаждаемый графитовый расширитель (расширение водорода порядка 100:1). Основная часть водорода вначале (с помощью двух турбонасосных агрегатов) поступает на охлаждающие сопла, отражателя, внешнего кольца внутренней защиты, затем направляется в турбину, из турбины в центральную часть внутренней защиты, решетку активной зоны и через активную зону — на выход в сопло. Упрощенная структурная схема двигателя показана на рис. 8.3 [190].

Для регулирования ЯРД спроектирована специальная цифровая вычислительная система. С ее помощью обрабатываются показания приборов контроля температуры и давления водорода в камере перед соплом. Температура камеры определяется мощностью реактора. Цифровая вычислительная система выдает команду на систему регулирования мощности реактора. Запуск и включение двигателя осуществляются со скоростями изменения температуры и давления, равными соответственно  $83^\circ \text{K/сек}$  и  $3,52 \text{ атм/сек}$ . Максимальная скорость изменения температуры определяется ограничением термических напряжений в активной зоне реактора.

ЯРД NERVA рассчитан примерно на 60 включений при суммарном ресурсе на номинальной температуре порядка 600 мин. При расхолаживании минимальное среднее значение удельной тяги составляет 400 сек. Нейтрализация остаточной тяги (около 13,6 кгс) может быть осуществлена с помощью реактивной системы управления при мощности реактора менее 75 квт. Для

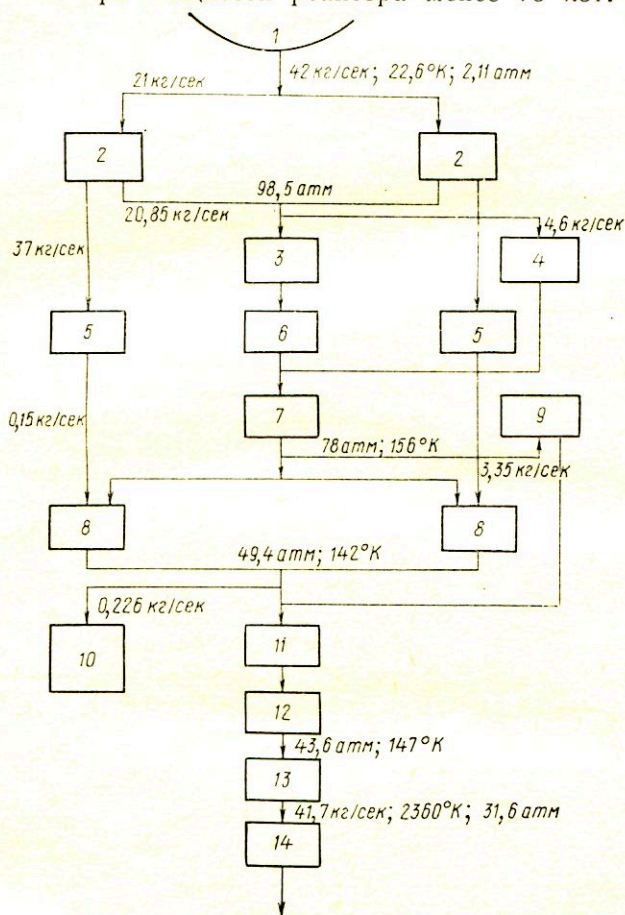


Рис. 8.3. Упрощенная структурная схема ЯРД NERVA [190]:

1 — бак; 2 — насосы жидкого водорода; 3 — опорные трубки активной зоны; 4 — газовая система регулирования реактора; 5 — охлаждение подшипников; 6 — отражатель; 7 — внешняя защита; 8 — турбина; 9 — клапан перепуска рабочего тела; 10 — наддув бака; 11 — центральная защита; 12 — опорная защита активной зоны; 13 — активная зона реактора; 14 — сопло

экономии водорода остаточное тепловыделение в реакторе (в момент выключения 6,5 Мвт, через 6,7 ч около 8 квт) снижается с помощью дискретной импульсной подачи рабочего тела. Импульс, получающийся при расхолаживании, рассматривают как часть конечного импульса — он может быть использован для коррекции и стабилизации орбиты.

В поисках более экономичного пути освоения космоса космическая программа США в последние годы переориентирована на создание многоразовых транспортных космических кораблей и в связи с этим внимание специалистов сконцентрировано на ЯРД с тягой 6—8 тс [22, 98]. Так, в работе [22] анализируются возможности ЯРД для двух типов беспилотных космических экспедиций: одноразовый полет для научных исследований внешних планет Солнечной системы и многократные полеты с полезным грузом с низких околоземных орбит на геосинхронную орбиту и обратно. В первом случае рассматривается реактор тепловой мощностью 367 Мвт с полным временем работы 1 ч при возможности трех включений, предназначенный для работ с ЯРД, удельный импульс которого 875 сек и тяга 72 975 н; во втором случае тепловая мощность реактора 354 Мвт, полное время работы 2 ч, число включений 20, удельный импульс 860 сек, тяга 71 724 н. Расход водорода в обоих случаях 8,5 кг/сек, масса ЯРД около 2,55 т. Конструкция двигателя основана на разработках ЯРД, проводимых в Лос-Аламосской лаборатории с 1955 г. За основу конструкции взят реактор «Ревее», испытанный в 1968 г. Использование ЯРД на транспортном космическом корабле требует из-за габаритных ограничений уменьшения длины двигателя (по проекту полная длина 4,46 м).

В реакторе ЯРД малой тяги, так же как и в реакторе ЯРД NERVA, используются композитные (UC—ZrC—C) твэлы гексагональной формы с размером под ключ 19 мм, имеющие 19 каналов охлаждения диаметром 2,5 мм, внутренняя поверхность которых покрыта слоем ZrC. В активной зоне диаметром 64,6 см и длиной 89 см содержится 564 твэла. Общая загрузка составляет 56 кг урана с обогащением по  $^{235}\text{U}$  92,5%. Каждая третья ячейка в гексагональной решетке активной зоны занята элементом, сочетающим в себе функции замед-

лителя нейтронов (в качестве которого используется гидрид циркония) и силовой конструкции. Размеры этих элементов те же, что и размеры твэлов. Общее количество таких элементов 241. Элементы охлаждаются регенеративно пропусканьем через несущие трубы 47,5% всего расхода водорода. Далее этот водород используется для охлаждения замедлителя, а затем подается в турбину, после чего возвращается в активную зону для охлаждения твэлов. Другой поток водорода направляется на охлаждение сопла и отражателя. Перед поступлением в защиту и активную зону оба потока смешиваются. Максимальная температура твэлов в среднем по активной зоне по расчетам составляет  $2882^{\circ}\text{K}$  при температуре газа на выходе из твэлов  $2728^{\circ}\text{K}$ . Так как гидрид циркония теряет водород при нагреве, то температура несущих труб ограничена значением  $800^{\circ}\text{K}$ .

Периферийная часть активной зоны заполняется бериллиевыми блоками и изоляторами из  $\text{ZrC}$  низкой плотности для защиты бериллия от высокой температуры активной зоны. Блоки регенеративно охлаждаются водородом (7,5% всего расхода) параллельно с охлаждением несущих труб. Активная зона окружена слоем бериллия толщиной 14,2 см.

Внутри верхней части корпуса высокого давления, выполненного из алюминиевого сплава непосредственно над активной зоной (за ее силовой плитой) размещена защита из гидрида циркония с добавкой естественного бора, массовое содержание которого составляет 0,5%.

Защита служит для снижения облучения нейтронами и  $\gamma$ -квантами элементов конструкции, расположенных над реактором, для уменьшения радиационного нагрева бака и ослабления дозы облучения полезного груза. Толщина защиты составляет 15 см.

Регулирование реактора осуществляется 12 поворотными цилиндрами с поглощающими нейтроны накладками (по дуге  $120^{\circ}$ ). Цилиндры размещаются в бериллиевом отражателе.

## § 8.2. ВИХРЕВЫЕ РЕАКТОРЫ ЯРД

Рассмотренные выше твердотопливные ядерные реакторы ЯРД обладают рядом принципиальных ограничений, главное из которых — ограничение по механиче-



ской стойкости твэлов при высоких температурах рабочего тела — водорода. Несмотря на увеличение площади теплоотдающей поверхности за счет огромного количества мелких отверстий для прохода водорода, не удается обеспечить энергосъем выше нескольких тысяч киловатт с 1 л активной зоны. При этом температура твэлов в реакторе NERVA превышает 3000 °К, т. е. находится на пределе, а температура газа на выходе из активной зоны существенно ниже этого значения и составляет 2360 °К. Возникают также сложности с охлаждением конструктивных элементов активной зоны. Для компенсации ядерного топлива, уносимого вследствие эрозии в потоке горячего водорода, в активную зону необходимо помещать избыток горючего, что приводит к значительным запасам надкритичности, усложняющим систему регулирования ядерного реактора.

Применение принципа центробежного удержания мелкодисперсного ядерного топлива в активной зоне позволяет в значительной мере смягчить эти проблемы. В схеме ядерного реактора, предложенной Хэтчем [137, 138], большое отношение теплоотдающей поверхности к объему топливных частиц позволяет обеспечить хорошую теплоотдачу при более высоких (чем в реакторах типа NERVA) объемных энерговыделениях и при относительно небольшом температурном перепаде между горючим и рабочим телом, т. е. либо более высокую температуру выходящего газа, либо более низкую температуру топлива. Так как топливные частицы в данном случае не несут практически никакой нагрузки, то можно достичь температур рабочего тела, близких к температурам, максимально допустимым для выбранного материала топлива. Возможно также обеспечить добавление топлива во время работы реактора для компенсации потерь вследствие испарения топлива, выгорания и химических реакций между топливом и водородом.

В реакторе этого типа газ (водород) течет по радиусу к центру камеры активной зоны через кольцевой вращающийся слой частиц топлива, нагревается и вдоль оси камеры выходит в сопло, создавая тягу. Частицы топлива, взвешенные в потоке газа, удерживаются в камере при весьма больших скоростях обтекания в поле центробежных сил при ускорениях порядка нескольких десятков и даже сотен  $g$ . Эти силы уравнове-

шиваются силами, возникающими вследствие перепада давления поперек слоя частиц. Вращающийся слой топлива в принципе можно создать двумя способами [79]: тангенциальным вводом рабочего тела через боковую цилиндрическую стенку камеры; вращением самой камеры с радиальным потоком газа через пористую стенку. Первый способ конструктивно проще и привлекательнее, однако здесь проблема создания и поддержания однородного устойчивого слоя является несколько более сложной, чем во втором случае. В то же время второй способ конструктивно сложен, обладает меньшей надежностью, вращающаяся стенка испытывает большие механические нагрузки. Кроме того, при втором способе исключается возможность добавления топлива во время работы двигателя.

В качестве аналитической модели реактора вихревого типа в первом приближении может быть использована модель псевдооживленного слоя в поле центробежных сил [232, 234].

Распределение топлива в вихревой камере влияет на реактивность реактора, а следовательно, и на критическую массу, которая тесно связана с аэродинамическими характеристиками камеры [152].

Размеры частиц можно рассчитать, задавшись перепадом давления поперек слоя и ускорением частиц в слое [160, 243]. При этом должен быть найден компромисс между размером топливных частиц и перепадом давления поперек слоя. Малые частицы приводят к низким термическим напряжениям в них, но требуют высоких скоростей вращения слоя, вызывая высокие механические напряжения в камере, в случае закручивания потока с помощью вращения боковой стенки последней. В то же время при малых размерах частиц становится заметным унос делящегося вещества из них с осколками деления. Потеря пропорциональна числу осколков деления, покидающих топливо (около  $10^4$  атомов урана с каждым осколком [207]), а это число уменьшается с увеличением размера частиц. В работе [123] показано, что для топливных частиц размером порядка 100 мкм скорость потерь может достигать около 10% загрузки активной зоны в минуту. Желание снизить размеры топливной частицы до такого значения, чтобы осколок деления покидал ее прежде, чем энер-

гия, достаточная для выноса значительного количества атомов урана, распределится по топливу, приведет к размерам менее 0,1 мкм, что совершенно непрактично. В конкретном проекте [123] на основании приведенных выше соображений выбран размер 0,5—5 мкм.

Более практичным представляется выбор диаметра топливных частиц порядка 2—3 мкм [173] с применением в случае необходимости противоосколочных покрытий, т. е. использование своего рода сферических микротвэлов. В последнем случае в литературе реакторы получили название реакторов с *псевдооживленным слоем твердых частиц*, в то время как при использовании частиц микрометрического размера говорят о реакторах с *коллоидной активной зоной*. Конечно, такое деление является весьма условным и не общепринятым. В том и другом случае мы имеем реактор с центробежным принципом удержания ядерного горючего в активной зоне или реактор вихревого типа.

Существенным препятствием на пути создания устойчивого слоя без гидродинамического выноса топливных частиц оказались так называемые «торцевые эффекты» [145], которые сводятся к тому, что в пограничном слое на торцах камеры центробежные силы значительно уменьшаются и возникает радиальное течение частиц слоя к оси камеры, которое и выносит их из камеры.

Для предотвращения выноса изучались различные способы ввода газа через стенки камеры, чтобы изменить направление течения вторичного потока и исключить либо существенно снизить вынос частиц. На рис. 8.4 показана схема вихревого реактора [123]. В этом реакторе основная часть водорода подводится по боковой поверхности камеры, а для уменьшения выноса частиц часть водорода подается в зону 3. Для повышения стабильности удержания большой плотной массы частиц используется камера с  $L_0/D_0 \ll 1$ . При больших отношениях  $L_0/D_0$  радиальная скорость и тангенциально направленное количество движения газа, отнесенное к единице площади, слишком малы для создания устойчивого псевдооживленного слоя. Так как центробежные силы, действующие на частицы, меняются как  $v^2/r$ , осаждение частиц на стенке может быть снижено увеличением диаметра  $D_0$ . На рис. 8.5 приведены резуль-

таты расчетов критических параметров реактора, в процессе которых диаметр  $D_0$  варьировался от 60 до 180 см, а  $L_0/D_0$  — от 0,10 до 0,20. Осевой и радиальный отражатели выполнены из слоев металлического берилля толщиной 45 см. По боковой поверхности камеры в

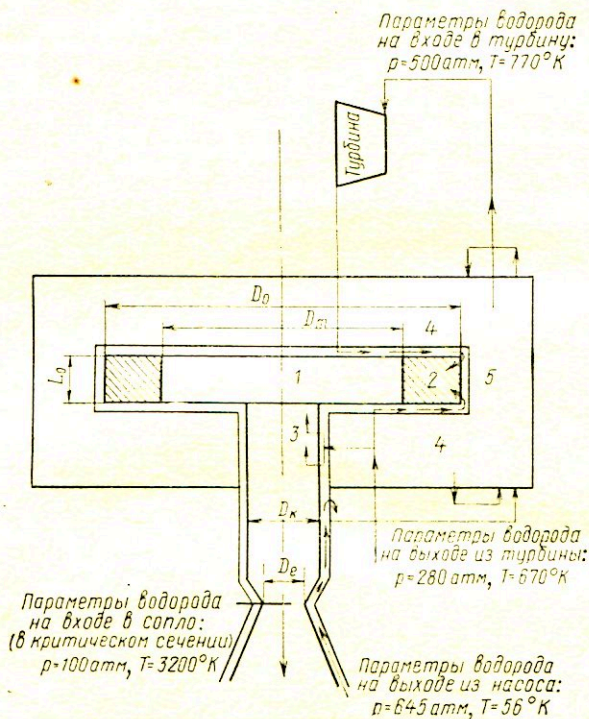


Рис. 8.4. Схема вихревого реактора с коллоидной активной зоной [123]:

1 — камера первичной сепарации; 2 — кольцевая активная зона; 3 — зона вторичной сепарации; 4 — отражатель; 5 — направляющий аппарат

целях уменьшения эффекта эрозии направляющего аппарата был размещен слой естественного вольфрама толщиной 0,1 мм. В расчетах использована транспортная теория дискретных ординат. На основании расчетов выбраны  $D_0=120 \text{ см}$  и  $L_0/D_0=0,15$ . В качестве топливной композиции используется  $\text{UC-ZrC}$  с изотопом  $^{233}\text{U}$  и отношением ядер  $\text{Zr/U}=10$  для снижения эффекта

испарения урана при рабочих температурах. (Температура плавления такой композиции 3500—3600° К.) Корпус реактора, несущий давление, изготавливается из

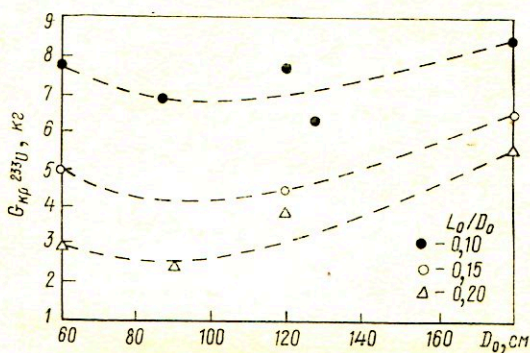


Рис. 8.5. Зависимость критической массы вихревого реактора по  $^{235}\text{U}$  от внешнего диаметра активной зоны при разных значениях  $L_0/D_0$  [123]

сплава Ti—Al—V. Характеристики реактора, рассчитанного для наземных испытаний:

Мощность реактора . . . . .	2000 Мвт
Тяга . . . . .	45 000 кгс
Удельный импульс (теоретический) . . . . .	1200 сек
Давление на входе в сопло . . . . .	100—200 атм
Температура на входе в сопло . . . . .	3000—3200° К
Диаметр полости . . . . .	120 см
Длина зоны топлива . . . . .	18 см
Толщина кольца топлива . . . . .	15 см
Толщина радиального отражателя . . . . .	45 см
Осевая длина отражателя . . . . .	108 см
Внешний диаметр корпуса . . . . .	240 см
Полная длина . . . . .	240 см
Полная масса двигателя . . . . .	19 000 кг

Из тепловых расчетов рабочего цикла и тепловой мощности, требуемой для прокачки рабочего тела, стала очевидной потребность в дополнительном (предварительном) нагреве рабочего тела в отражателе, который может быть реализован добавкой горючего в часть отражателя. Для реактора мощностью 2000 Мвт количество энергии, выделяемой в отражателе за счет  $\gamma$ -излучения и в процессе замедления нейтронов, без добавления

в отрагатель делящегося вещества равно 200 Мвт, тогда как тепловая мощность, необходимая для привода насоса, равна 320—400 Мвт. Подогрев рабочего тела, направляемого на привод насоса, нужен не только во время нормальной работы двигателя, но, что еще более важно, и во время пуска, так как вихрь рабочего тела в полости реактора должен быть образован прежде, чем в ней будет получена критическая масса.

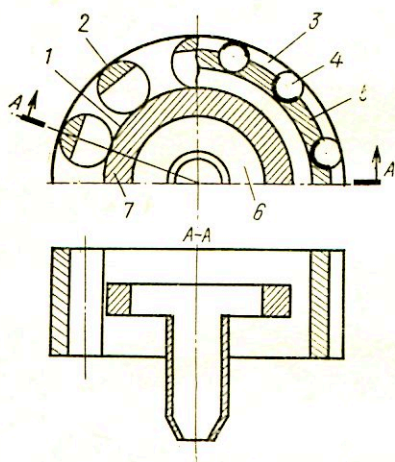


Рис. 8.6. Схема вихревого реактора с коллоидной активной зоной и обогащенным горючим в отражателе [123]:

1—направляющий аппарат (вольфрам, покрытый графитом); 2—РЦ типа I ( $\text{Be}+^{235}\text{U}$ ); 3—бериллиевый отрагатель; 4—РЦ типа II (бериллий с накладкой из бора); 5—отрагатель с обогащенным ураном ( $\text{Be}+^{235}\text{U}$ ); 6—рабочее тело ( $\text{H}_2$ ); 7—горючее ( $^{235}\text{U}$ )+рабочее тело ( $\text{H}_2$ )

На рис. 8.6 приведены два возможных способа помещения урана в отрагателе, из которых очевидны и способы запуска реактора. Температурные ограничения, налагаемые материалом отрагателя, и эрозийная природа коллоидного топлива требуют внимательного подхода к конструкции и материалам направляющего аппарата. В направляющем аппарате рассматриваемого реактора имеется 1700 сопел диаметром 3,8 мм, через которые в камеру входит водород с тангенциальной скоростью 110 м/сек. Направляющий аппарат предполагается изготовить из графита, защищенного от горячего водорода и эрозии вольфрамом.

На рис. 8.7 приведена схема вихревого реактора ЯРД, в котором вращение слоя горючего и его удержание в активной зоне обеспечиваются вращением боковой стенки камеры [79, 159, 232, 234]. В целях исключения

осаждения частиц на торцах камеры рекомендуется выполнять заднюю стенку выпуклой, а переднюю плоской с соответствующей организацией ввода газа для изменения направления течения вторичного потока. В работах [232, 234] утверждается, что в такой камере можно получить трехмерное течение газа, которое обеспечит равномерное распределение твердых частиц и уменьшит

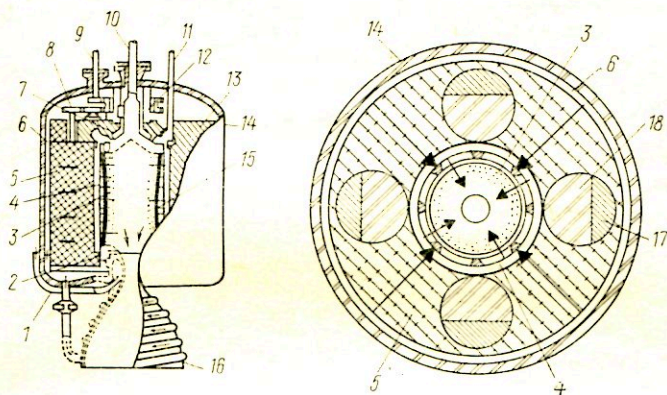


Рис. 8.7. Схема вихревого ядерного реактора с вращающейся стенкой:

1 — коллектор рабочего тела ( $H_2$ ); 2 — осевой газовый подшипник; 3 — ядерное топливо; 4 — вращающаяся конструкция; 5 — радиальный отражатель; 6 — водород; 7 — упорный подшипник; 8 — передаточный механизм к РЦ от привода; 9 — привод РЦ; 10 — привод ротора; 11 — подача ядерного горючего; 12 — передний подшипник; 13 — торцевой отражатель; 14 — силовой корпус; 15 — пористая стенка; 16 — ракетное сопло; 17 — поглощающая секция РЦ; 18 — замедляющая секция РЦ

взаимодействие их с торцевыми стенками. Отмечалось также, что вынос частиц из камеры слабо зависит от ее длины (в случае камеры с торцевым поддувом), что позволяет расширить пределы  $L_0/D_0$  до значений, близких к единице, т. е. более благоприятных с точки зрения нейтронной физики.

В работах [171, 231] рассматриваются ЯРД с реактором вихревого типа. Эти ЯРД имеют удельный импульс порядка 1100 сек. Предполагается использовать их для транспортировки грузов с низкой околоземной орбиты на геосинхронную. Такой ЯРД может иметь относительно высокое соотношение тяги и массы (5:1) при относительно невысокой тяге (9 тс). Показано, что

оптимальная масса ядерного реактора (2,27 т) практически неизменна в диапазоне тяг 4,5—45 тс. В проекте реактора приняты диаметр полости 80 см, толщина бериллиевого отражателя 45 см. В качестве ядерного горючего предлагается использовать  $^{233}\text{U}$  в виде композиции ( $\text{U}+10\%\text{Zr}$ )С с размером частиц 10 мкм. Управление реактором осуществляется с помощью восьми поворотных цилиндров. С учетом вихревого потока рабочего тела ЯРД подвергается угловому ускорению  $0,15 \text{ рад/сек}^2$ , для ликвидации которого необходимо создание противодействующего момента.

Выше приводились примеры вихревых реакторов, в которых использованы топливные частицы размером в несколько микрометров.

В работе [173] рассматривается полостной вихревой реактор, в котором использовано топливо в виде  $\text{ZrC}-\text{UC}_2$  с размером частиц 2,5 мм. Полость имеет относительные размеры  $L/D \approx 2$ , толщина слоя бериллиевого отражателя 50 см, диаметр активной зоны 50 см, ее длина 100 см, толщина слоя ядерного топлива 5 см, мольная доля  $^{235}\text{U}$  в топливе 1—2%, критическая масса 20 кг. Уменьшение толщины отражателя удваивает критическую массу; тот же эффект дает снижение отношения  $L/D$  с 2 до 1. При уровне мощности реактора 500 Мвт водород, расход которого через активную зону составляет 13,5 кг/сек, нагревается до  $3000^\circ\text{C}$ . Перепад давления газа в активной зоне в этих условиях составляет 1,6 атм.

Принцип центробежного удержания топлива в активной зоне может быть применен и для случая жидкого топлива [58, 79, 113, 167]. Это дает возможность еще повысить удельный импульс, однако при его расчете необходимо иметь в виду, что в случае высоких температур, имеющих место в такой схеме, давление пара делящегося вещества довольно значительно, и его нельзя не учитывать [99]. Удельный импульс снижается из-за увеличения средней молекулярной массы рабочего тела, истекающего из сопла.

В работе [113] предложена схема ЯРД с тягой 4,4 тс и удельным импульсом 1500 сек. Реактор этого ЯРД представляет собой систему вращающихся цилиндрических топливных элементов, каждый из которых имеет внешнюю зону, состоящую из твердой смеси  $\text{UC}_2+\text{ZrC}$ ,



и внутреннюю зону из того же материала в жидкой фазе. Рабочее тело проходит в направлении радиуса элемента. Пространство между элементами заполнено эффективным замедлителем ( $ZrH_2$ ), что улучшает физические характеристики реактора. Кроме того, в малых элементах легче решить такие технические проблемы, как проблема прочности. Снаружи реактор окружен бериллиевым отражателем толщиной 10 см, содержащим поглощающие стержни системы управления. Количество топливных элементов в активной зоне — 43. Критическая масса — около 4,5 кг  $^{235}U$ , размеры активной зоны  $0,9 \times 0,9$  м. Газ нагревается, барботируя через жидкий слой делящейся композиции, до  $4800^\circ K$ .

Проблемы, возникающие при создании вихревых реакторов с жидкотопливной активной зоной, более сложны и многочисленны, чем при создании вихревых реакторов с вращающимся слоем твердых частиц, и не очевидно, что технические трудности компенсируются выигрышем в удельном импульсе. В связи с этим, несмотря на имеющиеся экспериментальные работы в этом направлении [153, 170], фронт их существенно уже и поиск конструктивных решений реакторов с жидкой вращающейся активной зоной менее конкретен, чем в случае вихревых реакторов с вращающимся слоем твердо-топливных частиц.

### § 8.3. РЕАКТОРЫ ЯРД С ГАЗОФАЗНОЙ АКТИВНОЙ ЗОНОЙ

Как уже указывалось в предыдущем параграфе, одним из способов избежать ограничений, связанных со стойкостью материалов при высоких температурах, является предоставление возможности осколкам деления передавать свою энергию непосредственно рабочему телу, т. е. переход к топливным частицам субмикрометрического размера. В предельном случае можно рассмотреть возможность полного отказа от твэлов даже в форме субмикрометрических частиц. В перспективе речь может идти о создании реактора с активной зоной, находящейся в газообразном состоянии. В принципе можно представить себе три случая: ядерное горючее, находящееся в газовой фазе, смешано с рабочим телом; газофазное ядерное горючее отделено от рабочего тела

прозрачными стенками («ядерная лампа»); коаксиальное обтекание рабочим телом ядерного горючего, находящегося в газообразном состоянии, практически без перемешивания, что достигается различными способами удержания делящегося вещества в активной зоне. Очевидно, что схема, при которой ядерное горючее смешано с рабочим телом, должна быть исключена из рассмотрения применительно к ЯРД, так как в этом случае чрезвычайно трудно избежать больших потерь ядерного горючего с водородом, покидающим сопло, а это в свою очередь ведет к резкому снижению удельного импульса вследствие повышения средней молекулярной массы рабочего тела.

Так как основная часть тепла во всех газофазных реакторах выделяется непосредственно в газе, то его температура может значительно превышать температуру окружающих активную зону конструкций.

Однако вследствие замедления нейтронов и поглощения  $\gamma$ -излучения значительная часть тепла выделяется в отражателе-замедлителе нейтронов и в конструктивных элементах, окружающих активную зону. Для съема этого тепла может быть применена регенеративная схема, описанная выше для реакторов ЯРД с твердофазной активной зоной, когда рабочее тело, прежде чем попасть в активную зону, снимает тепло с замедлителя, отражателя и конструктивных элементов. В этом случае удельный импульс газофазного реактора не может превышать удельный импульс твердофазного ЯРД более чем в три раза, т. е. верхний предел удельного импульса лежит около 3000 сек при отношении тяги к массе ЯРД порядка 1,5—2,5. Дальнейшее повышение удельного импульса может быть достигнуто применением такой схемы ЯРД, когда тепло с отражателя и конструктивных элементов отводится не рабочим телом, а другим теплоносителем, например жидкометаллическим, и сбрасывается в космическое пространство через холодильник-излучатель. Такая схема дает возможность повысить удельный импульс ЯРД с газофазным реактором с коаксиальным потоком рабочего тела до 7000 сек при одновременном снижении отношения тяги к массе примерно в пять раз [66].

На рис. 8.8 показана схема ЯРД, выполненного по типу ядерной лампы. В этом реакторе удержание ура-

повой плазмы в активной зоне осуществляется прозрачными стенками «колбы», а контакт этих стенок с делящимся веществом предотвращается путем тангенциального вдува внутрь колбы прозрачного буферного газа, например неона [79]. Эффективность и работоспособность такой схемы зависят от оптических и других физических свойств прозрачного материала стенки колбы

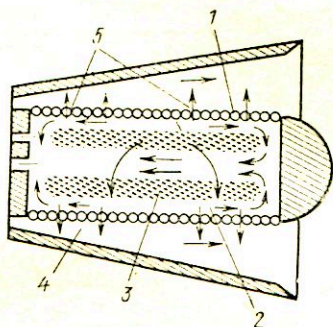


Рис. 8.8. Схема газозаполненной лампы типа «ядерная лампа» [79]:

1 — внутренняя охлаждаемая прозрачная стенка; 2 — буферный газ (неон); 3 — урановая плазма; 4 — рабочее тело ( $N_2$ ); 5 — тепловое излучение

при определенных длинах волн и от поведения этих свойств в радиационных полях. Подходящие оптические свойства могут иметь также такие вещества, как кварц, сапфир, алмаз. На рис. 8.9 показан приведенный в работе [58] спектр поглощения излучения в слое кварца толщиной 1 см вместе со спектром испускания излучения абсолютно черным телом. Полное поглощение, проинтегрированное по всему спектру, составляет около 3% всей излучаемой энергии. Доля излучения, поглощаемого кварцевой стенкой, возрастает с увеличением температуры делящейся плазмы в связи с возрастанием коротковолновой части спектра испускания.

Для увеличения степени черноты и как следствие этого поглощения тепла в рабочем теле в водород необходимо добавить некоторое количество субмикрометрических частиц углерода или вольфрама. Для точного расчета распределения температур в слое водорода необходимо знание спектра тепловой эмиссии из района горячего, поглощающих свойств водорода в зависимости от температуры при рабочем давлении и характеристик поглощения и рассеяния частиц, суспензированных в водороде. Точное аналитическое решение такой задачи

найти не удастся; более эффективно применение метода Монте-Карло [23, 49].

В работе [178] приводятся результаты расчета поглощения теплового излучения в водороде для  $T \approx 3000^\circ\text{K}$  при давлении около 500 атм, содержащем частицы вольфрама размером около 0,2 мкм. Расчеты показали, что излучаемый тепловой поток, достигающий

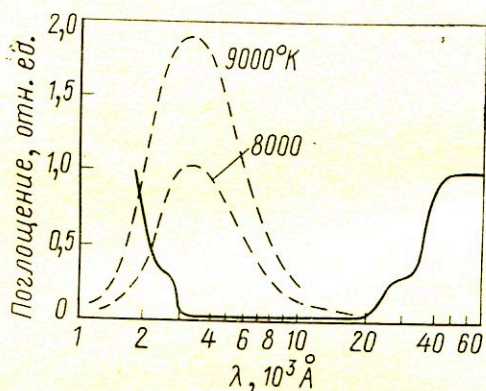


Рис. 8.9. Зависимость относительного поглощения излучения от длины волны  $\lambda$  в слое кварца толщиной 1 см. (Пунктир — спектры испускания абсолютно черного тела при различных температурах)

стенок полости, в случае массовой доли примеси вольфрама в водороде, равной 0,1%, составляет 1,46 квт/см<sup>2</sup>, а для массовой доли вольфрама в водороде 0,2% тепловой поток равен 0,08 квт/см<sup>2</sup>.

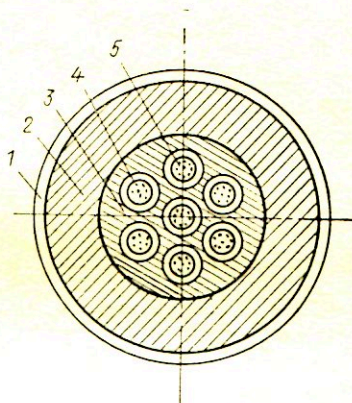
Таким образом, массовая доля примеси вольфрама в водороде в количествах 0,1—0,2% придает рабочему телу достаточную степень черноты для обеспечения поглощения в нем подавляющего количества теплового излучения активной зоны. Поглощение в водороде при высоких температурах зависит также от концентрации ионов водорода, которая может быть повышена добавкой легкоионизируемых веществ, например цезия [58].

Кроме схемы газофазных ЯРД типа ядерной лампы с одной колбой (см. рис. 8.8) возможно использование многополостных реакторов, в которых применяется несколько колб, содержащих урановую плазму. Схема такого реактора показана на рис. 8.10. Рабочее тело идет по кольцевым зазорам между прозрачной кварцевой стенкой и стенкой, отделяющей замедлитель от рабочего тела. Такая схема дает возможность снизить крити-

ческую массу реактора и температуру топлива. В работе [101] приведены параметры ЯРД с семью полостями типа ядерной лампы. При мощности реактора 4600 Мвт и эквивалентной температуре топлива 8333° К расчетный удельный импульс составляет 1870 сек, полная масса ЯРД 31 800 кг и отношение тяги к весу 1,3. Давление в полости составляет 500 атм. Некоторые характеристики и особенности газофазных реакторов типа

Рис. 8.10. Схема многополостного реактора с газофазной активной зоной:

1 — корпус, несущий давление; 2 — отражатель (графит); 3 — замедлитель (BeO); 4 — прозрачная стенка; 5 — единичная полость



ядерной лампы приведены также в работах [156, 168, 169, 188].

Выше рассмотрена возможность создания газофазного реактора с разделением делящегося вещества и рабочего тела посредством прозрачной твердой стенки. В принципе с самого начала разработок физико-технических основ реакторов с газофазной активной зоной рассматривались и другие методы разделения газообразного ядерного горючего и рабочего тела с одновременным удержанием горючего вне контакта со стенками [58, 136, 209]. Первый из них основан на большой разнице относительных молекулярных масс делящегося вещества и водорода и возможности гидродинамического их разделения. В принципе и в случае газофазной активной зоны возможно создание вихревого ядерного реактора, в котором благодаря тангенциальному вводу газов в полость в ней создается вихревой поток и центробежные силы удерживают тяжелый делящийся газ у внешней поверхности, легкий — рабочее тело — идет

внутри полости. Чем больше поле центробежных сил, тем меньше урана уносится с рабочим телом. Схема такого реактора показана на рис. 8.11. С созданием вихревого газофазного ядерного реактора связано много проблем, главная из которых — стабильность режима его работы. Речь идет о том, что гидродинамическая неустойчивость уранового облака будет вызывать колебания

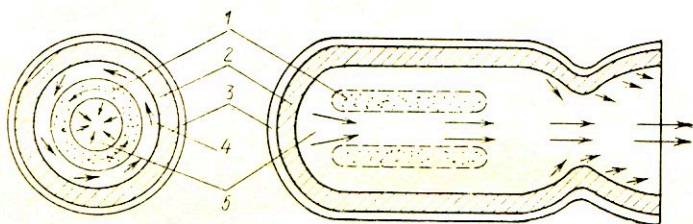


Рис. 8.11. Схема газофазного реактора с гидродинамическим удержанием горючего в активной зоне [136]:

1 — зона вращающегося горючего (урановая плазма); 2 — отражатель-замедлитель нейтронов; 3 — канал рабочего тела; 4 — тангенциальная инжекция рабочего тела (буферный слой); 5 — нагретое рабочее тело

реактивности такого реактора [126]. Вторая проблема — ограничение в радиальном потоке рабочего тела. Этот поток имеет предел для каждого значения поля центробежных сил, при котором еще существует урановое облако. Этот предел определяет тягу, которую можно получить с помощью такой системы. И наконец, безусловно, существует проблема охлаждения стенок полости, что ограничивает верхний температурный предел. Мы указали лишь ряд принципиальных проблем, не касаясь огромного числа чисто практических инженерных проблем, таких, например, как методы инжекции урана, вопросы коррозии материалов и т. д. Другая возможность гидродинамического отделения урановой плазмы и удержания ее в активной зоне состоит в использовании техники пленочного охлаждения. Рабочее тело может быть введено в активную зону через поры или мелкие отверстия в стенках. При этом рабочее тело отводит тепло, излучаемое на стенки полости, создает холодный экран из газа поверх твердой стенки и в случае сферической формы полости (рис. 8.12 [79]) локализует урановую плазму в центре последней.

В связи с тем что ядерное топливо имеет более низкий потенциал ионизации, чем рабочее тело, при рабочих температурах газофазного реактора уран частично ионизован, тогда как водород остается практически нейтральным. Это позволяет рассматривать электрические и магнитные поля в качестве сил, воздействующих

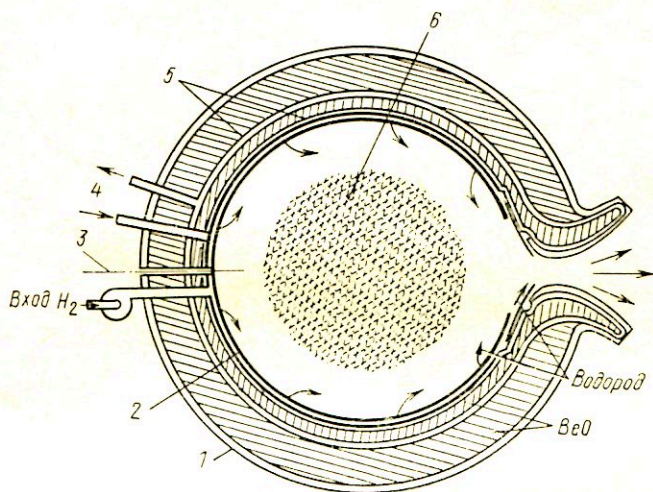


Рис. 8.12. Схема газофазного реактора со сферической активной зоной и пленочным охлаждением стенки полости [79]:

1 — корпус, несущий давление; 2 — пористая стенка; 3 — загрузка уранового топлива; 4 — контур охлаждения отражателя и сопла, замкнутый через излучатель; 5 — каналы охлаждения замедлителя; 6 — урановая плазма

только на урановое облако. Схема такого реактора, в котором для удержания урана в активной зоне используется магнитная ловушка, показана на рис. 8.13. Электромагнитные поля должны быть достаточно велики, чтобы противодействовать силам диффузии, размывающим урановое облако.

В работе [136] приведена также схема газофазного реактора, в котором для удержания уранового облака внутри активной зоны использована комбинированная магнитогидродинамическая ловушка (рис. 8.14). Здесь, как и в случае схемы, показанной на рис. 8.10, создается зона вращающегося газообразного ядерного топлива, только его вращение обеспечивается не тангенциальным

вводом рабочего тела в полость, а с помощью внешних электромагнитов, создающих вращающееся магнитное поле. Рабочее тело может вводиться в полость через пористую стенку, нагреваться в контакте с ядерным топливом, частично проходя через вращающийся слой урановой плазмы, и выбрасываться в сопло.

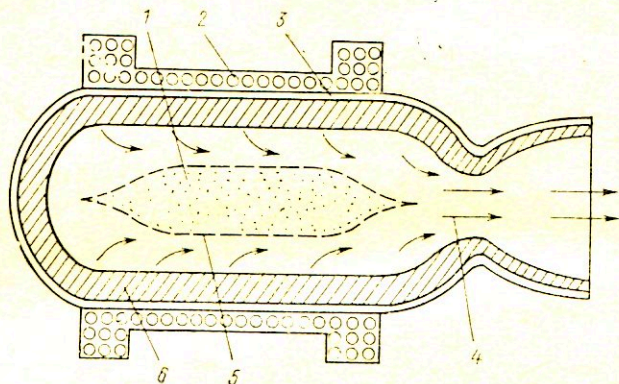


Рис. 8.13. Схема газозазадного реактора с удержанием топлива в магнитной ловушке [136]:

1 — урановая плазма; 2 — катушки электромагнита; 3 — канал рабочего тела; 4 — рабочее тело; 5 — магнитное «зеркало»; 6 — пористый отражатель

Основным недостатком в использовании электромагнитных сил для торможения ионов урана и удержания урановой плазмы внутри активной зоны является необходимость больших количеств электрической энергии. В связи с этим из большого числа схем в последнее время предпочтение отдается сферическому реактору типа изображенного на рис. 8.12.

В последние годы в США развернута большая программа исследований газозазадных реакторов этого типа, в ходе которых изучались проблемы гидродинамики [126, 155], ядерной критичности [151] и различные термодинамические аспекты [97, 178]. В работах [189, 233] приведены параметры ЯРД и газозазадного реактора с коаксиальным потоком рабочего тела.

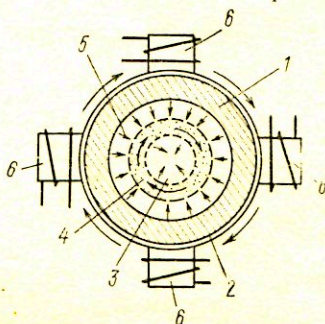
Реактор сферической формы имеет полость, образованную внутри отражателя-замедлителя из  $\text{BeO}$ , заключенного в силовой корпус из сплава  $\text{Ti-6Al-4V}$ ,



Полость отделена от отражателя обечайкой из молибденового сплава TZM, в котором должен использоваться разделенный по изотопам Mo, содержащий более 98%  $^{98}\text{Mo}$  и  $^{100}\text{Mo}$ . Ядерное горючее  $^{235}\text{U}$  в количестве 27,2 кг находится внутри полости диаметром 3,05 м в виде плазменного облака диаметром 2,04 м. Таким образом,

Рис. 8.14. Схема газофазного реактора с магнитогидродинамической ловушкой [136]:

1 — отражатель-замедлитель нейтронов; 2 — канал рабочего тела; 3 — нагретое рабочее тело; 4 — вращающийся слой ионизированного горючего (урановая плазма); 5 — буферный слой рабочего тела; 6 — катушки электромагнитов, производящих вращающееся магнитное поле



объемная доля топлива в полости равна  $V_{\text{T}}/V_{\text{п}}=0,3$ , что является оптимальным с точки зрения гидродинамики. Давление в полости составляет 400 атм. Средняя температура горючего равна  $50\ 600^{\circ}\text{K}$ . Расход горючего (на выходе из полости) 22,6 г/сек. Рабочее тело — водород с присадкой W (массовая доля W равна 0,2%). Средняя температура рабочего тела равна  $14\ 400^{\circ}\text{K}$ , расход (на выходе из полости) 4,5 кг/сек. Тепло из отражателя и других конструкционных элементов (около 7% полной мощности) отводится металлическим Na, который передает тепло He, идущему на турбину. Неиспользованное тепло сбрасывается через холодильник-излучатель в космос. Средняя температура замедлителя составляет  $1400^{\circ}\text{K}$ , холодильника-излучателя  $1100^{\circ}\text{K}$ .

Указывается, что вместо  $\text{BeO}$  возможно использование в качестве замедлителя  $\text{ZrBe}_{13}$ , имеющего лучшие теплофизические и прочностные свойства при рабочих температурах, что может уменьшить проблему термических напряжений. При указанных выше параметрах реактора и мощности 5900 Мвт ЯРД будет иметь тягу 20 тс при удельном импульсе 4400 сек.

В газофазном реакторе масса ядерного топлива и давление в камере рабочего тела взаимозависимы. Соотношение между давлением в полости реактора и другими параметрами ЯРД, определенное Рэгсдейлом из ус-

ловия гидродинамической устойчивости и приведенное в работе [189], имеет вид

$$p = 200 \frac{M_T^{1,385} F^{0,383} \mathcal{I}_{уд}^{0,383}}{D_n^{1,54} (V_T/V_n)^{1,51}}, \quad (8.1)$$

где  $p$  — давление в полости реактора, атм;  $M_T$  — масса ядерного топлива, кг;  $F$  — тяга, кгс;  $\mathcal{I}_{уд}$  — удельный импульс, сек;  $D_n$  — диаметр полости, м;  $V_T/V_n$  — объемная доля топлива в полости.

Если топливо находится при некотором граничном значении давления, некоторое его дополнительное количество требует повышения давления водорода для устойчивой гидродинамики, но это повышение приводит к тому, что реактор становится подкритическим. Для реактора, характеристики которого приведены выше, такое предельное давление равно 730 атм.

Следует отметить два механизма потери топлива в газофазном реакторе, обусловленные нахождением двух газов в прямом контакте внутри полости реактора. Приведенные выше значения потерь топлива, рассчитанные для конкретного ЯРД, связаны с турбулентным перемешиванием на границе раздела газовых сред внутри полости. Опыт показывает, что этот эффект может быть снижен до приемлемых значений соответствующим профилированием скоростей рабочего тела на входе в полость реактора.

В работе [198] указан еще один механизм потерь топлива вследствие так называемого эффекта «плавучести», который связан с ускорением космического корабля. Критерий плавучести может быть выражен в виде

$$B = [(\rho_r - \rho_p) g D / (\rho_r U_r^2)]^{1/2}, \quad (8.2)$$

где  $\rho_r$  и  $\rho_p$  — плотности горючего и рабочего тела соответственно;  $g$  — ускорение космического корабля;  $U_r$  — скорость горючего;  $D$  — диаметр облака горючего.

Комбинация параметров под корнем выражения (8.2) определяет отношение сил плавучести к силам инерции топлива. Общее влияние ускорения корабля на содержание топлива в полости реактора может быть проиллюстрировано расчетными контурами долей массы топлива для отношения плотностей около 2

(рис. 8.15). На рисунке слева ускорение корабля  $g=0$  ( $B=0$ ), на рисунке справа — ускорение, соответствующее значению  $B=70$ . С повышением ускорения область, занимаемая горючим, становится уже, снижается доля объема горючего и наблюдается существенный унос горючего вследствие эффекта плавучести.

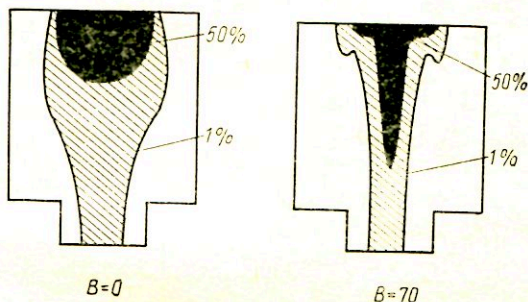


Рис. 8.15. Контуры долей массы ядерного горючего газофазного реактора для различных ускорений космического корабля [198]. (Отношение расходов рабочего тела и горючего  $m_p/m_r=50$ ; отношение плотностей горючего и рабочего тела  $\rho_r/\rho_p=2$ ; число Рейнольдса  $Re=1000$ )

В работе [198] показано, что при  $B \leq 5$  объемная доля горючего в полости газофазного реактора ЯРД зависит главным образом от отношения плотностей горючего и рабочего тела, но не зависит от ускорения корабля. При  $B \geq 30$  объемная доля горючего в первом приближении не зависит от отношения плотностей и снижается пропорционально  $B^{-2/3}$ . Для типичных ЯРД с отношением  $\rho_r/\rho_p \approx 10$  и  $B \approx 350$  объемная доля топлива может быть существенно снижена вследствие эффекта плавучести.

Рассмотренный эффект может привести к тому, что в газофазных ЯРД не удастся обеспечить удержание топлива в полости реактора без привлечения электромагнитных сил.

#### § 8.4. КОМБИНИРОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ НА БАЗЕ ЯРД

Описанные выше ядерные реакторы часто рассматривают не только как источник тепла для нагрева рабочего тела в ЯРД, но также и в комбинированных схе-

мах в качестве источника энергии для генерации электричества как параллельно с работой ЯРД, так и в промежутках между периодами работы двигателя.

Такие схемы в случае использования отдельного замкнутого контура отвода тепла при работе в режиме электростанции дают возможность помимо снижения общей массы космического аппарата уменьшить (примерно на 50%) расход водорода на расхолаживание реактора после выключения двигателя и сократить длительность этапа расхолаживания примерно на 90% [103, 104, 187].

Например, рассматривалась возможность использования реактора ЯРД NERVA как теплового источника для системы генерации 25 кВт электрической энергии. Для отвода тепла в этом случае предполагалось использовать несущие трубы, фиксирующие активную зону (см. § 8.1), и каналы охлаждения отражателя реактора. Для преобразования тепловой энергии в электрическую предполагалось применить машинную схему преобразования, работающую по циклу Ренкина с органическим теплоносителем (например, тиофен —  $C_4H_4S$ , имеющий  $t_{пл} = -40^\circ C$ ).

В книге Роза [65] рассматриваются различные схемы сочетания газофазного полостного реактора с МГД-генератором в качестве источника электроэнергии. Одна из таких схем показана на рис. 8.16.

Преимущество этой схемы состоит в возможности повышения удельной тяги. Кроме того, эта схема может работать не только в космических условиях, но и при полете в атмосфере, например в атмосфере планет, которая может быть использована в качестве рабочего тела. Система, изображенная на рис. 8.16, работает как своего рода энергообменник, в котором происходит передача энергии от закрытого газового цикла к рабочему телу вначале в обычном теплообменнике, а затем электрическим путем. Отношение энергий, подведенных к рабочему телу электрическим и термическим путем, можно выразить в виде

$$(i_4 - i_s)/(i_s - i_5) = (W_G - W_K)/(i'_4 - i'_1), \quad (8.3)$$

где  $i$  — удельная энтальпия 1 моля рабочего тела двигателя;  $i'$  — удельная энтальпия рабочего тела газового цикла;  $W_G$  — мощность генератора;  $W_K$  — мощность, пот-

ребляемая компрессором. Индексы в формуле (8.3) соответствуют точкам на рис. 8.16.

Можно улучшить характеристики, если рабочее тело двигателя использовать также в качестве рабочего тела турбины (рис. 8.17).

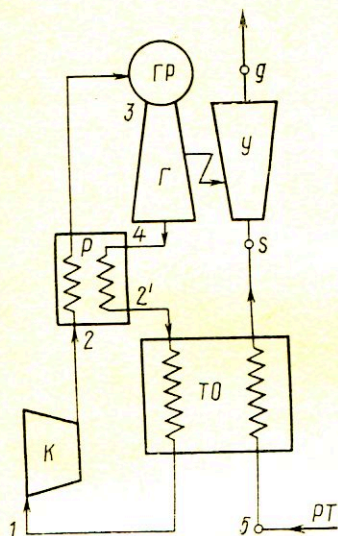


Рис. 8.16. Схема замкнутой реакторной ЯЭУ с МГД-генератором:

ГР — газифазный реактор; Г — МГД-генератор; У — ускоритель; К — компрессор; ТО — теплообменник; Р — регенератор; РТ — рабочее тело

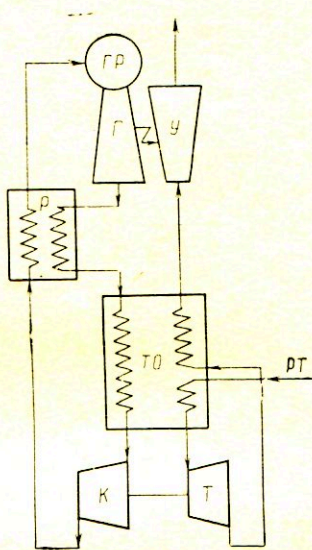


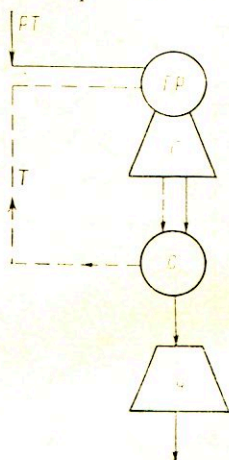
Рис. 8.17. Схема замкнутой реакторной ЯЭУ с МГД-генератором и турбокомпрессорным агрегатом:

ГР — газифазный реактор; Г — МГД-генератор; У — ускоритель; К — компрессор; Т — турбина; ТО — теплообменник; Р — регенератор; РТ — рабочее тело

На рис. 8.18 приведена схема реакторной прямоточной двигательной установки, отличающаяся от схемы чистого ЯРД с газифазным реактором, изображенной, например, на рис. 8.12, тем, что здесь рабочее тело перед тем, как пойти в сопло, проходит через МГД-генератор. Электроэнергия, полученная в МГД-генераторе, может быть использована для стабилизации процесса в газифазном реакторе и для других нужд космического корабля. Естественно, что удельный импульс такого двигателя ниже удельного импульса как прямоточного

газофазного ЯРД без МГД-генератора, так и двигателя с автономным рабочим телом.

Укажем на некоторую новую возможность, которая может открыться в случае создания комбинированной



энергоустановки на базе ядерного реактора синтеза [82]. Эти системы позволяют непосредственно преобразовывать энтальпию плазмы как в энергию движения ко-

Рис. 8.18. Схема реакторной ЯЭЭУ открытого цикла с МГД-генератором:

ГР — газоплазменный реактор;  
Г — МГД-генератор; С — сопло;  
У — ускоритель (сопло); РТ — рабочее тело;  
Т — ядерное топливо

рабля, так и в электрическую мощность. Заряженные продукты реакции синтеза, покидающие область, ограниченную магнитным полем термоядерного реактора, могут собираться на электродах электростатического генератора, который преобразует, таким образом, кинетическую энергию заряженных частиц в электрическую энергию. В магнитном сопле такой энергоустановки может формироваться струя заряженных продуктов реакции синтеза, и ее кинетическая энергия может быть использована для движения корабля. Непреобразованная часть тепловой энергии реакции термоядерного синтеза сбрасывается в космос через холодильник-излучатель.

### § 8.5. ОРБИТАЛЬНАЯ АТОМНАЯ ЭЛЕКТРОСТАНЦИЯ (ОАЭС) БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ

Выше рассматривались различные варианты сочетания реакторов ЯРД разного типа с той или иной схемой преобразования тепловой энергии реакции деления ядра в электрическую. Эти сочетания могут послужить основой создания высокоэффективных АЭС большой единичной мощности. Такое применение высокотемпературных

ядерных реакторов, особенно реакторов с газофазной активной зоной, в комбинации с МГД-генератором электроэнергии для использования их в наземных условиях широко обсуждается в литературе [65, 206, 236—238]. Полный термический КПД такой станции может достигать примерно 65% [206], т. е. может быть существенно выше, чем у ныне эксплуатирующихся или сооружаемых АЭС. Это обстоятельство чрезвычайно важно, в частности, в отношении снижения теплового загрязнения окружающей среды. По мере роста установленных мощностей электростанций (как атомных, так и тепловых) и увеличения единичных мощностей эта проблема становится все более существенной. Отвод тепла в естественные водоемы нарушает экологию рек. Сброс больших количеств тепла через градирни может влиять на местные метеоусловия — влажные градирни могут быть причиной возникновения туманов, а сухие образуют большие тепловые потоки в атмосферу. Мы не будем здесь рассматривать сколько-нибудь подробно проекты наземных АЭС на базе ядерных реакторов ЯРД, так как, кроме специфики, связанной с высокой выходной температурой газа, возможностью применения МГД-генераторов и, следовательно, повышения термического КПД станции, эти АЭС (и проблемы, связанные с их сооружением и эксплуатацией) практически мало чем отличаются от АЭС, ставших сегодня уже традиционными.

Остановимся вкратце на интересном предложении о создании мощной космической АЭС, работающей на геосинхронной орбите и передающей электроэнергию на Землю микроволновым пучком [30, 239, 240]. Эта концепция приводит к резкому уменьшению теплового загрязнения атмосферы, а также снимает все опасения, связанные с возможными аварийными ситуациями на АЭС. Даже самая серьезная авария на такой космической АЭС окажет на Землю лишь ничтожное воздействие. Предполагается, что переработка топлива может производиться на самой орбитальной АЭС, а радиоактивные отходы в контейнерах будут отправляться на Солнце или близкую околосолнечную орбиту. Таким образом, исключается опасность загрязнения поверхности Земли в процессе операций переработки и транспортировки твэлов и захоронения радиоактивных отходов.

Такая космическая АЭС рассматривается как вариант, конкурирующий с космической солнечной электростанцией, предложенной Глезером [130, 131]. Исследования, выполненные в связи с этим предложением, показали [133], что передача энергии с такой космической

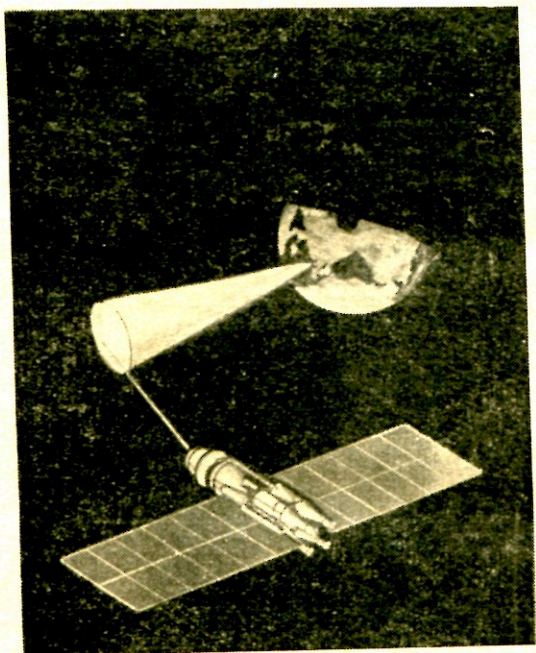


Рис. 8.19. Орбитальная АЭС большой мощности на геосинхронной орбите

электростанции на Землю микроволновым пучком может быть осуществлена с КПД около 70—80%. На рис. 8.19 показана космическая АЭС, использующая такую систему передачи энергии.

Мощность космической АЭС должна быть большой [в указанной выше литературе рассматривается АЭС электрической мощностью 10 000 Мвт] с тем, чтобы стоимость единицы получаемой энергии была экономически оправданной. Для того чтобы уменьшить стоимость и упростить процесс переработки топлива на



месте (в космосе), топливный цикл должен быть как можно проще. В описываемых проектах предполагается использовать реакторы (типа рассмотренных выше в составе ЯРД), работающие в бридерном режиме, т. е. использующие, очевидно, в качестве ядерного горючего  $^{233}\text{U}$ , а в качестве сырья Th.

АЭС, использующая замкнутый МГД-цикл [30], генерирует электричество с полным термическим КПД, равным 40—60%. Экономичное сочетание АЭС с МГД возможно лишь при использовании газоохлаждаемых ядерных реакторов с температурой газа (Ar, He или  $\text{H}_2$ ) на выходе  $2500^\circ\text{K}$  и выше и имеющих в этих условиях большой ресурс работы. Применительно к космической АЭС рассматривались четыре типа ядерных реакторов, потенциально удовлетворяющие этому требованию: реактор типа NERVA с графитовой активной зоной, обеспечивающей температуру газа на выходе  $2200\text{—}2500^\circ\text{K}$ ; реактор с динамическим принципом удержания топлива в виде шариков небольшого диаметра (2—3 мм) или с коллоидной активной зоной, в котором можно нагреть газ до температур порядка  $3000\text{—}3200^\circ\text{K}$ ; газофазный реактор типа ядерной лампы (с разделительной прозрачной стенкой), который может нагреть рабочее тело до  $3500^\circ\text{K}$ ; газофазный реактор с коаксиальным потоком рабочего тела, которое может быть нагрето до  $4000^\circ\text{K}$  и выше.

В работе [30] проведен анализ трех типов ЯЭУ замкнутого цикла с МГД-генератором (рис. 8.20). В каждой из установок можно выделить три подсистемы: высокотемпературный реактор с МГД-генератором и устройством для отделения урана (такой сепаратор не требуется при использовании реактора с твердой активной зоной или газофазного реактора типа ядерной лампы); компрессорная система; система теплоотвода — радиатор. Во всех реакторах, за исключением реактора с твердой активной зоной, осуществляется непрерывная рециркуляция топлива с его переработкой и удалением газообразных продуктов деления.

Как уже указывалось, из экономических соображений в основном рассматривались реакторы-бридеры. Расчеты показывают, что, например, в газофазных реакторах с графит-торневым экраном толщиной около 0,5 м при диаметре полости 5 м и критических массах

$^{233}\text{U}$  в диапазоне 300—850 кг можно получить коэффициент воспроизводства ядерного горючего 1,06—1,12.

В то же время может оказаться выгодным применение в космических АЭС реактора, не работающего в брідерном режиме, так как в этом случае реактор получается проще и имеет существенно меньшую общую массу при достаточно большом сроке работы.

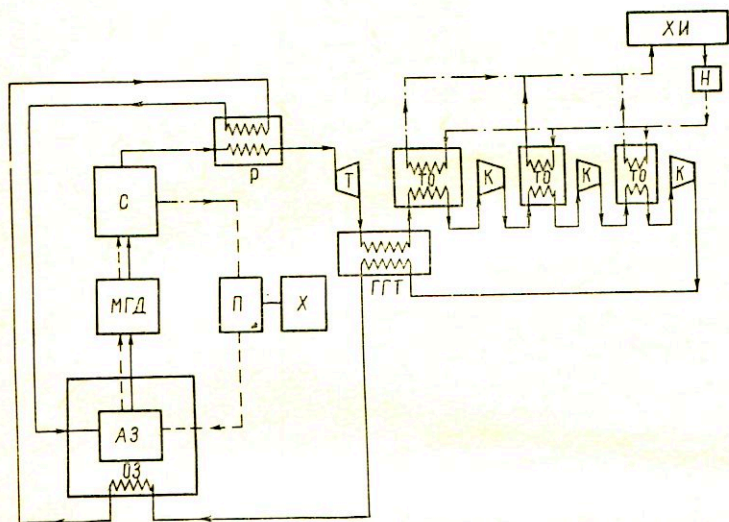


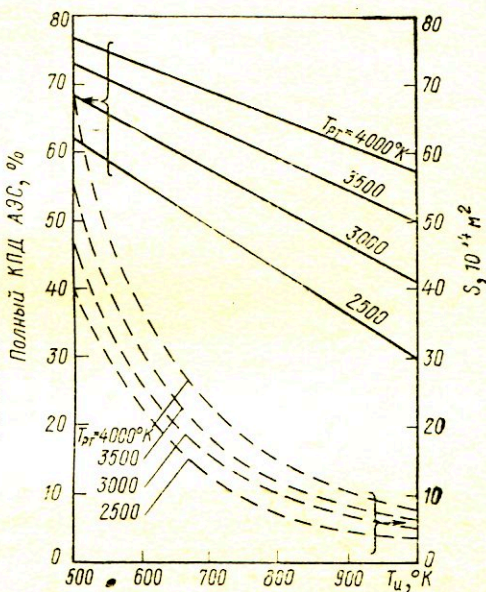
Рис. 8.20. Технологическая схема космической АЭС с МГД-генератором [30]:

АЗ — активная зона реактора; ОЗ — охлаждение замедлителя (отражателя) нейтронов; С — сепаратор ядерного топлива; МГД — МГД-генератор; П — переработка топлива; Х — хранение продуктов деления; Р — высокотемпературный регенератор; Т — газовая турбина; ГГТ — газо-газовый теплообменник; К — компрессорная система; ТО — теплообменник газ-металл (Na); ХИ — холодильник-излучатель; Н — насос жидкого металла (Na); — — — — газообразное рабочее тело; - - - - - ядерное топливо; - · - · - · - радиаторная жидкость (Na)

Рабочее тело ( $\text{H}_2$  или  $\text{He}$ ,  $\text{Ar}$ ) нагревается в реакторе (см. рис. 8.20), а затем проходит через сопло, МГД-генератор, сепараторы, теплообменники и поступает в компрессоры. В цикле с регенерацией тепла газ на выходе из турбины вначале охлаждается в газо-газовом теплообменнике, а потом в теплообменнике с перекрестными потоками газа и жидкого металла. Затем газ сжимается в трехступенчатом компрессоре с промежуточными

ми холодильниками между каждой ступенью. Газ, выходящий из компрессора, нагревается перед возвращением в активную зону в подогревателе, затем в регенераторе и в экране реактора. Часть этого газа высокого давления пропускается через систему очистки для удаления газообразных продуктов деления. Жидкий металл

Рис. 8.21. Зависимость полного КПД космической АЭС от общей площади поверхности излучателя  $S$  от средней температуры холодильника-излучателя  $T_c$  (при  $N_T = 10\,000$  Мвт; рабочее тело  $H_2 + 1\%$  Cs; давление в реакторе  $200$  кгс/см<sup>2</sup>; коэффициент нагрузки МГД  $0,8$ ; отношение давлений в МГД-канале  $15$ )



(натрий) после отвода тепла от промежуточного холодильника подается насосом к холодильнику-излучателю.

На рис. 8.21 показано влияние температуры газа на выходе из реактора и температуры холодильника-излучателя на полный тепловой КПД АЭС с регенеративным циклом. По мере уменьшения температуры холодильника-излучателя КПД орбитальной ЯЭУ возрастает, но вместе с тем возрастают размер и масса холодильника-излучателя. Общая площадь холодильников-излучателей (планируется два радиатора на ЯЭУ) была рассчитана в предположении, что их излучательная способность равна  $0,9$ . Космическая АЭС, производящая  $13\,000$  Мвт электрической энергии при полном тепловом КПД  $56\%$

сбрасывает около 10 000 *Мвт* тепла. Ширина радиатора в случае температуры 750° К для такой АЭС составит 200 м при длине 600 м; в случае температуры 1000° К эти размеры сокращаются примерно вдвое.

Передача энергии на Землю по проекту осуществляется передающей антенной диаметром 1 км, которая преобразует электрическую энергию постоянного тока высокого напряжения в энергию микроволнового пучка частотой 3000 *Мгц* с КПД 90%. Ослабление пучка при прохождении через атмосферу Земли зависит от погодных условий и меняется от 2% (в ясный день) до 7% (при плохой погоде). Этот пучок предполагается улавливать на Земле выпрямляющей приемной антенной. Равномерно распределенные по всей антенне диоды с барьером Шоттки обеспечивают на выходе постоянный ток высокого напряжения с КПД преобразования 85—90%. Таким образом, в зависимости от погодных условий и эффективности выпрямляющей антенны общая эффективность передачи энергии могла бы составить 70—80%. Предполагаемый диаметр принимающей антенны, улавливающей 90% энергии пучка, равен 6,8 км при размещении антенны на экваторе. При размещении антенны на других широтах она должна иметь форму эллипса.

Оценки показывают, что пассажиры самолетов, пролетающих через зону микроволнового пучка АЭС — Земля, не будут подвергаться опасности переоблучения. Приемная антенна поглощает мало солнечного света, а интенсивность энергии микроволнового диапазона, падающей на Землю, вокруг и под антенной имеет приемлемое значение, и это обстоятельство позволяет использовать Землю под антенной в сельскохозяйственных целях. Выделение тепла, обусловленное ослаблением пучка в атмосфере, потерями в антенне и нагревом Земли пучком вокруг антенны и под антенной (около 1% падающей энергии) не превышает 10% того тепла, которое выделяется при эксплуатации наиболее эффективных современных тепловых электростанций.

По расчету, описанная выше энергосистема, обеспечивающая получение на Земле 10 000 *Мвт* электрической энергии, будет иметь суммарную массу на геосинхронной орбите порядка 9000 т, включая массу установки по переработке топлива, систем по космическому

захоронению радиоактивных отходов и передающей антенны. Сооружение такой космической АЭС с помощью транспортных космических кораблей многоразового действия, по оценке, может стоить порядка 870 *долл./кВт* (эл.) и, во всяком случае, наверняка меньше 1000 *долл./кВт* (эл.). Важный аспект экономики таких ЯЭУ заключается в том, что здесь нет никаких «скрытых» затрат, связанных с предохранением от загрязнения окружающей среды или истощением природных ресурсов.

## БОРТОВЫЕ РЕАКТОРНЫЕ ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

### § 9.1. БОРТОВАЯ ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИКА КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

В предыдущей главе мы рассматривали различные схемы ЯРД, в которых ядерный реактор используется как источник тепла для нагрева рабочего тела перед его истечением из сопла. Как уже указывалось, можно представить себе и так называемые ядерные электроракетные двигатели, в которых с помощью ЯЭУ происходит преобразование ядерной энергии в электрическую, а последняя используется для ионизации, нагрева и ускорения рабочего тела. Такие системы могут быть использованы для поддержания стабильной орбиты ИСЗ в том случае, когда сказывается эффект торможения атмосферы, для совершения маневров ИСЗ на этих орбитах, для осуществления дальних межпланетных космических полетов. В этих случаях ЯЭРД, как было показано в гл. 1, могут иметь преимущество как перед ЯРД, так и перед химическими двигателями.

Кроме такого применения ЯЭЭУ естественно использование их и для снабжения электроэнергией различных потребителей на борту космического корабля — аппаратуры, системы жизнеобеспечения и кондиционирования, электромагнитов для создания устойчивых условий работы газозазадного реактора ЯРД и т. п.

По мере усложнения решаемых космических задач, развития программы исследования и освоения космоса растут и потребности в электроэнергии на борту космических кораблей — до нескольких десятков и сотен киловатт, а в будущем, возможно, и до уровней мощности, достигающих нескольких мегаватт.

В настоящее время в большинстве случаев в качестве источников энергии в космосе используют солнеч-

ные батареи. Однако при высоких уровнях мощности панели солнечных батарей становятся большими, что вызывает трудности при их разворачивании (как это имело место при запуске американской орбитальной станции «Скайлэб») и ориентации на Солнце. Вследствие парусности панелей солнечных батарей имеет место торможение космического корабля в атмосфере. Кроме того, радиационные повреждения ячеек солнечных батарей могут привести к деградации их характеристик. По мере удаления космического корабля от Солнца при полетах к внешним планетам они будут находиться в районе сниженных потоков солнечной энергии. Например, для производства одного и того же количества электроэнергии в районе Юпитера потребуется поверхность солнечных батарей, примерно в 25 раз большая, чем на земной орбите. Очевидно также, что солнечные батареи становятся бесполезными в отсутствие Солнца, например в течение длинной лунной ночи.

Указанные соображения привели к тому, что уже в настоящее время все более широко для выполнения различных космических задач начинают использовать ядерные источники энергии. Вначале в связи с малыми энергопотребностями в космосе применялись радиоизотопные источники, которые привлекательны для уровней мощностей вплоть до нескольких сот ватт. Однако, начиная с мощностей порядка нескольких киловатт, реакторные энергоустановки более предпочтительны в отношении стоимости и технических характеристик, а при мощностях более 10 кВт становятся существенно экономичнее радиоизотопных [111]. В связи с этим, учитывая перспективы развития космической техники, в работе [146] прогнозируется уже в 70-х годах применение реакторных ЯЭУ электрической мощностью 1—20 кВт в существенно усовершенствованных экономичных системах связи и в качестве бортовой электроэнергетической установки беспилотных спутников, предназначенных для наблюдений за земной поверхностью. В течение следующего десятилетия предполагается использование реакторных ЯЭУ электрической мощностью 15—100 кВт на пилотируемых орбитальных станциях для питания аппаратуры наблюдения, проведения экспериментальных исследований, осуществления специальных технологических процессов в космических условиях. Предполагается также,

что реакторные ЯЭУ в 80—90-х годах будут обеспечивать энергией электрореактивные двигатели космических кораблей, предназначенных для полета к внешним планетам Солнечной системы или кометам.

В последнем случае наиболее целесообразно использование реакторных ЯЭУ как источника электроэнергии не только для электрореактивных двигателей, но и для питания других бортовых потребителей. Поскольку некоторые потребители, в частности двигатели, не должны быть включены все время выполнения космической задачи, необходимо иметь возможность менять выработку электроэнергии в довольно широких пределах, что наиболее легко сделать в случае использования в качестве энергоисточника реакторных ЯЭУ.

Представляет интерес предложение группы американских ученых [108, 227], рассмотревших возможность создания гибридной ЯЭУ, работающей, с одной стороны, как радионизотопный и, с другой — как реакторный источник энергии. В этой ЯЭУ рассматривалась возможность использования реактора на быстрых нейтронах с разрезной активной зоной, тепло из которой выносится в противоположные стороны с помощью тепловых труб. Использование в таком реакторе  $^{238}\text{Pu}$  (критические параметры его подобны параметрам реактора с  $^{239}\text{Pu}$ ) открывает новые возможности. В соединенном положении такая система работает как реактор на быстрых нейтронах, а когда половины активной зоны разделены, она может быть источником тепловой энергии мощностью  $0,56 \text{ вт/г } ^{238}\text{Pu}$  с  $T_{1/2} = 87,8$  года. В таком ядерном источнике энергии, названном авторами BIFOLD,  $^{238}\text{Pu}$  предполагается использовать либо в виде окиси, либо в виде кермета (смеси окиси плутония с молибденом). Время жизни BIFOLD-источника 5—25 лет в зависимости от уровня мощности и избытка реактивности. Рассмотрен вариант реактора, имеющего полный размер (включая отражатель —  $9 \text{ см BeO}$ ) — диаметр  $38 \text{ см}$  и высоту  $h = 36 \text{ см}$ , загрузку  $27,5 \text{ кг } ^{238}\text{Pu}$  в виде кермета. В каждой половине размещается 40—80 твэлов, охлаждаемых каждый своей тепловой трубой. Активная зона работает при температуре  $1800^\circ \text{ К}$ . В реакторном варианте (при работе на ЭРД) тепловая мощность около  $200 \text{ кВт}$  и электрическая  $40 \text{ кВт}$  при удельной массе не более  $30 \text{ кг/кВт}$  (эл.). В режиме изотопного источника



(работа на питание аппаратуры) при тепловой мощности 5,5 кВт каждая половина дает энергию 300 вт (эл.).

При проектировании бортовой реакторной электро-энергетической установки космического корабля обычно принимают во внимание два основных требования: минимизация удельной массы установки (масса, отнесенная к единице мощности) и надежность ее работы в течение заданного ресурса. Следует иметь в виду, что в отличие от наземных энергоустановок повышение КПД космических электростанций не всегда целесообразно. Дело в том, что при фиксированной верхней температуре цикла, определяемой, как правило, стойкостью выбранных конструкционных материалов, повышение нижней температуры приводит, с одной стороны, к ухудшению КПД цикла, а следовательно, при требуемом значении электрической мощности — к необходимости увеличения тепловой мощности реактора и (при ограничении со стороны удельного энергоудельного размера реактора. С другой стороны, повышение этой температуры приводит к уменьшению размеров (и массы) холодильника-излучателя. Очевидно, что имеется оптимальное значение нижней температуры для любого термодинамического цикла, а максимально достижимые значения КПД в данном случае не желательны, так как могут привести к увеличению удельной массы энергетической установки и, следовательно, ее удорожанию вследствие необходимости транспортировки в космос излишней массы.

Проектанты космических энергоустановок часто обращаются к схемам, работающим по принципу непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую (термоэлектрический и термоэмиссионный способы преобразования), так как схемы эти более надежны вследствие отсутствия в них вращающихся механических элементов и узлов. В то же время реакторные установки с машинными схемами преобразования энергии (особенно при электрических мощностях в несколько сот киловатт) могут иметь меньшую удельную массу по сравнению с энергоустановками, в которых используются принципы непосредственного (безмашинного) преобразования энергии. Поэтому в настоящее время в литературе рассматриваются космические энергоустановки как с машинным, так и с безмашинным способами преобразования энергии. Ниже приведен краткий анализ различ-

ных схем космических электростанций. Особо выделены реакторные установки с термоэмиссионным преобразованием энергии как в силу многообразия возможных схем их реализации, так и в силу их перспективности в сочетании с электрореактивными двигателями.

## **§ 9.2. ЯЭУ С ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ ЭНЕРГИИ**

Первые реакторные ядерно-энергетические установки космического назначения были разработаны с термоэлектрическим преобразованием энергии. Это связано в основном с двумя обстоятельствами. Первое — при очень малых мощностях (от нескольких сот ватт до нескольких киловатт) электроэнергетические установки с термоэлектрическим преобразованием энергии (как, впрочем, и с термоэмиссионным) имеют лучшие по сравнению с машинными электростанциями показатели по КПД и, главное, по массе на единицу электрической мощности, поскольку эти показатели с уменьшением мощности в подобных установках меняются значительно меньше, чем в электроэнергетических установках, использующих паро- или газотурбинные циклы преобразования энергии. Второе — термоэлектрическая энергоустановка наиболее проста и надежна в конструкционном исполнении и в эксплуатации.

Первая реакторная установка с прямым (безмашинным) преобразованием энергии тепла ядерной реакции в электрическую, испытанная в наземных условиях, — разработанная в СССР опытная установка «Ромашка» [14], состоящая из высокотемпературного реактора на быстрых нейтронах и термоэлектрического преобразователя на основе кремний-германиевых элементов. Эта установка электрической мощностью 500 вт была пущена в августе 1964 г. и успешно проработала 15 000 ч, подтвердив перспективность дальнейшей разработки подобных систем. Уже в 1965 г. в космосе была испытана в течение 43 дней первая реакторная термоэлектрическая энергоустановка SNAP-10A, разработанная в США [20]. Летные испытания этой системы показали, что ядерные энергетические установки такого типа можно использовать в качестве бортовых источников питания на космических объектах.

В принципе реакторные термоэлектрические энергоустановки можно классифицировать по способу передачи тепла от реактора к термоэлементам. И действительно, уже в самом начале разработки этих установок рассматривались все три известных способа передачи тепла — теплопроводностью, излучением и, наконец, конвекцией с помощью специального контура теплоносителя.

В табл. 9.1 приведены основные параметры реакторных термоэлектрических энергетических установок «Ромашка» и SNAP-10A, а также еще одной американской космической энергоустановки, проект которой остался нереализованным [4]. Все эти три установки различаются прежде всего способом передачи тепла от реактора к термоэлементам, что, в свою очередь, приводит к различиям в конструкции реактора и в конструкционном оформлении установки в целом.

Таблица 9.1

Основные параметры некоторых реакторных космических термоэлектрических энергоустановок [61]

Характеристика	Установка		
	«Ромашка», СССР	SNAP-10A, США	Установка (США), охлаждаемая излучением [4]
Электрическая мощность, кВт	0,5—0,8	0,5	5
Тепловая мощность, кВт	40	34	260
Топливо	U <sub>2</sub>	U + Zr	U
Максимальная температура горючего, °C	1800	585	1970
Замедлитель	Нет	Гидрид циркония	Нет
Способ охлаждения реактора	Теплопроводность	Теплоноситель—эвтектика Na—K	Излучение
Термоэлектрический металл	SiGe	SiGe	PbTe

На рис. 9.1 показан вертикальный разрез энергетической установки «Ромашка». Активная зона этого реактора составлена из ТВЭЛов в виде дисков из дикарбида урана. Полная загрузка реактора ураном с 90% -ным

обогащенном составила 49 кг. Деление ядер урана в этой установке происходит главным образом на быстрых нейтронах. Отражатель — металлический бериллий, внутренний слой радиального отражателя — графит. Систему регулирования составляют четыре стержня из Ве и ВеО,

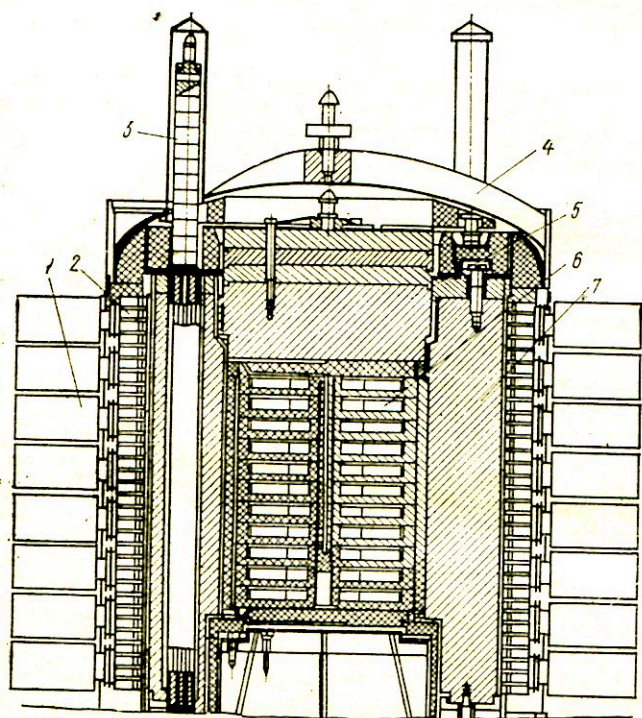


Рис. 9.1. Энергетическая установка «Ромашка» (вертикальный разрез) [61]:

1 — ребра излучателя; 2 — термозлементы; 3 — регулирующий стержень; 4 — корпус установки; 5 — верхний отражатель; 6 — активная зона; 7 — боковой отражатель

расположенные в радиальном отражателе, и нижний подвижный отражатель. Эта система использовалась главным образом при пуске и в начале работы реактора. Основное время испытаний тепловая мощность и температурный режим реактора поддерживались на задан-

ном уровне за счет саморегулирования реактора, имеющего отрицательный температурный коэффициент реактивности. Тепло, генерируемое в активной зоне реактора, передается посредством теплопроводности термоэлектрическому генератору, размещенному на внешней стороне бокового бериллиевого отражателя. В номинальном режиме работы температура в центре активной зоны составляла  $1800^{\circ}\text{C}$ , на внешней поверхности бокового отражателя  $1000^{\circ}\text{C}$ .

Непреобразованное в электричество тепло передается от термоэлектрического генератора теплопроводностью ребрам излучателя, а затем сбрасывается посредством излучения на охлаждаемую водой стенку вакуумной камеры.

Опыт работы установки в течение 1500 ч показал работоспособность термоэлементов из SiGe в поле реакторного излучения.

На рис. 9.2 показана схема термоэлектрической энергетической установки с реактором на быстрых нейтронах, в которой передача тепла от реактора к термоэлектрическому преобразователю энергии осуществляется излучением [4]. Активная зона реактора диаметром 60 см состоит из карбида урана. Реактор помещен в центр сферы, на которой расположены термоэлементы, удерживаемые там с помощью 16 стержней, опирающихся на внутреннюю оболочку термоэлектрического преобразователя. Внешняя оболочка преобразователя является одновременно холодильником-излучателем, через который осуществляется сброс непреобразованного в электричество тепла в космическое пространство. Термоэлементы из PbTe определяют верхнюю температуру ( $700^{\circ}\text{C}$ ) термоэлектрического цикла. Общая масса всей установки без защиты составляет 508 кг, из которых 305 кг приходится на долю реактора. Максимальный диаметр установки 228 см.

Заметим, что кроме описанных выше возможностей передачи тепла от реактора к термоэлектрическому генератору без специального конвекционного контура теплоносителя представляются целесообразными схемы с использованием тепловых труб. Такая возможность, представляющая собой, по существу, модификацию способа передачи тепла теплопроводностью, обсуждалась в гл. 6.

Электроэнергетическая реакторная установка SNAP-10A с термоэлектрическим преобразованием энергии [20] (рис. 9.3) предназначалась для использования в качестве бортового источника питания метеорологических и навигационных спутников, спутников связи и других кос-

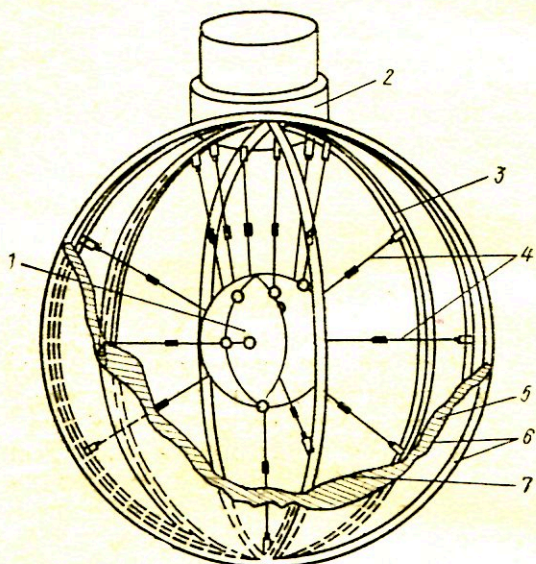


Рис. 9.2. Схема термоэлектрической энергетической установки с передачей тепла от реактора излучением [4, 61]:

1 — реактор; 2 — теневая защита; 3 — рама; 4 — стержни крепления реактора; 5 — термоэлементы; 6 — внешняя оболочка-излучатель (6 секций); 7 — внутренняя оболочка (6 секций)

мических объектов. Источником энергии в этой установке служил реактор с гидридциркониевым замедлителем. Активная зона реактора размером  $D \times H = 22 \text{ см} \times 31 \text{ см}$  окружалась бериллиевым отражателем толщиной около 6 см. Загрузка реактора  $^{235}\text{U}$  составляла 4,8 кг. Общая масса электроэнергетической установки равна 435 кг.

Экономические оценки показывают, что реакторы с гидридциркониевым замедлителем типа испытанного в 1965 г. в составе установки SNAP-10A в сочетании с термоэлектрическими генераторами для космических

объектов, размещаемых на низких орбитах, выгоднее солнечных батарей уже при электрических мощностях выше 2—3 кВт [111, 141, 146, 184]. С учетом опыта разработки SNAP-10A в США разработана космическая энергоустановка SNAP-8 с реактором S8DR в двух вариантах — с термоэлектрическим преобразованием

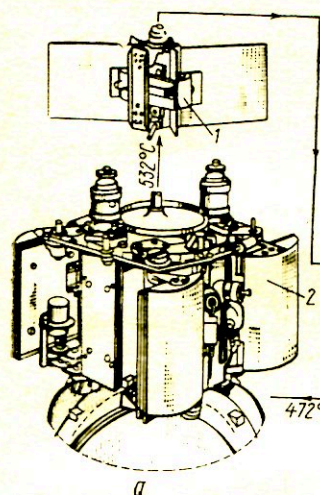
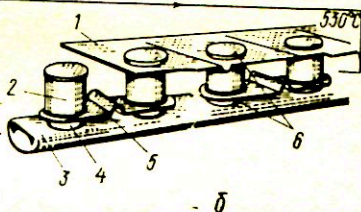


Рис. 9.3. Схема энергетической установки SNAP-10A [61] (а):

1 — термоэлектрический электромагнитный насос; 2 — реактор

модуль термоэлектрического преобразования (б):

1 — излучатель; 2 — термоэлемент; 3 — трубопровод теплоносителя; 4 — электрическая изоляция; 5 — электрическая коммутация; 6 — шайбы из вольфрама



(вплоть до мощностей в несколько десятков киловатт) [112, 241, 244] и машинным преобразованием (до мощностей 100 кВт и выше) [109, 112, 164, 244].

В США разрабатываются мощные термоэлектрические генераторы для использования в реакторных космических энергоустановках. Ожидается, что уже в 70-е годы мощность этих генераторов достигнет 10 кВт (эл.), а в 80-е годы — 20 кВт (эл.). В 1977 г. предполагается испытать реакторный модуль с термоэлектрогенератором мощностью 5 кВт (эл.) с длительностью кампании 3—5 лет. Предполагается, что масса этого модуля будет 800 кг, поверхность холодильника-излучателя 25 м<sup>2</sup>, КПД 6,3%. Температура сплава Na—K на выходе из реактора равна 650°С, тепловая мощность реактора после 5 лет работы 100 кВт. Предполагаемое применение — орбитальные и лунные станции [141, 146, 184].

Реакторы во всех указанных выше случаях аналогичны по своему составу. Это гомогенные системы, в кото-

рых горючее ( $^{235}\text{U}$ ) гомогенно смешано с цирконием и эта смесь гидрирована. Характеристики твэлов и реакторов приведены в табл. 9.2 [58, 223].

Таблица 9.2

Характеристика гидридциркониевых реакторов космического назначения (США)

Характеристика	Установка	
	SNAP-10A	S8DR
Тепловая мощность, <i>квт</i>	35	600
Кампания, <i>ч</i>	8600	12 000
Температура теплоносителя (Na—K), °C:		
на входе	482	594
на выходе	539	705
Твэлы:		
количество	37	211
длина, <i>см</i>	31	44,5
диаметр, <i>см</i>	3,17	1,42
Максимальная температура твэла, °C	565	788
Композиция топлива (массовые доли), %:		
уран	10	10
водород	1,77	1,65
Обогащение урана, %	93	93
Толщина оболочки (никелевый сплав — хастеллой), <i>мм</i>	0,25	0,25
Толщина керамического барьера для удержания водорода, <i>мм</i>	0,076	0,076
Выгорание, %	0,02	0,23
Плотность теплового потока на оболочке твэла, <i>вт/см<sup>2</sup></i>	32 130	173 250
Толщина радиального отражателя Ве или ВеО, <i>см</i>	5,9	7,5

Регулирование реактора осуществляется поворотными цилиндрами, размещенными в отражателе. Для некоторых проектов реакторов с большой кампанией предусматривается применение в активной зоне выгорающих поглотителей. Например, в одном из проектов орбитальной станции рассматривается ЯЭЭУ с реактором типа S8DR и машинной схемой преобразования энергии [244]. Реактор тепловой мощностью 300 *квт* (электрическая мощность 50 *квт*) рассчитан на кампанию 5 лет. Активная зона этого реактора содержит вы-



горающий поглотитель (62,5% естественного Gd + 37,5%  $^{151}\text{Eu}$ ), который компенсирует около 4 долл. реактивности.

### § 9.3. ЯЭУ С МАШИНЫМ ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ ЭНЕРГИИ

Реакторы типа S8DR сочетаются в американских проектах электроэнергетических установок главным образом с двумя системами преобразования энергии — термоэлектрической и машинной по циклу Брайтона. В последнем случае в качестве рабочего тела в газотурбинном цикле используется смесь гелия с ксеноном. В табл. 9.3 приведены характеристики ЯЭУ для орбитальной обитаемой станции [112]. Энергетическая установка размещена в специальном модуле станции и отделена от обитаемого отсека консолью длиной 42,5 м.

Таблица 9.3

Реакторные электроэнергетические системы для орбитальной станции [112]

Характеристика	Система преобразования энергии				
	Термоэлектрическое преобразование		Газотурбинная установка		
Электрическая мощность, <i>квт</i>	29	41,5	29	43,5	53,5
Выходная температура Na—K, °C	532	649	649	649	705
Кампания, годы	7,5	4,2	10	8,5	5,5
Тепловая мощность реактора, <i>квт</i>	668	845	127	312	361
Площадь поверхности холодильника-излучателя, <i>м<sup>2</sup></i>	353	353	186	186	186
Масса системы, <i>кг</i>	12 560	12 560	11 800	11 800	11 800

Выходная температура теплоносителя в тепловых ядерных реакторах типа S8DR ограничена стабильностью гидридного замедлителя и повышением давления водорода под оболочкой твэла. В связи с этим дальнейшего повышения температуры теплоносителя на выходе из активной зоны (выше 700°С) можно добиться только переходом на реактор на быстрых нейтронах, который к тому же может позволить реализовать более высокие удельные мощности, а следовательно, снизить массу ЯЭУ в целом, что экономически в какой-то степени компенсирует возрастание загрузки реактора высокообогащенным ураном. Реактор на быстрых нейтронах допус-

кает также переход на тугоплавкие конструкционные материалы и литиевый теплоноситель, который благодаря большей (по сравнению с Na—K) теплоемкости и более высокой температуре кипения открывает дополнительные возможности к повышению удельной мощности ядерного реактора, дальнейшему повышению эффективности газотурбинного цикла и снижению площади поверхности холодильника-излучателя.

В Исследовательском центре Льюиса (США) разрабатывается конструкция реактора на быстрых нейтронах для космической электроэнергетической установки применительно к газотурбинному циклу Брайтона, используемому в качестве рабочего тела гелий-ксеноновую смесь. Реактор тепловой мощностью 2 Мвт рассчитывается на кампанию 50 000 ч при выходной температуре теплоносителя ( ${}^7\text{Li}$ ) из реактора 920—945°С [150]. В качестве наиболее вероятного топлива рассматривается высокообогащенный уран в виде мононитрида (UN). Использование лития как теплоносителя исключает из рассмотрения в качестве топлива  $\text{UO}_2$ , так как последний сильно взаимодействует с литием. Твэлы имеют диаметр 1,9 см, длину (по топливу) 37,6 см. В качестве оболочки используется сплав Nb с 1% Zr. Предусматривается возможность окружения каждого твэла в целях ограничения его прогиба шестигранной тонкостенной трубой из танталового сплава T-111 (Ta+8W+2Hf). Сечение активной зоны и отражателя показано на рис. 9.4 [166]. Как видно из рисунка, в активной зоне применено радиальное профилирование энерговыделения посредством изменения объемной доли UN в твэле. Общее количество твэлов в реакторе 247, конструкция твэлов и прочность оболочки рассчитаны на крип последней в течение кампании не более 1%. Основной вариант материала отражателя — молибденовый сплав TZM. Корпус реактора изготовлен из сплава T-111. Критическая масса такого реактора составляет 172 кг. Общий размер реактора по корпусу ( $D/H \approx 1$ ) равен 57,6 см.

Регулирование реактора осуществляется шестью поворотными цилиндрами, размещенными на границе активной зоны с отражателем. В каждом цилиндре содержится 11 твэлов. Таким образом, более 25% активной зоны (по топливу) заключено в подвижные органы.

Кроме этого основного варианта системы управления рассматривались также поворотные цилиндры с накладками из  $^{10}\text{B}_2\text{C}$ , стержни из  $^{10}\text{B}_2\text{C}$  и осевое перемещение частей радиального отражателя из молибдена или  $\text{BeO}$ .

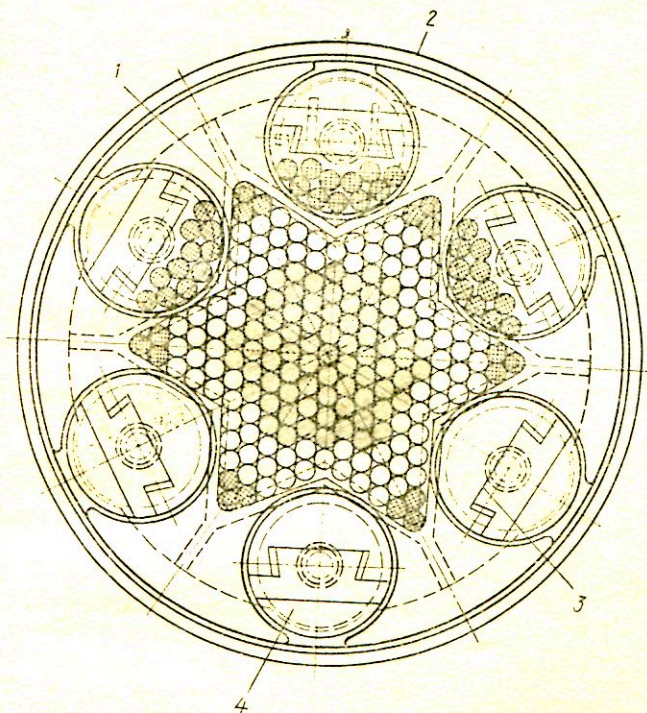


Рис. 9.4. Активная зона и отражатель (поперечный разрез) высокотемпературного реактора на быстрых нейтронах с литиевым теплоносителем для космической ЯЭУ [166]:

1 — UN твэлы неподвижной активной зоны; 2 — корпус, несущий давление; 3 — регулирующие цилиндры (РЦ); 4 — поглощающий сегмент РЦ (из сплава Т-11) (Объемная доля UN в твэлах; сетка — 0,355 UN; ○ — 0,377 UN; штриховка параллельными линиями — 0,420 UN)

В работе [154] рассматривается возможность дальнейшего повышения температуры теплоносителя в реакторе, подобном описанному выше, при одновременном уменьшении его габаритных размеров и тепловой мощности при неизменной электрической мощности ЯЭУ. В этом варианте реактора предполагается использование в качестве ядерного горючего  $^{233}\text{U}$  в виде монони-

трида UN. Оболочки твэлов предполагается изготовить из танталового сплава T-111. Поскольку этот сплав взаимодействует с UN, необходим тонкий вольфрамовый барьер между топливом и оболочкой [132].

Конструкция активной зоны, размеры твэлов и объемные доли топлива в твэлах те же, что и в реакторе, описанном выше. Однако в связи с использованием  $^{233}\text{U}$  вместо 247 твэлов требуется только 61, из которых 37 расположены в стационарной активной зоне, а 24 — в шести поворотных цилиндрах, служащих для регулирования реактивности. Исследовалась возможность применения в качестве материала отражателя вместо молибденового сплава TZM бериллида тантала  $\text{Ta}_2\text{Be}_{17}$ . Было показано, что эффективность этих отражателей примерно одинакова, но  $\text{Ta}_2\text{Be}_{17}$  дает возможность уменьшить суммарную массу при теневой защите реакторной установки.

Реактор, описанный в работе [150], рассчитан на обеспечение температуры газа на входе в турбину  $870^\circ\text{C}$  и кампанию 50 000 ч. Оценки показали, что повышение этой температуры до  $1150^\circ\text{C}$  снизит кампанию до 20 000 ч, что также ограничивается крипом оболочек твэлов, не превышающим 1%.

Расчеты, приведенные в работе [154], показывают, что полный диаметр реактора (активная зона, отражатель и корпус) составит 35,6 см (вместо 57,6 см, указанных в работе [150] при использовании в качестве горючего  $^{235}\text{U}$ ). С такого маленького реактора можно снять около 450 кВт тепла, что достаточно для получения примерно 150 кВт электрической энергии.

В табл. 9.4 приведены параметры электроэнергетической системы мощностью 160 кВт (эл.) с описанными выше реакторами на быстрых нейтронах с литиевым теплоносителем в случае использования в качестве рабочего тела газотурбинной установки гелий-ксеноновой смеси при средних температурах газа (с оболочками твэлов из сплава Nb с 1% Zr [150]) и повышенных температурах газа (с оболочками твэлов из сплава T-111 [154]). Для сравнения в табл. 9.4 приведены параметры электроэнергетической системы с гидридциркониевым реактором на тепловых нейтронах типа S8DR и натрий-кальциевым теплоносителем. Система теплоотвода всех рассматриваемых установок включает в себя теплооб-

менники, где тепло от жидкого металла передается (эвтектический сплав Na—K для реактора S8DR и Li для реакторов на быстрых нейтронах) рабочему телу (смесь He—Xe), рекуператоры для аккумуляции тепла в рабочем теле и сбросной теплообменник, где тепло от рабочего тела передается к радиаторной жидкости (органике — в установке с реактором S8DR и сплаву Na—K в установках с реакторами на быстрых нейтронах). Тепло от радиаторной жидкости сбрасывается в космос посредством холодильника-излучателя. Введение радиаторной жидкости позволяет несколько снизить размеры холодильника-излучателя вследствие более высокого коэффициента теплоотдачи от жидкости к трубам холодильника-излучателя по сравнению с газом. Надо иметь также в виду, что введение радиаторной жидкости дает возможность построить холодильник-излучатель из тепловых труб, в которых рабочим телом служит эта же радиаторная жидкость. Холодильник-излучатель из тепловых труб наиболее перспективен для космических энергоустановок вследствие его высокой надежности.

Таблица 9.4

Параметры космических ЯЭУ, работающих по циклу Брайтона при разных температурах теплоносителя в реакторе [109]

Характеристика	Установка		
	S8DR	Реактор на быстрых нейтронах	Реактор на быстрых нейтронах (перспективный)
Выходная температура теплоносителя, °C	650	925	1200
Температура газа на входе в турбину, °C	620	870	1150
Температура радиаторной жидкости на выходе из холодильника, °C	75	107	525
Давление газа на входе в компрессор, атм	3,8	3,7	2,5
Степень сжатия в компрессоре	2,08	1,9	1,91
КПД цикла, %	27,5	28,4	36,4
Удельная площадь поверхности холодильника-излучателя, м <sup>2</sup> /квт (эл.)	5,38	1,84	1,22

Наряду с преобразованием энергии в газотурбинной установке по циклу Брайтона, что представляется наиболее перспективным в случае применения в составе

космических ЯЭУ высокотемпературных реакторов на быстрых нейтронах, в литературе рассматриваются также схемы с термоэлектрическим преобразованием для электрических мощностей порядка нескольких десятков киловатт и паротурбинные циклы Ренкина в диапазоне электрических мощностей от нескольких сот киловатт до нескольких мегаватт. В работе [194] рассматривается цикл Ренкина с паром К в качестве рабочего тела. Система включает в себя реактор на быстрых нейтронах, охлаждаемый литием, прямоточный калиевый парогенератор, калиевый турбогенератор, натрий-калиевый конденсатор пара К и жидкометаллические электромагнитные насосы. Радиаторной жидкостью в этой системе является Na—К. Проведены успешные испытания прототипов основных узлов (парогенератор, насос) на ресурсе до 10 000 ч при температуре лития 1230° С. В этих испытаниях практически не было обнаружено коррозии и эрозии конструкционных материалов [118, 217].

#### § 9.4. СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК БОРТОВЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ

В предыдущих параграфах рассматривались характеристики бортовых ядерных реакторных источников энергии с термоэлектрическим и машинным способами преобразования энергии. Было показано преимущество газотурбинных реакторных ЯЭУ перед термоэлектрическими системами для относительно высоких уровней мощности этих установок.

В диапазоне электрических мощностей космических энергоустановок от нескольких десятков до нескольких сот (возможно, тысяч) киловатт в качестве альтернативы энергоустановке, работающей по циклу Брайтона с высокотемпературным реактором на быстрых нейтронах, рассматриваются (например, [184]) ядерные энергоустановки с термоэмиссионным способом преобразования энергии. Потенциальное применение этих установок — космические корабли с электрореактивными двигателями для полетов к внешним планетам Солнечной системы, атомные источники энергии для больших обитаемых орбитальных станций, перспективные непилотируемые ИСЗ и спутники с электрореактивными двигателями, маневрирующие на орбите [197].

Привлекательными чертами этих систем являются: универсальность — возможность использования в качестве бортового источника энергоснабжения и как источника энергии для электрореактивных двигателей;

отсутствие вращающихся деталей в системе преобразования энергии;

относительно низкие температуры теплоносителя и конструкций в реакторе и контурах (примерно такие же, как в описанных выше гидридциркониевых реакторах энергоустановок SNAP-8);

высокая температура сбросного тепла и как следствие этого компактность холодильника-излучателя и системы в целом;

один и тот же основной элемент энергоустановки — электрогенерирующий канал (термоэмиссионный преобразователь) — может быть использован в системах очень широкого диапазона мощностей, т. е. при создании энергоустановок большой мощности могут быть использованы элементы, отработанные на энергоустановках малой мощности.

В настоящее время для решения большинства космических задач, как уже указывалось ранее, используются солнечные батареи. Наибольший уровень мощности был достигнут в солнечной батарее американской орбитальной станции «Скайлэб» — 10,5 кВт (эл.) при площади поверхности солнечных панелей 129 м<sup>2</sup> и массе их 1800 кг. Для еще большей космической станции, которую предполагается запустить в 1978—1979 гг., в США разрабатывается солнечный электрогенератор мощностью 29 кВт как возможный конкурент ядерных энергоустановок, данные которых приведены, например, в работе [112] (см. табл. 9.3).

В табл. 9.5 приведены сравнительные характеристики различных энергоустановок электрической мощностью 30 кВт. Там же для сравнения приведены характеристики ядерной термоэлектрической установки SNAP-10A, первой из работавших в космосе, и солнечной батареи орбитальной станции «Скайлэб».

Массы защиты, приведенные в табл. 9.5, естественно, нельзя считать характерными для той или иной энергоустановки. Компонировка энергоустановки на космическом объекте, характер защищаемого полезного груза (его состав, геометрия, допустимые дозы облучения и т. д.)

**Характеристики космических энергоустановок  
различного типа [202]**

Электроэнергетическая установка	Электрическая мощность, кВт	Масса без защиты, кг	Площадь поверхности холодильника, м <sup>2</sup>	Удельные параметры		Температура холодильника, °С	Масса защиты космической станции, кг
				масса, кг/квт (эл.)	поверхность, м <sup>2</sup> /квт (эл.)		
SNAP-10А (термоэлектрическое преобразование)	0,5	295	5,8	590	11,6	324	—
Солнечная батарея «Скайлэб»	10,5	1800	129	150	10,7	—	900
SNAP-8 (машинное преобразование по циклу Ренкина)	35	4530	167	129	4,8	305	защита батарей 3200
SNAP-8 (термоэлектрическое преобразование)	29	3800	176	131	6,1	260	7240
SNAP-8 (машинное преобразование по циклу Брайтона)	29	3600	148,5	124	5,1	105	4310
Радиоизотопный источник с <sup>238</sup> Pu (машинное преобразование по циклу Брайтона)	29	3300	172	113	5,9	70	1360
Солнечная батарея для космической станции	29	1770	808	61	27,9	—	3100 защита батарей
Термоэмиссионная энергоустановка с реактором-преобразователем	30	1100	33	37	1,1	600	2000

могут изменить соотношения суммарных удельных масс (с учетом защиты) энергоустановок различного типа. Тем не менее из данных табл. 9.5 следует, что при электрической мощности порядка 30 кВт термоэмиссионная реакторная энергоустановка оказывается более предпочтительной в сравнении с другими типами энергоустановок при рассмотрении применения их на обитаемой космической орбитальной лаборатории по двум важнейшим



параметрам — удельной массе и особенно удельной площади поверхности холодильника-излучателя (или солнечных панелей). Последний параметр очень важен для орбитальной станции, особенно при работе на низких орбитах, в силу тормозящего действия остаточной атмосферы.

Это обстоятельство вместе с другими привлекательными чертами реакторных термоэмиссионных установок, указанными выше, обуславливают интерес к разработкам этих установок в различных странах и объясняют большой резонанс, вызванный сообщением о создании и испытании в СССР первого в мире термоэмиссионного реактора-преобразователя «Тоназ» [56].

В связи с этим ниже несколько подробнее рассмотрены различные варианты энергоустановок с термоэмиссионным преобразованием энергии.

#### § 9.5. КОСМИЧЕСКИЕ ЭНЕРГОУСТАНОВКИ С ТЕРМОЭМИССИОННЫМИ РЕАКТОРАМИ-ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ ФИРМЫ «ГАЛФ ДЖЕНЕРАЛ АТОМИК» (США)

Выбор уровня электрической мощности термоэмиссионного реактора-преобразователя для энергоустановки КК с электрореактивными двигателями определяется назначением КК, характером бортовых систем и аппаратуры КК, техникой осуществления данного космического полета. Изучение широкого класса космических задач привело американских ученых (см., например, работу [216]) к выводу о возможности выбора компромиссного уровня мощности энергосистемы с термоэмиссионным реактором-преобразователем порядка 100 кВт (эл.) в случае использования для старта с орбиты Земли химических двигателей (прямой старт) и порядка 250 кВт (эл.) в случае использования для этой цели электрореактивных движителей (спиральный старт). Для выполнения ближайших космических задач рассматривается, как правило, прямой старт. Анализ показывает также, что выполнение большинства космических задач не критично к уровню мощности и последний может меняться в пределах 70—100 кВт (эл.). Также показано, что в большинстве случаев приемлемы удельные массы энергосистем около 30—35 кг/кВт (эл.). Большинство задач требует продолжительности работы

энергоустановки с реактором-преобразователем и электрореактивными двигателями до 20 000—25 000 а. Указанные выше требования и легли в основу проектирования термоэмиссионных реакторов-преобразователей в США [50].

До недавнего времени в США велось проектирование термоэмиссионных реакторов-преобразователей в основном на три диапазона электрической мощности [102]: 5—10 кВт—питание бортовой аппаратуры спутника связи; 40—60 кВт—питание аппаратуры орбитальной космической станции и спутников связи; 100—250 кВт—энергия для электрореактивных двигателей космических кораблей, бортовое питание больших космических станций и спутников связи.

Предполагалось для всех реакторов-преобразователей этой программы использовать электрогенерирующие каналы (ЭГК) одного и того же типа (разработка фирмы «Галф дженерал атомик» [129, 140]). Основные данные, закладываемые в проект ЭГК: температура эмиттера  $2000^{\circ}\text{K}$ , плотность тока  $12\text{ а/см}^2$ , время жизни ЭГК 2 года (около 5 лет при температуре эмиттера  $1800^{\circ}\text{K}$ ).

В табл. 9.6 приведены характеристики термоэмиссионных реакторов-преобразователей и космических энергоустановок на их основе, проекты которых были разработаны фирмой «Галф дженерал атомик» (США) [102, 128, 140, 142, 181].

Во всех системах, характеристики которых приведены в табл. 9.6, предполагается использовать один и тот же вариант ЭГК, прототипы которых были разработаны фирмой «Галф дженерал атомик». Эти прототипы ЭГК представляют собой многоэлементные сборки ТЭП (в каждом ЭГК шесть ТЭП), в которых использовались различные комбинации следующих основных материалов:

топливо — 90%  $\text{UC} + 10\% \text{ZrC}$  (или  $\text{UO}_2$ );

эмиттер — вольфрам, осажденный из газовой фазы ( $\text{WF}_6$  или  $\text{WCl}_6$ );

коллектор —  $\text{Mo}$  или  $\text{Nb}$ ;

изоляторы — окись алюминия.

Диаметр эмиттера 28 мм, толщина его 1—2 мм, длина ТЭП, занятая топливом, 51 мм. Схематически ЭГК изображен на рис. 9.5.

Таблица 9.6

## Термоэмиссионные реакторные энергоустановки

Характеристика	Назначение		
	Непилотируемый спутник	Обитаемая орбитальная станция	Электро-реактивные двигатели
Мощность энергоустановки, <i>квт</i> (эл.)	10	40	120
Тип реактора	С гидридной драйверной зоной*	С гидридной драйверной зоной*	На быстрых нейтронах
Полная выходная мощность реактора, <i>квт</i> (эл.)	13,5	55 (65**)	164
Диаметр активной зоны, <i>см</i>	33	46	49,5
Диаметр реактора, <i>см</i>	49,7	67,5	70,1
Загрузка реактора $^{235}\text{U}$ , <i>кг</i>	—	83	178
Число ЭГК	18	60	162
Максимальное выгорание в ЭГК, $10^{20}$ дел./ <i>см</i> <sup>3</sup> за $10^4$ ч	0,59	1,0	0,98
Максимальная температура эмиттера, °К	1840	2000	1900
Максимальная температура оболочки ЭГК, К	880	880	1125
Максимальная плотность мощности на электродах, <i>вт/см</i> <sup>2</sup>	3,3	5,1	4,5
Максимальный флюенс быстрых нейтронов, $10^{21}$ нейтр./ <i>см</i> <sup>2</sup> за $10^4$ ч	1,06	0,94	2,4
Максимальный диаметр энергоустановки, <i>м</i>	2,0	3,66 (3,06)	1,1
Полная длина энергоустановки, <i>м</i>	6,2	10 (12)	10,8
Площадь поверхности холодильника-излучателя, <i>м</i> <sup>2</sup>	21	75	31,1
Масса реактора, <i>кг</i>	545	—	1250
Общая масса энергоустановки, <i>кг</i>	1190	13 950 (6220)	3171

\* В реакторах этого типа часть активной зоны для обеспечения условий критичности занята твэлами с U—Zr—H-композицией в качестве топлива в отличие от термоэмиссионного реактора на быстрых нейтронах, где вся активная зона составлена из ЭГК (подробнее см. ниже по тексту).

\*\* Цифры в скобках относятся к варианту с кабельной связью энергоустановки и КК (см. ниже).

Применение таких ЭГК большого диаметра со значительным количеством конструкционных материалов, сильно поглощающих тепловые и резонансные нейтроны, исключает возможность создания термоэмиссионного

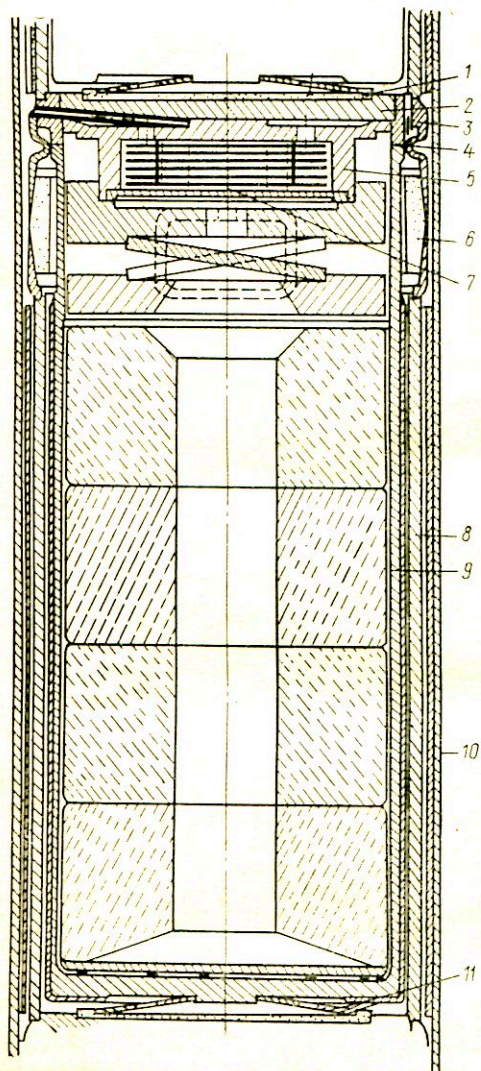


Рис. 9.5. Схема многоэлементного ЭГК (сечение одного из ТЭП) фирмы «Галл дженерал атомнк» (США) [129]:

1 — центрирующий керамический элемент ( $Al_2O_3$ ); 2 — крышка эмиттера (тантал); 3 — переходный элемент (тантал); 4 — шов диффузионной сварки Ta—W; 5 — герметичный верхний узел полости топлива с устройством для вывода осколков и улавливания пара топлива; 6 — герметичное металлокерамическое уплотнение (Nb— $Al_2O_3$ —Nb); 7 — легкоплавкая пробка (Cu); 8 — трехслойный анодный узел (Nb— $Al_2O_3$ —Nb); 9 — дуплексный вольфрамовый эмиттер; 10 — оболочка (Nb—1% Zr); 11 — центрирующая пружина (W—25% Re)

реактора-преобразователя малой мощности в чистом виде, критичном при использовании в его активной зоне урановых элементов только в виде ЭГК, как это имело место в советском термоэмиссионном реакторе-преобразователе «Тоназ». Поэтому в случае необходимости по-

лучения с помощью термоэмиссионных реакторов-преобразователей сравнительно малых электрических мощностей, как это имеет место в первых двух колонках табл. 9.6, стремление сохранить неизменным отработанную конструкцию и технологию ЭГК заставило американских ученых при проектировании космических энергоустановок электрической мощностью 5—10 и 40 *квт* пойти на применение драйверной зоны в реакторах этих установок. В этом случае центральная часть активной зоны реактора, составленная из ЭГК, размещенных гетерогенно в замедлителе из гидрида циркония, окружена запальной (драйверной) зоной, составленной из однородных твэлов из  $UZrH$ . Драйверная зона позволяет обеспечить критические условия в реакторе-преобразователе, но, естественно, существенно снижает КПД реактора-преобразователя как электроэнергетической системы, так как доля тепловой энергии, выделяемой в этой зоне, значительно (в 2—3 раза) превышает тепловую энергию, преобразуемую в электрическую в ЭГК.

По мере увеличения электрической мощности термоэмиссионных космических энергоустановок до 100 *квт* и выше становится целесообразным переход к реакторам, работающим на быстрых нейтронах, в которых активная зона полностью составлена из ЭГК, а замедлитель нейтронов отсутствует. Такие реакторы, естественно, требуют больших загрузок делящегося материала, но в них достигаются более высокие значения электрической мощности на единицу объема активной зоны.

В табл. 9.6 приведены основные параметры трех типов космических энергоустановок с термоэмиссионными реакторами, разработанными в США. Во всех этих установках тепло, не преобразованное в электричество, сбрасывается в космос с помощью холодильников-излучателей при температуре последних, как правило, около  $1000^{\circ}K$ , которая является оптимальной для установок этого типа. При более низкой температуре растут размеры и масса излучателя, а при повышении этой температуры снижаются выходные энергетические характеристики ЭГК, так как работа выхода коллектора при температуре  $1000^{\circ}K$  оказывается близкой к минимальной. Кроме того, повышение температуры теплоно-

сителя в активной зоне реактора приводит к снижению прочностных свойств конструкционных материалов и уменьшению надежности работы реактора-преобразователя.

Во всех упомянутых выше энергоустановках предполагается использование холодильника-излучателя, построенного на тепловых трубах [128, 142], что повышает надежность энергоустановки в отношении вероятности выхода из строя отдельных труб холодильника, например, из-за пробоя их метеоритами.

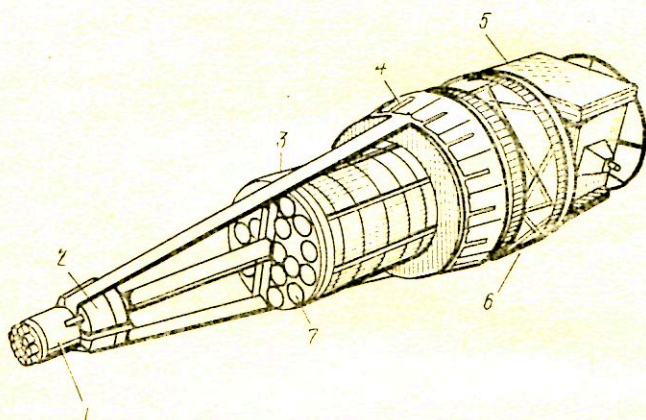


Рис. 9.6. Схема термоэмиссионной ядерной энергетической установки мощностью 120 кВт (эл.) с электрореактивными двигателями [142]:

1 — термоэмиссионный реактор со встроенными ЭГК, выдающий постоянный ток с напряжением 22—24 в; 2 — защита реактора; 3 — холодильник-излучатель на тепловых трубах; 4 — система кондиционирования мощности; 5 — полезная нагрузка; 6 — модуль управления полетом; 7 — 24 ионных двигателя с мощностью в пучке 85 кВт (эл.)

Энергоустановка космического корабля с электрореактивными двигателями (рис. 9.6), рассчитанная на электрическую мощность 120 кВт (см. табл. 9.6), имеет защиту от нейтронного излучения из гидроксида лития диаметром 1,1 м и толщиной 380 мм. Защита от  $\gamma$ -излучения представляет собой цилиндрические баки, заполненные ртутью, которая одновременно служит рабочим телом для электрореактивных двигателей. Защита в непило-

тируемом варианте космического корабля [142] рассчитана на снижение уровней нейтронного и  $\gamma$ -излучения на элементы приборов, и в частности на чувствительные элементы системы кондиционирования мощности до  $10^{12}$  быстрых нейтронов на  $1 \text{ см}^2$  и  $10^7 \text{ рад}$   $\gamma$ -излучения в течение 20 000 ч работы реактора.

Система теплосброса этой энергоустановки рассчитана на сброс 1510 кВт тепла при температуре  $1000^\circ \text{К}$ . Холодильник-излучатель состоит из 1620 тепловых труб, содержащих в качестве рабочего тела Na в трубе из ниобиевого сплава. Тепло переносится от реактора к радиатору сплавом Na—K, перекачиваемым электромагнитным насосом. Общая масса ЯЭУ, включая линии электропередачи и системы кондиционирования мощности, примерно равна 3000 кг, удельная масса 23 кг/кВт (эл.)

ЯЭУ малой электрической мощности (до 10 кВт) подобна описанной выше, но меньше по размерам и массе. Реактор этой энергоустановки удален от КК (непilotируемый спутник) консолью на расстояние около 15 м. Коническая теневая защита обеспечивает в корабле дозу  $\gamma$ -излучения  $10^7 \text{ рад}$  и быстрых нейтронов  $10^{12} \text{ нейтр./см}^2$  за 5 лет полета корабля. Теневая защита в форме конуса в  $15^\circ$  защищает на космическом корабле площадь диаметром 4,6 м. Энергоустановка мощностью 40 кВт (эл.) для обитаемой орбитальной станции проектировалась в двух вариантах. Первый, так называемый консольный, предполагает удаление энергоустановки от космической станции на расстояние 30 м. В этом случае круговая (4л) защита снижает интенсивность излучения во все стороны примерно до 100 р/ч на расстоянии 30 м. В направлении орбитальной станции предусматривается дополнительная теневая защита, снижающая дозу в космической станции до 5 мр/ч. В этом случае общая масса энергоустановки составляет 13 950 кг.

Второй вариант энергоустановки того же назначения предусматривает удаление ее от обитаемой орбитальной станции на расстояние до 3,2 км и связь энергоустановки со станцией с помощью кабеля. В этом случае рассматривалась только круговая (4л) защита вокруг реактора, которая обеспечивала дозу на станции в 5 мр/ч. Суммарная масса кабельного варианта энергоустановки 6220 кг.

## § 9.6. ДРУГИЕ ВАРИАНТЫ КОСМИЧЕСКИХ ТЕРМОЭМИССИОННЫХ РЕАКТОРНЫХ ЯЭУ

Как отмечалось ранее, наряду с описанными выше вариантами реакторов-преобразователей со встроенными в активную зону ЭГК с внутренним расположением горячего исследовались возможности, которые придают таким реакторам ЭГК с внешним расположением ядерного топлива [50]. В реакторе такого типа, разработавшемся фирмой «Вестингауз» [228], кольцевая возвратная тепловая труба располагается в центре каждого диода и служит как для теплоотвода, так и в качестве коллектора термоэмиссионного диода. Эмиттер представляет собой вольфрамовое кольцо, отделенное от поверхности коллектора зазором толщиной 0,25 мм, заполненным паром Cs. Топливо в виде  $UO_2$  окружает эмиттер и заключено с внешней стороны в вольфрамовую оболочку гексагональной формы. Вольфрамовые перегородки размещаются диагонально в шести секторах для снижения температуры горячей точки активной зоны. Гексагональные модули собраны в группы по 4 и 6 штук, образующие термоэмиссионные кластеры — основные блоки реактора-преобразователя на быстрых нейтронах. Активная зона реактора окружена вольфрамовым отражателем. Осевые вольфрамовые отражатели одновременно служат проводниками для вывода электрической мощности из ЭГК. В радиальном отражателе размещены поворотные регулирующие цилиндры, тело которых состоит из окиси бериллия, по части дуги окружности цилиндра размещены поглощающие элементы из  $^{10}B_4C$ . Окись бериллия повышает эффективность  $^{10}B$  благодаря смягчению энергетического спектра нейтронов, покидающих активную зону реактора.

Реактор-преобразователь описанной выше конструкции электрической мощностью 300 кВт содержит 798 диодов длиной 244 мм. Коллектором служит кольцевая тепловая труба из сплава Nb+1% Zr, рабочее тело K. Конденсаторные концы коллекторных тепловых труб вынесены за верхний отражатель.

Основными достоинствами описанной выше конструкции являются: возможность размещения в ЭГК относительно больших объемов топлива, что позволяет умень-



шить объем и снизить загрузку реактора-преобразователя на быстрых нейтронах; отсутствие необходимости электрической изоляции между теплоносителем и коллектором и исключение возможности дугового разряда с коллектора на теплоноситель, который может вывести реактор из строя; облегчение вентиляции топлива — не нужно проникать внутрь ЭГК для удаления газовых осколков деления; отсутствие насосов в первом контуре реакторной энергетической установки.

Описанная выше концепция объединения коллектора с тепловой трубой может быть применена и в случае ЭГК с внутренним расположением ядерного топлива. В этом случае, так же как и в случае ЭГК с внешним расположением топлива, можно представить себе полностью модульную энергетическую систему [193]. Конденсаторные концы тепловых труб, охлаждающих коллекторы ЭГК, механически связаны с испарительными концами радиаторных тепловых труб. Таким образом, вся энергосистема набирается из отдельных модулей, включающих в себя ЭГК и реактор. В этом случае для отработки энергосистемы не требуется проводить испытания энергоустановки в целом. Возможна отработка ЭГК и отдельных модулей с помощью электронагревателей.

Как уже указывалось, несмотря на ряд трудностей, связанных с реализацией схемы термоэмиссионной энергоустановки с ТЭП, вынесенными из активной зоны реактора, последние в силу ряда присущих им положительных качеств (компактность, надежность работы ТЭП, удобство в отработке и т. д.) рассматриваются в литературе наряду с реакторами-преобразователями с ЭГК, встроенными в активную зону. Успехи в разработке и создании высокотемпературных тепловых труб для температуры порядка  $1600^{\circ}\text{C}$  (с Li в качестве рабочего тела и стенками из Ta [110, 139]) делают такие схемы реальными. В работах [107, 182] рассматривается интересная концепция разрезного реактора с тепловыми трубами. В реакторе имеются две идентичные половины активной зоны, разделенные зазором, который может быть использован для управления реактивностью реактора. Каждая половина цилиндрической активной зоны имеет основную решетку из реакторных тепловых труб, пронизывающих осевой отражатель. Тепловые трубы из

вольфрама с  ${}^7\text{Li}$  в качестве рабочего тела служат для отвода тепла из активной зоны реактора. Конденсаторные концы труб соединены с испарительными концами длинных тепловых труб, проходящих через защиту и подводящих тепло к эмиттерам ТЭП, расположенным вне реактора за защитой. Теплоотвод от коллекторов ТЭП также осуществляется тепловыми трубами, соединенными конденсаторными концами с радиаторными тепловыми трубами.

Таким образом, энергоустановка состоит из двух независимых секций, удобных для проведения предварительных испытаний и транспортировки, так как они, каждая в отдельности, глубоко подкритичны.

Активная зона такого реактора состоит из пористого топлива, размещенного между реакторными тепловыми трубами. Пористость обеспечивает пространство для свеллинга топлива. Размеры активной зоны (высота и диаметр) равны 18 см при использовании в качестве делящегося материала  ${}^{233}\text{U}$  и 29 см для  ${}^{235}\text{U}$ . Реакторные тепловые трубы работают при температуре  $1800^\circ\text{K}$ , что обеспечивает максимальную температуру топлива  $1860^\circ\text{K}$ . Для мощности 1 Мвт плотность энерговыделения составляет  $212\text{ вт/см}^3$  в активной зоне из  ${}^{233}\text{U}$  и  $95\text{ вт/см}^3$  в зоне из  ${}^{235}\text{U}$ . Соответствующие выгорания для  $10^4\text{ Мвт}\cdot\text{ч}$  составляют (в долях атомов) 1,86  ${}^{233}\text{U}$  и 0,35%  ${}^{235}\text{U}$ .

Реакторы с тепловыми трубами принципиально отличаются способом отвода тепла от реакторов обычного типа. Каждый канал теплоотвода при использовании тепловых труб является независимой герметичной петлей, которая самопускается и саморегулируется. Динамика реактора с тепловыми трубами специфична и должна учитывать различные характерные для тепловых труб эффекты [183].

В работе [158] содержится обзор возможностей термоэмиссионных энергетических систем с выносными ТЭП в широком диапазоне электрических мощностей (от 10 кВт до 10 Мвт) с отводом тепла из активной зоны реактора с помощью тепловых труб при температурах  $1400\text{—}2200^\circ\text{K}$ .

Многообразие конструктивных решений, предложенных для реакторных термоэмиссионных ЯЭЭУ, существ-

венные положительные качества этих установок для использования их в космических условиях позволяют рассматривать реакторные ЯЭУ с термоэмиссионным преобразованием энергии как перспективные и надежные источники электрической энергии с большим ресурсом работы в достаточно широком диапазоне мощностей, наиболее существенном для решения разнообразных космических задач.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алемасов В. Е., Дрегалли А. Ф., Тишин А. П. Теория ракетных двигателей. Изд. 2-е. М., «Наука», 1969.
2. Атомной энергетике XX лет. М., Атомиздат, 1974.
3. Бассард Р. В., Де Лауэр Р. Д. Ракета с атомным двигателем. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
4. Барнат М. Непосредственное преобразование энергии с использованием ядерных источников тепла.—В кн.: Термоэлектрические материалы и преобразователи. Пер. с англ. Под ред. А. И. Карчевского. М., «Мир», 1964, с. 289.
5. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1974.
6. Биологическая защита транспортных реакторных установок. Под ред. Д. Л. Бродера. М., Атомиздат, 1969. Авт.: Д. Л. Бродер, С. А. Козловский, В. С. Кызыуров и др.
7. Бродер Д. Л., Попков К. К., Рубанов С. М. Малогабаритная защита реакторов. М., Атомиздат, 1967.
8. Вейнберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
9. Влияние облучения на механические свойства и пластичность сталей при повышенных температурах.—В кн.: Труды ФЭИ. Под ред. В. А. Кузнецова. М., Атомиздат, 1974, с. 433. Авт.: И. М. Воронин, А. И. Воробьев, А. М. Веремев и др.
10. Вопросы космической энергетике. Сборник статей. М., «Мир», 1971.
11. Выбор некоторых оптимальных характеристик компенсирующих элементов ядерных реакторов. Докл. 28/P/354, представленный на III Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии. Женева, т. 4, 1964, с. 287. Авт.: В. В. Орлов, В. С. Андреев, Е. И. Гришанин и др.
12. Высокотемпературное ядерное топливо. М., Атомиздат, 1969. Авт.: Р. Б. Котельников, С. Н. Башлыков, А. И. Каштанов, Т. С. Меньшикова.
13. Высокотемпературные материалы. М., «Металлургия», 1967. Авт.: Э. Н. Мармер, О. С. Гурвич, Л. Ф. Гурвич.
14. Высокотемпературный реактор-преобразователь «Ромашка». — «Атомная энергия», 1964, т. 17, вып. 5, с. 329. Авт.: М. Д. Миллионщиков, Н. Н. Пономарев-Степной, В. А. Усов и др.
15. Гидриды металлов. Пер. с англ. Под ред. В. Мюллера. М., Атомиздат, 1973.

16. Глестон С., Эдлунд М. Основы теории ядерных реакторов. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
17. Гордеев И. В., Кардашев Д. А., Малышев А. В. Справочник по ядерно-физическим константам для расчета реакторов. Изд. 2-е. М., Госатомиздат, 1962.
18. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964. Авт. Л. П. Абагян, Н. О. Базазянц, И. И. Бондаренко, М. Н. Николаев.
19. Гурвиц Х., Эрлих Р. Системы на высокообогащенном ядерном горючем с использованием тепловых и промежуточных нейтронов.—В кн.: Успехи в области ядерной энергии. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1958, с. 362.
20. Дикамп Х., Балент Р., Уэтч Д. Реакторные установки с прямым преобразованием. Докл. 28/P/218, представленный на III Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии. Женева, т. 5, 1964, с. 164.
21. Дэвисон Б. Теория переноса нейтронов. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1960.
22. Дюрхем Ф., Кирк В. Ядерный ракетный двигатель для беспилотных космических полетов будущего.—«Вопр. ракетной техн.», 1973, № 8, с. 37.
23. Золотухин В. Г. Решение задач переноса излучения методом Монте-Карло. Препринт ФЭИ-91. Обнинск, 1967.
24. Ивановский М. Н., Сорокин В. П., Ягодкин И. В. Процессы в тепловых трубах.—В кн.: Труды ФЭИ. Под ред. В. А. Кузнецова. М., Атомиздат, 1974, с. 281.
25. Ивановский М. Н., Сорокин В. П., Субботин В. И. Исследование капиллярных ограничений теплопереноса в натриевых трубах. Докл. № 56 на 2 Международной конференции по тепловым трубам. Болонья, 1976.
26. Иорданишвили Е. К. Термоэлектрические источники питания. М., «Советское радио», 1968.
27. Иоффе А. Ф. Полупроводниковые термоэлементы. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1956.
28. Иоффе А. Ф. Физика полупроводников. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1957.
29. Исследование критическихборок с водородосодержащими замедлителями. Труды ФЭИ.—«Физика ядерных реакторов», 1966, т. 3, с. 201. Авт.: В. А. Коновалов, В. А. Кузнецов, Е. И. Ляшенко и др.
30. Исследование некоторых усовершенствованных ядерных МГД-энергосистем. Пер. с англ.—«Прямое преобразование тепловой энергии в электрическую и топливные элементы», 1974, вып. 2 (139), с. 44. Авт.: Д. Вильямс, Д. Клемент, Р. Роза и др.
31. Исследование распухания конструкционных материалов.—В кн.: Труды ФЭИ. Под ред. В. А. Кузнецова. М., Атомиздат, 1974, с. 414. Авт.: В. Н. Быков, А. Г. Вахтин, Ю. В. Конобеев и др.
32. Конструкционные материалы ядерных реакторов. Ч. I. М., Атомиздат, 1972. Авт.: Н. М. Бескоровайный, Ю. С. Беломытцев, М. Д. Абрамович и др.
33. Критические параметры водных растворов  $UO_2(NO_3)_2$  и ядерная безопасность. Докл. 28/P/381, представленный на III Международную конференцию по мирному использованию атомной

- энергии, Женева, т. 13, 1964, с. 254. Авт.: Б. Г. Дубовский, А. В. Камаев, В. В. Орлов и др.
34. Кузнецов В. А. Критический ансамбль, как средство выявления физических особенностей реактора. Докл. SM 42/86 на симпозиуме по экспоненциальным и критическим экспериментам. Амстердам, 1963.
  35. Кузнецов В. А. Систематизация экспериментальных данных по критическим параметрам высокообогащенных реакторных систем.—В кн.: Физика ядерных реакторов. Т. 3. Обнинск, изд-во ФЭИ, 1966, с. 137.
  36. Кузнецов В. А., Могильнер А. И. Статистические методы в экспериментальной физике реакторов и некоторые их перспективы.—В кн.: Вопросы физики ядерных реакторов. Вып. 2. Обнинск, изд-во ФЭИ, 1967, с. 115.
  37. Кузнецов В. А. Реакторные испытания многоэлементных термоэмиссионных преобразователей на основе Мо и W. Конф. специалистов по термоэмиссии. Майами, 1970.
  38. Кузнецов В. А. Испытания термоэмиссионных реакторов-преобразователей «Топаз-1» и «Топаз-2». Материалы III Международной конференции по термоэмиссионному преобразованию энергии. Юлих, 1972, с. 365.
  39. Кутателадзе С. С., Боришанский В. М. Справочник по теплопередаче. М., Атомиздат, 1958.
  40. Ланцов М. Н. Определение ядра замедления в воде по результатам систематизации гомогенных критическихборок.—В кн.: Вопросы физики ядерных реакторов. Вып. 1. Обнинск, изд-во ФЭИ, 1967, с. 47.
  41. Лихачев Ю. И., Пупко В. Я. Прочность тепловыделяющих элементов ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1975.
  42. Лукьянов А. А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М., Атомиздат, 1974.
  43. Марчук Г. И. Численные методы расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1958.
  44. Марчук Г. И. Методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
  45. Материалы комиссии по атомной энергии США. Ядерные реакторы. Т. 3. Материалы для ядерных реакторов. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1956.
  46. Материалы и горючее для высокотемпературных ядерных энергоустановок. Под ред. М. Симнада и Л. Цумвальта. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1966.
  47. Матричный метод экспериментального учета интерференции дискретных поглотителей.—В кн.: Вопросы физики ядерных реакторов. Вып. 2. Обнинск, Изд. ФЭИ, 1967, с. 80. Авт.: В. А. Кузнецов, А. И. Могильнер, А. Д. Овечкин, Г. Н. Фокин.
  48. Мегреблиан Р., Холмс Д. Теория реакторов. Пер. с англ. М., Госатомиздат, 1962.
  49. Метод Монте-Карло в проблеме переноса излучений. Сборник статей. М., Атомиздат, 1967.
  50. Мондт Д., Пиккет В. Перспективы термоэмиссионных реакторов с внешним и внутренним размещением горючего для систем с электрореактивными двигателями. Пер. с англ.—«Прямое преобразование тепловой энергии в электрическую и топливные элементы», 1971, вып. 10 (111), с. 142.

51. **Морохов И. Д.** Перспективы разработок термоэмиссионных реакторов в СССР. Материалы III Международной конференции по термоэмиссионному преобразованию энергии. Юлих, 1972, с. 444.
52. **Невесомость.** Под ред. Э. Бенедикта. Пер. с англ. М., «Мир», 1964.
53. **Нейтронно-физические** характеристики  $U+Ve$  и  $U+VeO$  систем. Докл. 28/P/362, представленный на III Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1964, т. 3, с. 248. Авт.: И. И. Бондаренко, В. П. Гарин, Р. К. Гончаров и др.
54. **О нарушении работоспособности** тепловых труб с паровыми и парогазовыми пузырями.—«Теплофизика высоких температур», 1975, № 6, с. 1225. Авт.: В. И. Субботин, М. И. Ивановский, В. П. Сорокин и др.
55. **Орлов В. В., Исакова Л. Я.** Метод расчета  $K_{эф}$  и потока нейтронов в трехмерном реакторе с системой поглощающих стержней.—В кн.: Вопросы физики ядерных реакторов. Вып. 1. Обнинск, Изд. ФЭИ, 1967, с. 178.
56. **О создании в СССР** первого в мире реактора-преобразователя «Топаз».—Сообщение ТАСС от 26.03.1971.
57. **Оценка ядерных данных** для  $Pu^{239}$  в области энергий нейтронов  $10^{-3}$  эв — 15 Мэв.—В кн.: Ядерные константы. Вып. 16. М., Атомиздат, 1974, с. 329. Авт.: В. А. Коньшин, Г. Б. Анципов, Л. А. Баханович и др.
58. **Педерсен Э. С.** Атомная энергия в космосе. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1967.
59. **Петросьянц А. М.** Современные проблемы атомной науки и техники в СССР. М., Атомиздат, 1976.
60. **Петухов Б. С., Генин Л. Г., Ковалев С. А.** Теплообмен в ядерных энергетических установках. М., Атомиздат, 1974.
61. **Поздняков Б. С., Коптелов Е. А.** Термоэлектрическая энергетика. М., Атомиздат, 1974.
62. **Пупко В. Я.** Анализ зависимости между критической нагрузкой и критическим объемом для реакторов различного типа.—В кн.: Физика и теплофизика реакторов. М., Атомиздат, 1958.
63. **Радиационный захват** быстрых нейтронов. Сб. статей. М., Атомиздат, 1970.
64. **Разработка и создание** термоэмиссионной ядерно-энергетической установки «Топаз».—«Атомная энергия», 1974, т. 36, вып. 6, с. 450. Авт.: В. А. Кузнецов, Г. М. Грязнов, Г. Я. Артюхов и др.
65. **Роза Р.** Магнитогидродинамическое преобразование энергии. Пер. с англ. М., «Мир», 1970.
66. **Рэгсдейл Р., Виллис Д.** Состояние разработки газофазных ЯРД. Пер. с англ.—«Вопр. ракетной техн.», 1972, № 3, с. 30.
67. **Рэзор Н. С.** Значение физики преобразователей для прогресса термоэмиссионного реактора. Пер. с англ.—«Прямое преобразование тепловой энергии в электрическую и топливные элементы», 1971, вып. 11 (112), с. 148.
68. **Смелов В. В.** Лекции по теории переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1974.
69. **Создание и энергетические испытания** термоэмиссионного реактора-преобразователя «Топаз». Докл. 49/P/852, представленный

на IV Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1971, с. 349. Авт.: Г. М. Грязнов, А. И. Ельцов, В. А. Кузнецов и др.

70. **Состояние** разработки ЯРД в США. (Обзор).—«Ракетн. техн.», 1970, № 6, с. 46.
71. **Страницы** советской космонавтики. Под ред. Г. С. Нариманова, М., «Машиностроение», 1975. Авт.: В. П. Денисов, В. И. Алимов, А. А. Журенко, В. А. Мишарин.
72. **Стумбур Э. А.** Теорема об интеграле реактивности критического реактора. Обнинск, 1967. Препринт ФЭИ-77.
73. **Стумбур Э. А.** Интегралы реактивности и их применение для решения некоторых задач физики реакторов. Обнинск, 1968. Препринт ФЭИ-142.
74. **Субботин В. И., Ивановский М. Н., Арнольдов М. Н.** Физико-химические основы применения жидкометаллических теплоносителей. М., Атомиздат, 1970.
75. **Температурная** зависимость концентрации радиационных пор в тугоплавких ОЦК-металлах. Обнинск, 1974. Препринт ФЭИ-514. Авт.: В. И. Быков, В. В. Богданов, М. И. Захарова, В. А. Соловьев.
76. **Теория** и методы расчета ядерных реакторов. Сборник статей. Под ред. Г. И. Марчука. М., Госатомиздат, 1962.
77. **Термализация** нейтронов в ВеО и Ве системах конечных размеров. Обнинск, 1972. Препринт ФЭИ-323. Авт. В. А. Кузнецов, М. Я. Банкрашкова, П. Е. Булавин и др.
78. **Термоэмиссионные** преобразователи и низкотемпературная плазма. Под ред. Б. Я. Мойжеса и Г. Е. Пикуса. М., «Наука», 1973. Авт.: Ф. Г. Бакшт, Г. А. Дюжев, Б. Я. Марциновский и др.
79. **Том К.** Обзор схем ядерных двигателей, использующих реакцию деления. Пер. с англ.—Бюллетень ЭИ «Астронавтика и ракетодинамика», 1973, № 10, с. 1.
80. **Топливные** композиции для высокотемпературных реакторов. (Обзор).—«Атомн. техн. за рубежом», 1974, № 6, с. 14. Авт.: В. Я. Новиков, А. А. Трунов, В. А. Черняев, В. Е. Макаров.
81. **Тошинский Г. И., Калашников А. Г.** Методы расчета выгорания поглотителей в реакторах на промежуточных нейтронах. Докл. М 18/83. Симпозиум по физике быстрых и промежуточных реакторов. Вена, 1961.
82. **Технологические** аспекты применения реакторов синтеза для космических и энергетических задач. Пер. с англ.—«Прямое преобразование тепловой энергии в электрическую и топливные элементы», 1971, вып. 4 (105), с. 27. Авт.: Д. Рот, В. Рэйл, Д. Рейнман.
83. **Усачев Л. Н.** Уравнение для ценности нейтронов, кинетика реакторов и теория возмущений.—В кн.: Реакторостроение и теория реакторов. М., Изд-во АН СССР, 1955, с. 251.
84. **Усачев Л. Н., Бобков Ю. Г.** Комплекс программ по проблеме ядерных данных.—В кн.: Ядерные константы. Вып. 16. М., Атомиздат, 1974, с. 3.
85. **Ушаков Б. А., Никитин В. Д., Емельянов И. Я.** Основы термоэмиссионного преобразования энергии. М., Атомиздат, 1974.
86. **Физика** промежуточных реакторов. Под ред. Д. Стена. Пер. с англ. М., Госатомиздат, 1961.



87. **Физические основы термоэмиссионного преобразования энергии.** Под ред. И. П. Стаханова, М., Атомиздат, 1973. Авт.: И. П. Стаханов, В. П. Пащенко, А. С. Степанов, Ю. К. Гуськов.
88. **Цзянь Шень-Сю.** Ракеты и другие реактивные двигатели, использующие ядерную энергию (с обзором использования пористых материалов в котле).—В кн.: Научные и технические основы ядерной энергетики. Под ред. К. Гудмена. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1950, т. 2, с. 187.
89. **Чечеткин А. В.** Высотемпературные теплоносители. М., «Энергия», 1971.
90. **Шихов С. Б.** Вопросы математической теории ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1973.
91. **Экспериментальное исследование критических систем с использованием  $\text{Li}^7\text{H}$  и  $\text{ZrH}_{1,6}$  в качестве замедлителя.** Докл. 28/P/878, представленный на III Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1964, т. 3, с. 320. Авт.: В. А. Кузнецов, Ю. А. Прохоров, И. И. Захаркин и др.
92. **Экспериментальное изучение методов компенсации большой избыточной реактивности в промежуточных реакторах.** Докл. 28/P/375, представленный на III Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1964, т. 4, с. 297. Авт.: В. А. Кузнецов, А. И. Могильнер, Л. А. Чернов и др.
93. **Экспериментальное изучение характеристик органов регулирования быстрого реактора с замедляющим отражателем.**—В кн.: Вопросы физики ядерных реакторов. Вып. 1. Обнинск, Изд. ФЭИ, 1967, с. 339. Авт.: Э. А. Стумбур, В. Н. Манохин, О. А. Еловский и др.
94. **Экспериментальное исследование спектров нейтронов в широком диапазоне энергии на физической сборке ПФ-4Ф-9М.**—В кн.: Труды ФЭИ. Под ред. В. А. Кузнецова. М., Атомиздат, 1974, с. 109. Авт.: В. А. Кузнецов, А. И. Могильнер, К. И. Золотарев и др.
95. **Экспериментальные исследования некоторых физических особенностей промежуточных реакторов с бериллиевым замедлителем.** Докл. М18/80. Симпозиум по физике быстрых и промежуточных реакторов. Вена, 1961. Авт.: А. И. Лейпунский, В. А. Кузнецов, Г. Я. Артюхов и др.
96. **Экспериментальный комплекс стенда ПФ-4 для исследования энергетических спектров нейтронов.**—В кн.: Вопросы физики ядерных реакторов. Вып. 2. Обнинск, Изд. ФЭИ, 1967, с. 5. Авт.: В. А. Кузнецов, А. И. Могильнер, М. Я. Банкрашкова и др.
97. **Angular and Wavelength Dependence of Thermal Radiation Transmitted Through Refractory Aerosols.**—«Trans. ANS», 1970, v. 13, N 2, p. 443. Auth.: J. R. Williams, W. R. Jacobs, N. R. Byron et al.
98. **Balcomb J. D.** Mission Performance of a 360 Mw Nuclear Rocket Engine.—«AIAA Paper», 1972, N 1064.
99. **Barret W. L.** Specific Impulse of a Liquid-Core Nuclear Rocket.—«AIAA J.», 1963, v. 1, N 11, p. 21.
100. **Bates J. R., Pitner A. L.** Dimensional Stability of Tantalum Control Rods in LMFBRs.—«Nucl. Technology», 1972, v. 16, N 11.

101. **Bauer H. E.** Status of Nuclear Light Bulb Engine Design and Performance Analysis.—«Proc. 2nd Symp. on Uranium Plasmas. Res. and Appl.», 1971, p. 179.
102. **Beard D. S.** The United States Thermionic Reactor Program.—«Proc. 3rd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation», Jühlich, 1972, p. 429.
103. **Beveridge J. H.** Feasibility of Using a Nuclear Rocket Engine for Electrical Power Generation.—«AIAA Paper», 1971, N 639.
104. **Black D. L.** NERVA Propulsion and Electrical Power Generation Design Feasibility Study.—«Trans. ANS», 1971, v. 14, N 2, p. 425.
105. **Boehmer C. B., Cwols R. S.** Systems Aspects of a Reusable Interorbital Nuclear Shuttle.—«Trans. ANS», 1970, v. 13, N 1, p. 9.
106. **Boyer K., Balcomb J.** Studies of Fusion Powered Pulsed Propulsion Systems.—«AIAA Paper», 1971, N 636.
107. **Breitwieser R.** An Out-of-Core Thermionic Converter System for Nuclear Space Power.—«Proc. 2nd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation», Stresa, 1968, p. 116.
108. **Breitwieser R., Lantz E.** A Compact Split-Core Isotope-Fueled Reactor.—«Trans. ANS», 1973, v. 16, N 1, p. 51.
109. **Brooks R. D., Heller J. E.** Reactor Bravton Cycle Systems for Electric Power Generation.—«Trans. ANS», 1971, v. 14, N 1, p. 6.
110. **Busse C. A.** Heat Pipe Research in Europe.—«Proc. 2nd. Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation», Stresa, 1968, p. 461.
111. **Carpenter R. T.** Nuclear Space Power Systems Can Be Cost Effective.—«Trans. ANS», 1971, v. 14, N 2, p. 540.
112. **Coggi J., McGrath R.** Reactor Power Systems for Space Station Missions.—«Trans. ANS», 1971, v. 14, N 1, p. 7.
113. **Conceptual Study of a Liquid-Core Nuclear Rocket.**—«J. Spacecraft Rockets», 1965, v. 2, N 3, p. 384. Auth.: S. T. Nelson, J. Grey, P. M. Williams.
114. **Control Rods Materials.** Third Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, 1964, 28/P/253. Auth.: A. N. Holden, B. Weidenbaum, C. F. Letter.
115. **Cooper R.** Nuclear Applications of Lasers.—«Trans ANS», 1973, v. 16, N 1, p. 5.
116. **Corliss W. R., Schwenk F. C.** Nuclear Propulsion for Space. Oak Ridge, Tennessee. USAEC, 1971.
117. **Corrington L. C.** NERVA Flight Engine Design Concept.—«Trans. ANS», 1971, v. 14, N 2, p. 421.
118. **Davies R. L.** Recent Materials Compatibility Studies in Refractory Metal—Alkali Metal Systems for Space Power Applications. Fifth Intersoc. Energy Conv. Engng Conf., Las Vegas, 1970, GESP-452.
119. **Dickamp H. M., Balent R., Weth J. R.** Compact Reactors for Space Power.—«Nucleonics», 1961, v. 19, p. 73.
120. **Dimensional Stability of Tantalum During Fast Neutron Irradiation.** Compacts of Contributed Paper of European Conf. on Irradiation Behaviour of Fuel Cladding and Core Component Materials. Karlsruhe, 1974, p. 89. Auth.: R. A. Murgatroyd, I. P. Bell, J. T. Bland.

121. **Doncals R. A., Kovacik W. R.** Nuclear Design of the NERVA Nuclear Subsystem.—«Trans. ANS», 1971, v. 14, N 2, p. 422.
122. **Dünner P., Jung J.** Investigation Concerning Metal—Hydride Technology and Hydrogen Transport in the Incore Thermionic Reactor Core. Proc. 3rd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. Jühlich, 1972, p. 612.
123. **Engineering Study of the Colloid-Fueled Reactor Concept.**—«J. Spacecraft and Rockets», 1971, v. 8, N 2, p. 118. Auth.: Y. Tang, J. Stefanko, P. Dickson, D. Drawbaugh.
124. **Farquhar R. W., Ness N. F.** Two Early Missions to the Comets.—«Astronautics and Aeronautics», 1972, v. 10, N 10, p. 32.
125. **Fission-Gas Swelling of UC, UN and UO<sub>2</sub> at High Irradiation Temperatures.** Thermionic Conversion Specialist Conf. Proc. Miami Beach, 1970, p. 18. Auth.: R. F. Hilbert, V. W. Storhok, W. Chubb, D. L. Keller.
126. **Flow Mixing Reactivity Effects in the Gas Core Reactor.**—«Trans. ANS», 1971, v. 14, N 1, p. 11. Auth.: J. F. Kunze, J. H. Lofthouse, D. H. Suckling, R. E. Hyland.
127. **Gietzen A. J.** 100 KWe Thermionic Power System for Space Base Application. Thermionic Conversion Specialist Conf. Proc. Miami Beach, 1970, p. 151.
128. **Gietzen A. J., Homeyer W.** Thermionic Reactor Power Systems.—Proc. 3rd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. Jühlich, 1972, p. 55.
129. **Gietzen A. J., Holland J. W.** Thermionic Fuel Element Development.—«Trans. ANS», 1972, v. 15, N 2, p. 611.
130. **Glaser P.** Power from the Sun: Its Future.—«Science», 1968, v. 162, p. 857.
131. **Glaser P.** Satellite Solar Power Station: an Option for Power Generation. Proc. 7th Intersoc. Energy Conv. Engng Conf., 1972, p. 507.
132. **Gluyas R., Lietzke A.** Materials Technology Program for the Compact: Fast Reactor for Space Power.—«Trans. ANS», 1971, v. 14, N 1, p. 5.
133. **Gonban G.** Microwave Power Transmission from an Orbiting Solar Power Station.—«J. Microwave Power», 1970, v. 5, N 4, p. 46.
134. **Graves G., Paxton H.** Critical Masses of Orally Assemblies.—«Nucleonics», 1957, v. 15, N 6, p. 35.
135. **Grey J.** Nuclear Rockets—Basic Principles.—«Nucleonics», 1958, v. 16, N 7, p. 62.
136. **Grey J.** Gaseous-Core Nuclear Rockets.—«Astronautics», 1959, v. 4, N 7, p. 23.
137. **Hatch L.** Fluidized Solids as a Nuclear Fuel for Rocket Propulsion.—«Nucleonics», 1960, v. 18, N 12, p. 51.
138. **Hatch L., Regan W., Powell J.** Fluidized Solids as a Nuclear Fuel for Rocket Propulsion.—«ARS J.», 1961, v. 31, N 4, p. 94.
139. **High Temperature Lithium Heat Pipes.** Proc. 2nd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. Stresa, 1968, p. 495. Auth.: C. A. Busse, F. Geiger, H. Stub e. a.
140. **Holland J. W.** Thermionic Fuel Element Development Status Summary. Proc. 3rd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. Jühlich, 1972, p. 465.

141. **Hollax E.** Die Nutzung der Kernenergie in der Raumfahrt.—«Kernenergie», 1974, Bd 17, H 2, S. 34.
142. **Homeyer W., Gietzen A., Heath A.** Thermionic Reactor Power Systems.—«Trans. ANS», 1972, v. 15, N 2, p. 610.
143. **Horner M., Grebetz J., Kay J.** Multicell Thermionic Fuel Element Fabrication Technology. Proc. 3rd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. Jülich, 1972, p. 491.
144. **Ingber J. F., Higdon D. T.** Reactor Requirements for First Generation Thermionic Nuclear Electric Propulsion.—«AIAA Paper», 1969, N 2500.
145. **Jackomis W., Ohain H.** Aeromechanical Characteristics of Nuclear Reactor Cavities Using Colloidal Fuels.—«AIAA Paper», 1970, N 1222.
146. **Johnson C. E.** Reactors for Electric Power in Space.—«Trans. ANS», 1971, v. 14, N 2, p. 542.
147. **Klein M.** Nuclear Energy in Space. Fourth Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, 1971, 49/P/056.
148. **Koelle H. H.** Statistical Development History of Space Transportation.—«Raumfahrtforschung», 1974, Bd 18, N 1, S. 25.
149. **Krafft E.** A Low Cost Commercial Space Traffic Operations and the Swing Station.—«Raumfahrtforschung», 1974, Bd 18, N 4, S. 173.
150. **Krasner M. H., Davison H. W., Diaguila A. J.** Conceptual Design of a Compact Fast Reactor for Space Power.—«Trans. ANS», 1971, v. 14, N 1, p. 1.
151. **Kunze J. G., Lofthouse J., Cooper C.** Benchmark Gas Core Critical Experiments.—«Nuc. Sci. Engng», 1972, v. 47, p. 59.
152. **Kysliger J. A., Ravets J. M.** The Effect of Fuel Distribution on the Performance of the Colloid Core Reactor.—«Trans. ANS», 1972, v. 15, N 1, p. 6.
153. **Lafferty J., Hammit F.** Experimental Investigation of a Vapor-Driven Two-Phase Vortex.—«Trans. ANS», 1967, v. 10, N 1, p. 9.
154. **Lantz E., Mayo W.** A Small 1400° K Reactor for Brayton Space Power Systems.—«Trans. ANS», 1972, v. 15, N 1, p. 4.
155. **Lanzo C. D.** A Flow Experiments on a Curved-Porous-Wall Gas-Core Reactor Geometry.—«Nucl. Appl.», 1970, v. 8, N 6, p. 57.
156. **Latham T. S.** Criticality Studies of Nuclear Light Bulb Engine.—«J. Spacecraft and Rockets», 1969, v. 6, N 10, p. 723.
157. **Lawrence Livermore Laboratory** Evaluated Nuclear Data Library. USA, 1973.
158. **Loewe W. E.** Out-of-Core Thermionic Space Power. Proc. 2nd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. Stresa, 1968, p. 263.
159. **Ludewig H., Chernick J.** Physics Parameters of the Hatch Reactor.—«Trans. ANS», 1971, v. 14, N 1, p. 11.
160. **Ludewig H.** Design Parameters for a Rotating-Bed Reactor-Powered Rocket Engine.—«Trans. ANS», 1972, v. 15, N 1, p. 8.
161. **Luikov A. V., Vasiliev L. L.** Progress in Heat Pipe and Porous Heat Exchanger Technology.—«Inter. J. Heat Mass Transf.», 1975, v. 8, N 2, p. 3.
162. **Maki L. M., Donovan E. J.** The Reference ZrH Reactor.—«Trans. ANS», 1969, v. 12, N 1, p. 9.
163. **Marx G.** Interstellar Vehicle Propelled by Terrestrial Laser

- Beam.—«Nature», 1966, v. 211, N 5044, p. 22; «Nature», 1967, Feb. 11, p. 588.
164. **Mason D. G., Vanosdol J. H.** Standardized Zirconium Hydride Reactor Power System for Space Applications.—«Trans. ANS», 1974, v. 18, N 1, p. 16.
165. **Material** Development for Thermionic Fuel-Cladding Systems. Proc. 3rd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation, Jülich, 1972, p. 1066. Auth.: L. Yang, R. Hudson, H. Johnson e. a.
166. **May W., Klann P., Whitmarsh C.** Nuclear Design and Experiments for the Compact Fast Reactor for Space Power.—«Trans. ANS», 1971, v. 14, N 1, p. 2.
167. **McCarty J.** Nuclear Reactor for Rockets.—«J. of ARS», 1954, v. 24, N 1, p. 18.
168. **McLafferty J. H.** Gaseous Reactor Container. Patent USA, 1962, N 3223591.
169. **McLafferty J. H.** Gas Core Nuclear Rocket Engine Technology Status.—«J. Spacecraft and Rockets», 1970, v. 7, N 12, p. 1391.
170. **McGuirk J. P., Park C.** Propellant Flow Rate Through Simulated Liquid-Core Nuclear Rocket Fuel Bed.—«J. Spacecraft and Rockets», 1972, v. 9, N 5, p. 2013.
171. **Meier T. C.** Performance Potential of the Colloid Core Reactor Concept in Near-Earth Applications.—«AIAA Paper», 1972, N 1065.
172. **Mills C. B.** Reflector Moderated Reactors.—«Nucl. Sci. Engng», 1962, v. 13, N 4, p. 301.
173. **Mills C. B.** Rover-An Intermediate Step to Gas.—«Trans. ANS», 1970, v. 13, N 2, p. 445.
174. **Moeckel W. E.** Propulsion Systems for Manned Exploration of the Solar System.—«Astronautics and Aeronautics», 1969, v. 7, N 8, p. 66.
175. **Moeckel W. E.** Comparison of Advanced Propulsion Concepts for Deep Space Exploration.—«J. Spacecraft and Rockets», 1972, v. 9, N 12, p. 863.
176. **Moeckel W. E.** Propulsion by Impinging Laser Beams.—«J. Spacecraft and Rockets», 1972, v. 9, N 12, p. 942.
177. **Mondt J. F., Sawyer C. D., Schaupp R. W.** Thermionic Reactor Electric Propulsion Systems Requirements. Proc. 3rd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. Jülich, 1972, p. 202.
178. **Monte-Carlo** Radiant Heat Transfer Analysis of Gas Core Reactors.—«Trans. ANS», 1970, v. 13, N 1, p. 13. Auth.: J. R. Williams, N. R. Byron, J. D. Clement, W. R. Jacobs.
179. **Neu H.** Heat Pipes und Ihre Anwendung in Nuclearen Energierversorgungseinheiten für die Raumfahrt.—«Atompraxis», 1966, N 4, S. 246.
180. **Neutron** Cross-Sections. BNL-325. 3rd Edition, 1973.
181. **Neutronic** Characteristics of Thermionic Reactors.—«Trans. ANS», 1972, v. 15, N 2, p. 611. Auth.: M. H. Merrill, M. R. Hackney, A. C. Marshall.
182. **Niederauer G., Lantz E., Breitwieser R.** Split-Core Heat Pipe Reactors for Out-of-Pile Thermionic Power Systems.—«Trans. ANS», 1971, v. 14, N 2, p. 433.

183. **Niederauer G.** Dynamics of Heat-Pipe Reactors.—«Trans. ANS», 1971, v. 14, N 2, p. 434.
184. **Newby G. A.** United States Space Nuclear Electric Power Program. Proc. 23rd Int. Astronautical Congress. Vienna, 1972, p. 36.
185. **Niehoff J. C., Friedlander A. L.** Comparison of Advanced Propulsion Capabilities for Future Planetary Missions.—«J. Spacecraft and Rockets», 1974, v. 11, N 8, p. 566.
186. **O'Dell C. R.** Optical Space Astronomy and Goals of the Large Space Telescope.—«Astronautics and Aeronautics», 1973, v. 11, N 4, p. 22.
187. **O'Lone R. G.** Use of NERVA Reactor Heat to Make Electricity Studied.—«Aviation Week and Space Technology», 1971, v. 95, N 4, p. 19.
188. **Open Cycle and Light Bulb Types of Vortex-Stabilized Gaseous Nuclear Rockets.**—«J. Spacecraft and Rockets», 1968, v. 5, N 8, p. 941. Auth.: J. W. Clark, B. V. Johnson, J. S. Kendall, A. E. Mensing, A. Travers.
189. **Open-Cycle Gas-Core Nuclear Rocket Engine—Some Engineering Considerations.** Proc. 2nd Symp. on Uranium Plasmas: Research and Application, 1971, p. 179. Auth.: M. F. Taylor, J. W. Clark, G. H. McLafferty et al.
190. **Operating Characteristic and Requirements for the NERVA Flight Engine.**—«J. Spacecraft and Rockets», 1971, v. 8, N 7, p. 766. Auth.: J. H. Alseimer, G. F. Mader, J. J. Stewart.
191. **Optimization of Peripheral Reactivity Control in the NERVA Reactor.**—«Trans. ANS», 1969, v. 12, N 1, p. 1. Auth.: D. G. Bevard, R. A. Doncals, A. L. Mowery.
192. **Owen W. G., Gibson R. A.** An Empirical Correlation of the Experimental Data on Homogeneous, Highly Enriched Uranium Hydrogen Critical Assemblies.—«J. Nucl. Energy», 1959, part B IV, N 1, p. 58.
193. **Peelgren M., Kikin G., Sawyer C.** Completely Modular Thermionic Reactor Ion Propulsion Systems (TRIPS). Proc. 3rd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation, Jülich, 1972, p. 209.
194. **Peterson J., Heller J., Gutstein M.** Status of Advanced Rankine Power Conversion Technology.—«Trans. ANS», 1971, v. 14, N 1, p. 5.
195. **Pioneer 10 Mission.**—«Aviation Week and Space Technology», 1973, v. 99, N 8, p. 79.
196. **Pitkin E. T.** Optimum Radiator Temperature for Space Power Systems.—«Amer. Rocket Soc. J.», 1959, v. 29, N 8, p. 596.
197. **Price L. K., Beard D. S.** Thermionic Reactor Programs — US and Abroad.—«Trans. ANS», 1972, v. 15, N 2, p. 609.
198. **Putze H. A.** Buoyancy Effect on Fuel Containment in a Gas-Core Nuclear Rocket.—«J. Spacecraft and Rockets», 1972, v. 9, N 12, p. 932.
199. **Radkowsky A.** Theory and Application of Burnable Poisons. Second Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, 1958. N 1900.
200. **Radkowsky A., Creagon R.** Poison Control of Thermal Reactors. Third Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1964, 28/P/274.

201. Ranken W., Frank T., Keilholtz G. Effect of Fast Neutron Irradiation on Alumina and Yttria. Proc. 3rd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. Jühlich, 1972, p. 819.
202. Rasch W. Applications for ITR. Proc. 3rd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. Jühlich, 1972, p. 15.
203. Rasor N. S. Methods for Improving Thermionic Converter Performance. Proc. 3rd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. Jühlich, 1972, p. 1027.
204. Ravets M., Bevard D. G. WANL Experience with  $r$ - $\theta$  Calculations.—«Trans. ANS», 1965, v. 8, N 2, p. 517.
205. Reactor Physics Constants. ANL-5800. 2nd Edition, 1963.
206. Richard W., Richard R. A Gaseous Core Reactor with MHD Conversion for Electrical Power Generation.—«Trans. ANS», 1971, v. 14, N 2, p. 711.
207. Rogers M. D. Mass Transfer and Grain Growth Induced by Fissions Fragments in Thin. Films of Uranium Dioxide.—«J. Nucl. Mater.», 1965, v. 16, N 3, p. 298.
208. Rom F., Johnson P. Nuclear Rockets for Interplanetary Population.—«SAE J.», 1959, June, p. 316.
209. Rom F. E. Advanced Reactor Concepts for Nuclear Propulsion.—«Astronautics», 1959, v. 4, N 10, p. 20.
210. Rom F. E. Gaseous Nuclear Rocket.—Patent USA, 1961, N 3202582.
211. Rom F. E. What Can Nuclear Energy Do for Society?—«Astronautics and Aeronautics», 1971, v. 10, N 11, p. 56.
212. Ross F. A., Plunkett T. F. Reactor Power System Requirements for Manned Orbital Space Missions.—«Trans. ANS», 1967, v. 10, N 1, p. 12.
213. Rufe F. Experimental Analysis of Converter Performance. Proc. 3rd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. Jühlich, 1972, p. 1061.
214. Satellite Box Score.—«Interavia Air Letter», 1975, N 8175, p. 8.
215. Sawyer C. D., Schaupp R. W. Applications of Reactor Power Systems to Electric Propulsion Missions.—«Trans. ANS», 1971, v. 14, N 2, p. 542.
216. Schaupp R. W., Mondt J. F., Nakashima A. M. Thermionic Reactor System Application to Electric Propulsion Missions.—«Trans. ANS», 1972, v. 15, N 2, p. 610.
217. Schneitzer E., Kaplan G. Erosion Testing of a Three-Stage Potassium Turbine. Space Technology and Heat Transfer Conf. Los Angeles, 1970, 70-Av/SpT-37.
218. Schock A. High-Voltage Thermionic Reactor Using Double-Sheath Fuel Elements. Proc. 3rd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. Jühlich, 1972, p. 155.
219. Schock A. Electronic Temperature—Flattening of Thermionic Reactors. Proc. 3rd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. Jühlich, 1972, p. 167.
220. Seifert H. S. Space Technology. N. Y., Wiley a. Sons, 1959.
221. Shepherd L. R., Cleaver A. V. The Atomic Rocket.—«J. British Interplanetary Soc.», 1948, v. 7, p. 185; 1949, v. 8, p. 23.
222. Shroff A. M., Armand M. Le Caloduc.—«Rev. Technique Thomson—CSF», 1969, v. 1, N 4, p. 38.
223. SNAP Reactor Fuel Element Performance.—«Trans. ANS», 1970, v. 13, N 1, p. 5. Auth.: J. H. Walter, T. G. Parker, J. L. Miller.

224. **Stefanko J., Mowery A.** One-Dimensional Calculation of NERVA Reactor Control Spaces.—«Trans. ANS», 1967, v. 10, N 1, p. 201.
225. **Storhok V. W., Chubb W.** Swelling of  $\text{UO}_2$  at  $1700^\circ\text{C}$ .—«Trans. ANS», 1969, v. 12, N 1, p. 10.
226. **Structure of Very High Thermal Conductance.**—«J. Appl. Phys.», 1964, v. 35, p. 1990. Auth.: G. M. Grover, T. P. Cotter, G. T. Erickson.
227. **Stubbins W., Wolfe R.** The BIFOLD Nuclear Power Source.—«Trans. ANS», 1973, v. 16, N 1, p. 51.
228. **Study of Reactor's Employing Externally Fueled Collector and Heat Pipe Cooled Thermionic Diodes.**—«Trans. ANS», 1971, v. 14, N 1, p. 8. Auth.: J. M. Ravets, G. S. Drakowic, R. Flaherty, J. Stefanko.
229. **Taylor K. R., Hammett R. L.** Space Processing Payloads for the Space Shuttle ERA.—«AIAA Paper», 1974, N 153.
230. **Thom K., Schneider R.** Nuclear Pumped Gas Lasers.—«AIAA J.», 1972, v. 10, N 4, p. 200.
231. **Turman B. N., Kysliger J. M., Ravets J. M.** An Analysis of the Operating Characteristics of the Colloid Core Reactor.—«AIAA Paper», 1972, N 1094.
232. **Turman B., Hasinger S.** Experimental Flow Studies fo the Colloid-Core Reactor Concept.—«J. Spacecraft and Rockets», 1972, v. 9, N 10, p. 513.
233. **Turner K. H., Clement J. D.** A Model of the Dynamic Behavior of the Coaxial-Flow Gaseous-Core Nuclear Reactor.—«Nucl. Technology», 1973, v. 20, N 1, p. 1.
234. **Two-Component Vortex Flow Studies of the Colloid Core Nuclear Rocket.** — «J. Spacecraft and Rockets», 1972, v. 9, N 5, p. 311. Auth.: L. Anderson, S. H. Hasinger, B. N. Turman.
235. **Whipple F. L.** Why Missions to Comets and Asteroids? — «Astronautics and Aeronautics», 1972, v. 10, N 10, p. 12.
236. **Williams J. R.** A Study of a Gas Core Reactor-MHD Power Plant Concept.—«Trans. ANS», 1970, v. 13, N 2, p. 446.
237. **Williams J. R.** A Gaseous Core Reactor for MHD Power Generation. Proc. of the Frontiers of Power Technology Conf. Stillwater, Oklahoma, 1971, p. 32.
238. **Williams J. R., Rosa R. J.** A Gaseous Core Reactor with MHD Conversion for Electrical Power Generation.—«Trans. ANS», 1971, v. 14.
239. **Williams J. R., Clement J. D.** The Sattelite Nuclear Power Station: an Option for Future Power Generation. Proc. 8th Intersoc. Energy Conversion Eng. Conf. Philadelphia, 1973, p. 566.
240. **Williams J. R., Clement J. D.** Exploratory Study of a Satellite Nuclear Power Station (SNSP). — «Trans. ANS», 1973, v. 16.
241. **Wilson R. F., Kitterman W. L.** Compact ZrH Reactor Development Status and Reactor Thermoelectric Space Power Systems. Proc. 2nd Int. Conf. on Space Technology. Venice, 1969, p. 214.
242. **Yates M., Fitzpatrick G., Schwarzer D.** Thermionic Fuel Element Testing at Gulf General Atomic. Proc. 3rd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. Jühlich, 1972, p. 479.
243. **Zenz F. A., Othener D. F.** Fluidization and Fluid Particle Systems. N. Y. Reinhold Publ. Corp., 1960.
244. **Zirconium Hydride Space Power Reactor.**—«Trans. ANS», 1972, v. 15, N 1, p. 3. Auth.: J. G. Asquith, R. Mirga, S. R. Stamp.



# ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
<b>Глава 1. Космическая энергетика и ее перспективы</b>	10
§ 1.1. Особенности ЯРД	10
§ 1.2. Основные варианты ЯЭУ двигателей космических объектов	14
§ 1.3. Возможности ЯЭУ при выполнении различных космических задач	18
<b>Глава 2. Физические особенности ядерных реакторов космического назначения</b>	24
§ 2.1. Основные требования к реактору космической ЯЭУ	24
§ 2.2. Физические особенности реакторов космических ЯЭУ	26
§ 2.3. Нейтронно-физические принципы выбора ядерного горючего	29
§ 2.4. Особенности влияния отражателя нейтронов на физику малогабаритного реактора	33
§ 2.5. Физические схемы реакторов космических ЯЭУ	40
§ 2.6. Особенности физического расчета реакторов космических ЯЭУ	44
§ 2.7. Принципы определения оптимальных физических характеристик реактора	50
<b>Глава 3. Принципы выбора основных материалов ядерных реакторов космических ЯЭУ</b>	54
§ 3.1. Высокотемпературное ядерное топливо	54
§ 3.2. Замедлители нейтронов в реакторах космических ЯЭУ	60
§ 3.3. Поглощающие материалы	66
<b>Глава 4. Критические параметры высокообогащенных малогабаритных ядерных реакторов</b>	72
§ 4.1. Полуэмпирическая систематика критических параметров ядерных реакторов	72
§ 4.2. Геометрические соотношения между критическими параметрами	76
§ 4.3. Обобщенный критерий корреляции критических параметров	81
<b>Глава 5. Изменение реактивности и методы ее компенсации в реакторах космических ЯЭУ</b>	88
§ 5.1. Изменение реактивности реактора во времени и методы ее компенсации	88
§ 5.2. Компенсация реактивности поглотителями нейтронов	95
§ 5.3. Компенсация реактивности изменением утечки нейтронов	100
<b>Глава 6. Некоторые особенности системы отвода тепла из реактора космической ЯЭУ</b>	108
§ 6.1. Особенности выбора теплоносителя первого контура	108
§ 6.2. Жидкометаллические теплоносители	111
§ 6.3. Особенности выбора конструкционных материалов для реакторов космических ЯЭУ	114
§ 6.4. Тепловые трубы	120

<b>Глава 7. Методы преобразования тепловой энергии реактора в космических ЯЭУ</b>	127
§ 7.1. Машинные схемы преобразования энергии. Циклы Ренкина и Брайтона	127
§ 7.2. Непосредственное преобразование тепловой энергии в электрическую	134
§ 7.3. Основы термоэмиссионного преобразования энергии	140
§ 7.4. Электрогенерирующие каналы (ЭГК)	145
§ 7.5. Термоэмиссионный реактор-преобразователь «Топаз»	150
<b>Глава 8. Реакторы ядерных ракетных двигателей и электро-энергетические системы на их основе</b>	159
§ 8.1. Реакторы ЯРД с твердофазной активной зоной	159
§ 8.2. Вихревые реакторы ЯРД	166
§ 8.3. Реакторы ЯРД с газофазной активной зоной	175
§ 8.4. Комбинированные электроэнергетические системы на базе ЯРД	185
§ 8.5. Орбитальная атомная электростанция (ОАЭС) большой мощности	188
<b>Глава 9. Бортовые реакторные электроэнергетические системы</b>	196
§ 9.1. Бортовая электроэнергетика космических объектов	196
§ 9.2. ЯЭУ с термоэлектрическим преобразованием энергии	200
§ 9.3. ЯЭУ с машинным преобразованием энергии	207
§ 9.4. Сравнение характеристик бортовых источников энергии различных типов	212
§ 9.5. Космические энергоустановки с термоэмиссионными реакторами-преобразователями фирмы «Галф дженерал атомик» (США)	215
§ 9.6. Другие варианты космических термоэмиссионных реакторных ЯЭУ	222
<b>Список литературы</b>	226

ИБ № 392

*Вячеслав Алексеевич Кузнецов*

**ЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ КОСМИЧЕСКИХ  
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК**

Редактор О. А. Степеннова. Художественный редактор А. Т. Кирьянов.  
Переплет художника О. В. Камаева. Технический редактор И. Н. Подшебякин.  
Корректор Н. И. Курьянова.

Сдано в набор 5/VIII 1976 г. Подписано к печати 4/II 1977 г. Т-01634. Формат 84×108<sup>1</sup>/<sub>32</sub>. Бумага типографская № 2. Усл. печ. л. 12,6. Уч.-изд. л. 13,09. Тираж 1700 экз. Цена 2 р. 16 к. Зак. изд. 74280. Зак. тип. 2243.

Атомиздат, 103031, Москва, К-31, ул. Жданова, 5.

Московская типография № 6 Союзполиграфпрома при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 109088, Москва, Ж-88, Южнопортовая ул., 24.

