

## ПАРАМЕТРЫ УРАН-ГРАФИТОВОГО БЫСТРОГО ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА (РЕАКТОР БИГР)

**В. Ф. Колесов**

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров Нижегородской обл.

Расчетно обоснована возможность сооружения действующего по принципу теплового расширения цилиндрического уран-графитового быстрого импульсного реактора с рекордно высокими флюенсом и плотностью потока нейтронов. Показано, что наиболее эффективным материалом активной зоны такого реактора является твердая смесь карбида урана с графитом при отношении чисел ядер углерода и урана-235 в пределах от 2 до 40. Разработана принципиальная конструкция реактора, получившего название БИГР (быстрый импульсный графитовый реактор).

**Ключевые слова:** импульсный реактор, реактор БИГР, уран-графитовый материал, карбид урана, графит, флюенс нейтронов, плотность потока нейтронов, конструкция реактора.

**PARAMETERS OF URANIUM-GRAPHITE FAST PULSED REACTOR (REACTOR BIGR) / V. F. KOLESOV** // The possibility of constructing cylindrical uranium-graphite fast pulsed reactor with very high fluence and neutron flux density functioning on the base of heat expansion principle is justified by calculation. It is demonstrated that dense graded mix of uranium carbide with graphite the ratio of the number of carbon and uranium-235 nuclei being within the limits from 2 to 40 is the most efficient material of such reactor core. The basic design of the reactor called BIGR (fast pulsed graphite reactor) is developed.

**Key words:** pulsed reactor, reactor BIGR, uranium-graphite material, uranium carbide, graphite, neutron fluence, neutron flux density, reactor design.

### Введение

Целью настоящей работы является расчетное и физическое обоснование возможности сооружения цилиндрического быстрого импульсного реактора с рекордно высокими флюенсом нейтронов за импульс и плотностью потока нейтронов в пике импульса.

Существующие или строящиеся в настоящее время импульсные реакторы отличаются или высокой плотностью потока нейтронов в пике импульса при низком флюенсе нейтронов за импульс (быстрые импульсные реакторы HPRR [1], Барс, БИР), или, напротив того, высоким флюенсом нейтронов за импульс при сравнительно низкой плотности потока нейтронов в пике импульса (тепловые графитовые реакторы ИГР [2], TREAT [3]). В то же время при исследовании радиационной стойкости материалов и ряда физических явлений требуются импульсы с высокими и флюенсом, и плотностью потока нейтронов. Вышеперечис-

ленные реакторы одновременно всем этим требованиям не удовлетворяют.

Верхняя граница достижимого в импульсном реакторе локального флюенса нейтронов прямо пропорциональна максимально допустимому энерговыделению на  $1 \text{ см}^3$  среды активной зоны (АЗ) и обратно пропорциональна макроскопическому сечению деления, усредненному по спектру нейтронов в этом месте реактора. Плотность потока нейтронов прямо пропорциональна флюенсу нейтронов за импульс и обратно пропорциональна ширине импульса на половине высоты. В свою очередь, ширина импульса делений в реакторе тем меньше, чем короче время жизни мгновенных нейтронов и чем больше коэффициент температурного гашения реактивности. В реакторах, действующих по принципу теплового расширения АЗ, ширина импульса, кроме указанных факторов, зависит также от геометрических размеров реактора и стойкости материала АЗ по отношению к тепловому удару.

Сказанное выше означает, что реактор с высоким флюенсом и высокой плотностью потока нейтронов следует строить из высокотемпературного, существенно разбавленного неделяющимися элементами и обладающего высокой сопротивляемостью тепловым ударам материала. Реактор должен работать на быстрых нейтронах. В связи с этим степень разбавления топлива в нем не должна превышать предела, за которым становится существенным смягчение энергетического спектра нейтронов.

В случае быстрых импульсных реакторов возможны лишь два принципа саморегулирования: саморегулирование на основе доплеровского эффекта уширения захватных резонансных уровней в уране-238 или тории-232 с ростом температуры АЗ и саморегулирование на основе теплового расширения АЗ.

Эффект Доплера в быстрых реакторах является в настоящее время объектом интенсивных исследований, проводимых в США и ряде других стран. Твердо установлено, что быстрые реакторы обладают заметным отрицательным доплеровским эффектом реактивности, если их АЗ содержат значительное количество урана-238 или тория-232, в несколько раз превышающее количество урана-235, и большое количество ингредиентов, смягчающих спектр нейтронов (кислород, железо и т. п.). Если же содержание урана-238 или тория-232 в реакторе относительно невелико и спектр нейтронов жесткий, то реактор будет иметь или слишком малый отрицательный, или даже положительный доплеровский коэффициент реактивности [4].

Из общего анализа опубликованных к настоящему времени данных следует, что быстрые реакторы, имеющие надежный связанный с эффектом Доплера отрицательный коэффициент реактивности, должны содержать значительную долю нейтронов с энергией ниже 20 кэВ. Следовательно, время жизни мгновенных нейтронов в них должно быть на уровне  $(3-5) \cdot 10^{-7}$  с.

Значительное время жизни мгновенных нейтронов и малый доплеровский коэффициент реактивности налагают существенные ограничения на ширину достижимых в таких реакторах импульсов. В случае реакторов, действующих на основе доплеровского коэффициента реактивности, по всей видимости, нереально рассчитывать на генерирование импульсов с шириной на половине высоты меньше миллисекунды. Кроме того, наличие в АЗ таких реакторов большого количества урана-238 является существенным препятствием на пути создания в АЗ благоприятных условий для реализации высокого уровня флюенса нейтронов.

Другой возможный способ саморегулирования быстрого импульсного реактора основан на использовании эффекта теплового расширения АЗ. Этот принцип действия положен в основу работы всех известных до сих пор быстрых импульсных реакторов. В реакторах, действующих по принципу теплового расширения, спектральные эффекты не играют сколько-нибудь заметной роли. К составу АЗ в этом случае также не предъявляется жестких требований.

Существующие быстрые импульсные реакторы построены из легированного молибденом металлического урана. Время жизни мгновенных нейтронов в них равно  $\sim 10^{-8}$  с, характерный диаметр АЗ равен  $\sim 20$  см. Ширина номинального импульса в этих реакторах составляет  $\sim 50$  мкс.

В существующих быстрых импульсных реакторах максимальный допустимый разогрев АЗ в процессе импульса определяется максимальными допустимыми механическими напряжениями и составляет примерно  $300^\circ\text{C}$ . Сравнительно слабый разогрев АЗ в процессе импульса и высокая концентрация делящегося изотопа не позволяют получать импульсы с высоким уровнем флюенса нейтронов в АЗ. Флюенс нейтронов за импульс в центрах действующих быстрых импульсных реакторов составляет  $\sim 5 \cdot 10^{14}$  нейтр./см<sup>2</sup>.

Как было отмечено выше, реактор с высоким флюенсом нейтронов за импульс и высокой плотностью потока нейтронов следует строить из высокотемпературного, существенно разбавленного неделяющимися элементами и обладающего высокой сопротивляемостью тепловым ударам материала. Ниже рассмотрены с этой точки зрения свойства некоторых из представляющих интерес простых металлов, сплавов и соединений.

Сопротивляемость материала тепловым ударам можно характеризовать величиной  $\frac{\sigma_B}{KE}$ , где  $\sigma_B$  – предел прочности материала на разрыв,  $K$  – линейный коэффициент термического расширения,  $E$  – модуль Юнга. Это отношение показывает, на сколько градусов можно охладить (нагреть) стержень из заданного материала, чтобы в нем, при условии сохранения длины, возникли напряжения, равные пределу прочности.

В табл. 1 сравниваются величины  $K$ ,  $E$ ,  $\sigma_B$ ,  $\frac{\sigma_B}{KE}$  и температуры плавления для ряда высокотемпературных, а также обычных конструкционных материалов. При комнатной температуре наиболее стойким к тепловому удару материалом является графит. При повышенных температурах

Физические и механические свойства некоторых материалов

Материал	$E, 10^{11}$ Па	$K, 10^{-6} \cdot 1/^\circ\text{C}$	$\sigma_B, 10^5$ Па	Температура плавления, $^\circ\text{C}$	$\sigma_B / KE, ^\circ\text{C}$	Примечания
U	1,6	18	6330	1130	220	[5–8]
Th	0,7	11,1	2660	1690	342	-«-
Уран-молибденовые сплавы	–	–	–	–	500–800	[5, 6]
Zr	1	8,2	4600	1850	562	[9]
Be	2,9	12,4	2900	1315	81	-«-
Mo	3,15	5,3	12000	2620	693	-«-
Al	0,7	23,9	1500	660	20	-«-
Mg	0,45	26	2500	650	213	-«-
Нержавеющая сталь	2,1	16	6300	1450	187	-«-
W	3,52	4,44	17600	3400	1124	[8]
Ti	1,09	8,5	6320	1690	682	-«-
BeO	2,74	5,5	1053	2550	70	-«-
Be <sub>2</sub> C	2,28	5,6	1400	Диссоциирует при 2200 $^\circ\text{C}$	110	-«-
UC	2,2	10	3780	2370	172	[10]
UO <sub>2</sub>	1,76	10	892	2750	51	-«-
Графит	0,063	6	500	Сублимирует при 3659 $^\circ\text{C}$	1324	[10, 11]

положительные механические свойства графита проявляются еще более отчетливо, так как прочность графита, вплоть до 2700  $^\circ\text{C}$ , растет с повышением температуры. Высокой стойкостью по отношению к тепловому удару отличается и твердая смесь карбида урана с графитом, прочность которой также повышается с ростом температуры [5].

При невысоких температурах отличными свойствами по отношению к тепловому удару обладают также некоторые металлы (вольфрам, титан, молибден, цирконий) и высокопрочные сплавы урана с молибденом [5, 6]. Можно ожидать, что такими же свойствами будут обладать сплавы указанных металлов с небольшими количествами урана. Однако металлические материалы имеют один общий недостаток, для нас весьма существенный, – они теряют прочность с ростом температуры. Кроме того, в металлах при сравнительно невысоких температурах имеют место фазовые переходы (например, в легированном молибдене уране при 600  $^\circ\text{C}$ ). Таким образом, максимальная допустимая температура в высоконапряженном металлическом быстром импульсном реакторе не может превысить, скажем, 700  $^\circ\text{C}$ .

Из табл. 1 также следует, что керамические материалы характеризуются низкой сопротивляемостью по отношению к тепловому удару.

Таким образом, наиболее перспективным материалом АЗ действующего по принципу теплого

расширения мощного быстрого импульсного реактора является твердая смесь графита и карбида урана, позволяющая, как будет показано ниже, генерировать весьма короткие импульсы с разогревом АЗ до очень высоких температур.

В качестве матрицы дисперсного топлива в быстром реакторе графит отличается и другими положительными качествами. Имеется в виду относительно небольшая замедляющая способность графита и малое сечение захвата нейтронов. Сочетание этих качеств дает возможность достигать больших разбавлений делящихся ядер, сравнимых, например, с предельным разбавлением урана-235 ураном-238, без значительного смягчения спектра нейтронов. Если бы в качестве матрицы был использован, например, бериллий, то столь высокие разбавления были бы недопустимы: при 20-кратном разбавлении спектр нейтронов в реакторе был бы характерным для реакторов на промежуточных нейтронах.

Отметим, что из твердой смеси графита и карбида урана построены самые мощные из действующих импульсных реакторов: испытательный реактор TREAT (США) и реактор ИГР (СССР). Реакторы TREAT и ИГР являются типичными реакторами на тепловых нейтронах с отношением числа атомов углерода к числу атомов урана-235 порядка 10000. Саморегулирование этих реакторов осуществляется с помощью отрицательного

температурного коэффициента реактивности, связанного с ядерным эффектом уменьшения сечения деления при росте температуры нейтронного газа. Ширина импульса в реакторах TREAT и ИГР составляет (0,1–0,2) с.

В настоящей статье исследуются физические параметры действующего по принципу теплового расширения цилиндрического быстрого импульсного реактора, материал АЗ которого представляет собой гомогенную твердую смесь графита и карбида урана с отношением числа атомов углерода к числу атомов урана-235 от 2 до 40. Будет показано, что реакторы с показателем разбавления  $\gamma$  от 2 до 40 являются типичными быстрыми реакторами. В их нейтронных спектрах тепловой компонент полностью отсутствует. В то же время достигаемое в таких реакторах разбавление достаточно, чтобы в значительной степени использовать заключенные в факторе разбавления возможности повышения флюенса и плотности пока нейтронов.

Здесь рассматриваются лишь реакторы без отражателя. Это ограничение продиктовано тремя факторами. Во-первых, именно реакторы без отражателя являются наиболее доступными источниками ядерных излучений, так как в них поток нейтронов и  $\gamma$ -лучей высок не только внутри АЗ, но и на внешней ее поверхности. Во-вторых, в реакторе без отражателя можно генерировать более короткие импульсы, так как время жизни мгновенных нейтронов в этом случае минимально. В-третьих, процедура расчетов наиболее проста в случае реактора без отражателя.

Материал статьи распределен следующим образом. В разделе 1 дано описание принципиальной конструкции АЗ цилиндрического уран-графитового реактора, приведены основные параметры реактора и импульсов делений в нем, оценены требования к органам регулирования реактивности. В разделе 2 представлены методы расчета приведенных в разделе 1 критических размеров, спектра и времени жизни нейтронов, коэффициентов гашения реактивности, параметров импульса делений и напряжений в материале АЗ.

## 1. Физические параметры цилиндрического уран-графитового реактора

### 1.1. Принципиальная конструкция реактора

Наибольшей простотой конструктивного выполнения и управления, а также наибольшими возможностями для использования потока нейтронов и  $\gamma$ -лучей отличается цилиндрический ре-

актор с осевой внутренней полостью. По этой причине в качестве объекта исследований в настоящей статье выбран реактор именно такой конфигурации. Схематический вид реактора в осевом сечении показан на рис. 1.

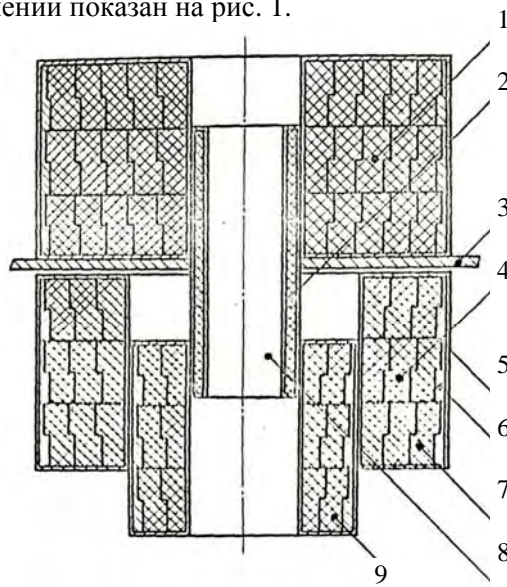


Рис. 1. Схема принципиальной конструкции АЗ реактора БИГР: 1 – неподвижный блок АЗ; 2 – импульсный блок; 3 – опорная диафрагма для неподвижного блока; 4 – блок грубого регулирования реактивности; 5 – герметизирующий чехол; 6 – опора из нержавеющей стали для внешних колец АЗ; 7 – кольцо АЗ; 8 – полость АЗ; 9 – блок точного регулирования реактивности

АЗ реактора состоит из четырех блоков: неподвижного блока АЗ, блока грубого регулирования реактивности, блока точного регулирования реактивности и импульсного блока. В сомкнутом состоянии АЗ имеет вид полого цилиндра с вертикальной ориентацией оси. Каждый из трех первых указанных блоков АЗ набран из секций в виде дисков. С целью избежания больших термических напряжений диски разбиты на коаксиальные кольца толщиной 3–5 см. Между кольцами по радиусу и высоте имеются зазоры, достаточные для их свободного теплового расширения. В дисках каждое уран-графитовое кольцо служит опорой для соседнего внутреннего кольца. Внешние кольца дисков размещаются на кольцевых опорах из нержавеющей стали. Плоскость опоры каждого кольца выполнена на середине его высоты, этим исключается поступательное перемещение колец в осевом направлении при нагревании топлива (и подскок колец на опорах, если бы разогрев АЗ сопровождался динамическими эффектами).

В применении к реактору из уран-графитового материала указанная конструкция АЗ представля-

ется наиболее естественной и даже безальтернативной. В реакторе с АЗ из хрупкого дисперсного материала было бы трудно реализовать силовое крепление АЗ. Кроме того, встретились бы большие трудности при изготовлении массивных топливных деталей с требуемыми свойствами.

Каждая из четырех частей АЗ – верхняя неподвижная половина АЗ, оба регулирующих и импульсных блоки – заключены в отдельные чехлы из нержавеющей стали.

Импульс в реакторе генерируется с помощью быстрого ввода импульсного блока. Перед вводом импульсного блока реактор находится в состоянии запаздывающей критичности, после ввода – в состоянии с  $\Delta k = (0,1-0,2) \cdot 10^{-2}$  выше мгновенной критичности.

Введенная избыточная реактивность гасится в импульсе вследствие радиального теплового расширения колец АЗ. При этом под влиянием динамических эффектов в кольцах возбуждаются колебания. Как будет показано, связанные с этими колебаниями растягивающие напряжения в кольцах являются главным фактором, определяющим максимальное допустимое энерговыделение в импульсе.

В следующих разделах приведены результаты расчета физических параметров реактора для пяти значений показателя разбавления топлива  $\gamma$  (2, 5, 10, 20, 40). Отношение диаметра АЗ реактора к ее высоте принято равным 1,08 (оптимальное отношение для цилиндрического реактора без полосы). В целях создания большего подобия между исследуемыми вариантами реактора, размеры диаметра внутренней полости при разных  $\gamma$  приняты пропорциональными внешнему диаметру АЗ. Нормировка размеров полости осуществляется на основании условия, что диаметр внутренней полости в реакторе с  $\gamma = 20$  равен 12 см.

Используемые в расчетах значения модуля Юнга  $E$ , коэффициента Пуассона  $\nu$ , линейного коэффициента термического расширения  $K$  и зависимость этих величин от температуры приняты такими же, как у чистого графита. На основании [8, 11] получено

$$\nu = 0,25; E = 6,3 \text{ ГПа}; K(\theta) = (1 + 0,673 \cdot 10^{-3} \theta), \\ K_0 = 3,6 \cdot 10^{-6} \text{ 1/}^\circ\text{C}. \quad (1)$$

Указанной температурной зависимости линейного коэффициента термического расширения соответствуют его значения  $3,6 \cdot 10^{-6} \text{ 1/}^\circ\text{C}$  при  $20 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $6 \cdot 10^{-6} \text{ 1/}^\circ\text{C}$  при  $1000 \text{ }^\circ\text{C}$  и  $7,2 \cdot 10^{-6} \text{ 1/}^\circ\text{C}$  при  $1500 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Остановимся коротко на других свойствах графита, используемого в качестве матрицы дис-

персного топлива. Эти свойства имеют прямое отношение к выбору конструкции АЗ.

К недостаткам графита как высокотемпературного материала относится его слабая сопротивляемость окислению и абразивному износу в струях горячих газов и жидкостей, а также заметное давление паров при высоких температурах. Эти особенности графита препятствуют его использованию в открытом виде, т. е. без предварительной зачехловки или без нанесения защитных покрытий. Важно также иметь в виду, что описанные в литературе защитные покрытия графита [12] в нашем случае резкого его разогрева вряд ли будут достаточно прочными.

В связи с этим показанные на рис. 1 чехлы из нержавеющей стали следует считать необходимым элементом конструкции реактора. Оценки показали, что при наличии чехлов из нержавеющей стали и интенсивного воздушного охлаждения в реакторе станут допустимыми импульсы с повышением температуры АЗ до  $1500 \text{ }^\circ\text{C}$ . Действительно, при наличии воздушного охлаждения нетрудно гарантировать значительный перепад температуры между наиболее нагретыми участками АЗ и прилегающими к ним чехлами (например, с помощью создания зазоров в этом месте) и, таким образом, предотвратить нагревание чехлов до температуры выше  $\sim 1000 \text{ }^\circ\text{C}$ . С другой стороны, имеющаяся информация о характере реакций между графитом и нержавеющей сталью [8], а также между карбидом урана и нержавеющей сталью [13] позволяют предполагать, что кратковременная выдержка графита и нержавеющей стали в контакте при температуре  $1000 \text{ }^\circ\text{C}$  не приведет к заметной реакции между ними.

Применение других, более искусных, способов антикоррозионной защиты позволило бы еще выше поднять максимальную допустимую температуру АЗ. Принципиальных трудностей в этом вопросе, казалось бы, нет. В связи с этим в наших оценках возможностей уран-графитового быстрого импульсного реактора мы не будем принимать во внимание связанные с температурой как таковой ограничения на допустимое энерговыделение в импульсе.

## 1.2. Пространственное распределение нейтронов. Энергетический спектр и время жизни мгновенных нейтронов

Расчеты нейтронных характеристик реактора выполнены в диффузионно-возрастном приближении (см. раздел 2). В расчетах предполагалось,

что смесь графита и карбида урана строго гомогенна. Смягчение спектра нейтронов за счет неупругого рассеяния в уране (этот эффект было невозможно учесть в диффузионно-возрастном приближении) точно не учитывалось. Предполагалось только, что сечение упругого рассеяния урана равно полному сечению рассеяния. Парциальные плотности графита и урана рассчитывали из условия, что АЗ представляет собой механическую смесь графита плотностью  $1,65 \text{ г/см}^3$  и урана 90 %-ного обогащения плотностью  $18,6 \text{ г/см}^3$ . Уменьшение средней плотности из-за зазоров между кольцами не учитывалось.

Использованные в расчетах микроскопические сечения в зависимости от летаргии, спектр мгновенных нейтронов деления и спектры запаздывающих нейтронов брались из справочника [14]. Значения выхода нейтронов в акте деления  $\nu_f$  во всех расчетах приняты равными 2,5.

Результаты расчетов представлены в табл. 2. Приведены в зависимости от  $\gamma$  плотность материала АЗ  $\rho$ , парциальные плотности урана-235 и графита, материальный параметр реактора  $\chi$ , геометрические размеры, объем и критическая масса по урану-235  $M(^{235}\text{U})$ , средняя величина макроскопического транспортного сечения  $\bar{\Sigma}_{tr}$ , время жизни мгновенных нейтронов  $\tau$  и относительная ценность запаздывающих нейтронов  $\gamma_0$ . Представлены также экстраполированные значения внешнего радиуса и полувысоты АЗ  $r_0$ ,  $l_0$  и следующие величины:

1. Доля нейтронов с энергией выше 0,1 МэВ (быстрые нейтроны), равная

$$\delta_1 = \int_{-\infty}^{0,1 \text{ МэВ}} \varphi_1(u) du \Big/ \int_{-\infty}^{u_T} \varphi_1(u) du .$$

$$2. \lambda_f = \int_{-\infty}^{u_T} \varphi_1(u) du \Big/ \int_{-\infty}^{u_T} \Sigma_f(u) \varphi_1(u) du .$$

При заданном выходе энергии на  $1 \text{ см}^3$  среды АЗ эта величина пропорциональна полной локальной плотности потока нейтронов.

3. Величина  $\delta_1 \lambda_f$ , которая при заданном удельном выходе энергии пропорциональна плотности потока быстрых нейтронов.

Для сравнения в табл. 2 приведены также некоторые параметры сферического реактора с  $\gamma = 0$  (сферический реактор из металлического урана 90 %-ного обогащения, без отражателя). В последнем случае принято, что  $\nu_f = 2,6$ .

Получено, что пространственное распределение плотности потока нейтронов в АЗ описывается выражениями:

$$\begin{aligned} \gamma = 2, Y(r, z) &= \\ &= [J_0(0,1521r) + 0,1557Y_0(0,1521r)] \cos 0,09985z; \\ \gamma = 5, Y(r, z) &= \\ &= [J_0(0,10941r) + 0,18583Y_0(0,10941r)] \cos 0,07123z; \\ \gamma = 10, Y(r, z) &= \\ &= [J_0(0,08590r) + 0,2175Y_0(0,08590r)] \cos 0,05536z; \\ \gamma = 20, Y(r, z) &= \\ &= [J_0(0,068195r) + 0,25600Y_0(0,068195r)] \cos 0,043431z; \\ \gamma = 40, Y(r, z) &= \\ &= [J_0(0,05581r) + 0,2949Y_0(0,05581r)] \cos 0,03510z. \end{aligned} \quad (2)$$

Согласно (2), неоднородность пространственного распределения плотности потока нейтронов заметно увеличивается с ростом показателя разбавления топлива  $\gamma$ . На границе с внутренней полостью в распределении плотности потока нейтронов имеется небольшой провал, связанный с утечкой нейтронов из полости. С ростом  $\gamma$  провал увеличивается. Указанные зависимости в распределении плотности потока нейтронов отчетливо проявляются при рассмотрении данных табл. 3. В табл. 3 представлены отношение средней по АЗ плотности потока нейтронов к ее максимальному значению, отношение максимальной плотности потока нейтронов к ее значениям на границе с полостью и на внешней границе АЗ.

На рис. 2 показаны спектры плотности потока нейтронов  $\varphi_1(u)$  в реакторах с различными  $\gamma$ . В целях сравнения на том же рисунке показан спектр нейтронов в сферическом металлическом реакторе ( $\gamma = 0$ ). (Отметим, что в рамках используемого здесь диффузионно-возрастного приближения материальный параметр реактора, время жизни мгновенных нейтронов и спектральные характеристики плотности потока нейтронов не зависят от геометрической формы АЗ.)

Данные табл. 2 и рис. 2 свидетельствуют, что в уран-графитовых реакторах с показателем разбавления  $\gamma \leq 40$  спектры нейтронов и время жизни мгновенных нейтронов типичны для быстрых реакторов. Реактор с наибольшим показателем разбавления ( $\gamma = 40$ ) имеет в сравнении с металлическим реактором ( $\gamma = 0$ ) примерно в 20 раз меньшую плотность урана-235, примерно в 6 раз более высокую критическую массу и в 85 раз более дли-

Параметры цилиндрического уран-графитового реактора

Параметр \ $\gamma$	0	2	5	10	20	40
$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	18,6	9,975	6,371	4,392	3,142	2,430
$\rho(^{235}\text{U})$ , г/см <sup>3</sup>	16,74	8,222	4,663	2,709	1,473	0,771
$\rho(\text{C})$ , г/см <sup>3</sup>	0	0,840	1,190	1,383	1,505	1,574
$\chi$ , см <sup>-1</sup>	–	0,1844	0,1327	0,1044	0,08396	0,06906
$r_1$ , см	–	2,40	3,50	4,60	6,00	7,50
$r_2$ , см	–	14,62	21,28	28,11	36,60	45,90
$l = \frac{H}{2}$ , см	–	13,54	19,70	26,03	33,63	42,50
$r_0$ , см	–	16,81	23,63	30,45	38,88	48,15
$l_0$ , см	–	15,73	22,05	28,37	36,17	44,75
$V$ , 10 <sup>3</sup> см <sup>3</sup>	3,21	17,7	54,5	125,8	278	548
$M(^{235}\text{U})$ , кг	53,7	145,4	254	341	410	423
$M$ , кг	59,7	176,4	347	552	874	1334
$\bar{\Sigma}_{tr}$ , см <sup>-1</sup>	–	0,2891	0,2835	0,2921	0,3044	0,3107
$\tau$ , 10 <sup>-7</sup> с	0,060	0,139	0,312	0,760	2,13	5,17
$\gamma_0$	–	1,16	1,24	1,26	1,27	1,22
$\delta_1$	0,975	0,977	0,919	0,826	0,710	0,595
$\lambda_{f_1}$ , см	17,70	35,33	59,15	90,64	133,8	187,3
$\delta_1 \lambda_{f_1}$ , см	17,26	34,53	54,36	74,87	95,00	111,4

Таблица 3

Характеристики неоднородностей  
в распределении плотности потока нейтронов  
в АЗ реактора БИГР

$\gamma$	$\bar{Y}/Y_{\max}$	$Y_{\max}/Y(r_1, 0)$	$Y_{\max}/Y(r_2, 0)$
2	0,4303	1,006	4,88
5	0,4123	1,012	6,27
10	0,3944	1,020	8,02
20	0,3812	1,032	10,25
40	0,3753	1,048	12,63

тельное время жизни мгновенных нейтронов. С другой стороны, в этом реакторе заданному энерговыделению на 1 см<sup>3</sup> среды АЗ соответствуют полный флюенс нейтронов и флюенс нейтронов с энергией > 0,1 МэВ, превышающие эти величины в металлическом импульсном реакторе соответственно в 10,6 и 6,4 раза. Как видим, фактор разбавления делящегося изотопа, действительно, предоставляет возможность значительного повышения предельно достижимого флюенса нейтронов за импульс.

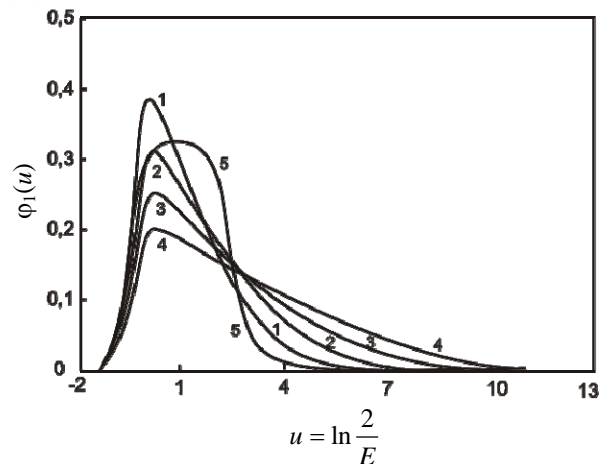


Рис. 2. Спектры нейтронов в уран-графитовых реакторах с различными  $\gamma$ : 5(1); 10(2); 20(3); 40(4); 0(5)

### 1.3. Функция возмущений реактивности. Коэффициент теплового гашения реактивности

Для оценки требований, предъявляемых к органам регулирования реактивности, а также для определения коэффициентов теплового гашения реактивности необходимо знать функцию возмущений реактивности  $W(r, z)$ , определяемую как

нормированное на 1 г изменение коэффициента размножения нейтронов  $k_{эф}$  при внесении внутрь АЗ в точку  $(r, z)$  небольшого образца из материала АЗ. Формулы, по которым рассчитывались функции  $W(r, z)$ , приведены в разделе 2.2.

В нашем случае коэффициент гашения реактивности определяется радиальными термическими смещениями топливных колец и радиальной производной функции возмущений. Одна из особенностей материала с графитовой основой заключается в нелинейности связи температуры с удельным энерговыделением и смещений с температурой в уравнениях термоупругости. Однако уравнения принимают обычный вид, если смещения связывать непосредственно с удельной энтальпией графита, так как термические смещения в графите примерно пропорциональны удельному энерговыделению. Отличие этих уравнений от обычных уравнений термоупругости заключается в том, что в этом случае  $\theta(r, t)$  заменяется на  $i(r, t)$  и обычный линейный коэффициент термического расширения – на  $0,673 K_0$ , где  $K_0$  – значение коэффициента термического расширения при комнатной температуре (см. раздел 2.2).

Температурные изменения реактивности наиболее удобно представлять с помощью квазистатического коэффициента гашения  $A_i$ , связывающего изменения реактивности с удельным энерговыделением в месте наибольшей плотности потока нейтронов. Было показано, что этот коэффициент практически не зависит от  $\gamma$ .

Для цилиндрического реактора из материала с  $\gamma = 20$  коэффициент  $A_i$  получен равным  $-1,184 \cdot 10^{-6}$  см<sup>3</sup>/Дж. Таким образом, выражение для температурного изменения реактивности в этом реакторе имеет вид

$$\Delta k(t) = -1,184 \cdot 10^{-6} i_0(t), \quad (3)$$

где  $i_0(t)$  – энерговыделение ко времени  $t$  (Дж/см<sup>3</sup>) в наиболее разогретом участке АЗ.

Предположим, что полное изменение температуры в наиболее разогретом участке АЗ к моменту окончания импульса делений составляет 1500 °С. Для оценки полного изменения реактивности в этом импульсе делений необходимо обратиться к данным рис. 3, на котором представлена зависимость удельного энерговыделения  $I$  в топливном материале от его температуры. Согласно рис. 3 температура 1500 °С соответствует  $i_0 = 4185$  Дж/см<sup>3</sup>. Таким образом, полное изменение реактивности в указанном импульсе делений со-

ставляет  $-0,50 \cdot 10^{-2}$ . Зависимость (3) будем в дальнейшем использовать для реакторов с любым  $\gamma$ .

#### 1.4. Параметры импульса делений. Термические и динамические напряжения в кольцах АЗ

Приведенные в предыдущих разделах сведения о материале активных зон, а также полученные данные о статических свойствах реакторов предоставляют возможность проведения полномасштабного расчета динамики уран-графитового импульсного реактора.

Эти расчеты проведены на основе теории упругости без учета примесей пластических деформаций в смещениях материала АЗ. По всей видимости, это приближение достаточно корректно при рассмотрении быстропеременных динамических эффектов. Можно надеяться, что оно не вносит значительной ошибки и при рассмотрении статических составляющих напряжений, т. е. термических напряжений, связанных с неоднородностями пространственного распределения температуры.

В качестве главного условия, определяющего частоту разбиения АЗ на кольца, принято требование: термические напряжения в АЗ не должны превышать 6 МПа, т. е. должны быть существенно меньше предполагаемого предела прочности материала АЗ на разрыв. В расчетах термических напряжений учитывались только те неоднородности в распределении температуры, которые обусловлены неоднородностями в пространственном распределении плотности делений в АЗ.

Использованный в настоящей статье метод расчета динамики уран-графитовых реакторов представлен в разделе 2.3. Здесь приведем лишь характеристики некоторых импульсов, полученных в определенных конкретных условиях. Зависимость термических напряжений от типа разбиения АЗ на кольца будет проиллюстрирована на примере реактора с  $\gamma = 20$  и импульса делений с разогревом АЗ до 1500 °С.

Источниками термических напряжений являются радиальная и осевая неоднородности распределения температуры. Расчеты показали, что наиболее существенны те напряжения, которые вызываются радиальной неоднородностью распределения температуры. Эти напряжения примерно пропорциональны перепаду температуры в пределах кольца. Их можно снизить до допустимого уровня путем уменьшения радиальной толщины колец. В АЗ реактора с  $\gamma = 20$  максимальные растягивающие напряжения, связанные с перепадом температуры по радиусу, становятся равными 6 МПа,



если АЗ разбить на 7 колец с толщинами 8,4; 5,6; 4,6; 3; 3; 3; 3 см (кольца отсчитываются в направлении от внутренней полости).

Напряжения  $\sigma_z$ , связанные с осевой неоднородностью пространственного распределения температуры, уменьшаются при разбиении АЗ на диски. Наибольшего значения достигают напряжения  $\sigma_z$  в кольце, граничащем с внутренней полостью. Если бы АЗ не разбивалась на диски, то напряжения во внутреннем кольце достигали бы уровня 4,6 МПа. Было сочтено целесообразным разбивать каждый блок АЗ на шесть равных по высоте дисков. В этом случае напряжения  $\sigma_z$  становятся пренебрежимо малыми. Вся активная зона при этом будет состоять из 42 колец, и термические напряжения в кольцах не будут превышать 6 МПа (напомним, что речь идет о реакторе с  $\gamma = 20$  и импульсе с максимальным разогревом АЗ до 1500 °С).

В случае коротких импульсов уровень динамических напряжений в кольцах АЗ значительно превышает уровень термических напряжений. Динамические напряжения сильно зависят от длительности импульса делений, т. е. от ширины импульса на половине высоты. Полные напряжения в деталях АЗ определялись простым суммированием динамических и термических напряжений.

Из расчетов следует, что для уран-графитовых реакторов с  $\gamma \leq 40$  максимально допустимое энерговыделение в импульсах определяется пределом прочности материала АЗ. В табл. 4 приведены характеристики импульсов делений, в процессе которых максимальные полные напряжения в АЗ достигают уровня 30 МПа. Представлены удельная энтальпия, температура, флюенс и плотность потока нейтронов в месте наибольшего разогрева АЗ, а также начальная реактивность по мгновенным нейтронам, начальный период разгона мощности, ширина импульса на половине высоты и полное энерговыделение за импульс.

Как видим, ширина импульса, максимальная плотность потока нейтронов в импульсе и в еще большей степени флюенс нейтронов за импульс увеличиваются с ростом показателя разбавления топлива  $\gamma$ . В указанных импульсах механические напряжения достигают уровня 30 МПа лишь в средних, наиболее разогретых дисках АЗ.

Более того, даже в этих дисках высокие напряжения будут наблюдаться лишь в нескольких кольцах. Этот вывод следует из рассмотрения зависимости от радиуса амплитуды динамических напряжений в кольцах наиболее разогретого диска. Из этой зависимости следует, что амплитуда динамических напряжений достигает максимума

в точках  $r = (0,5-0,7)r_2$ . Во внутренних и внешних кольцах этого диска амплитуда динамических напряжений значительно ниже максимальной.

Таблица 4

Характеристики импульсов делений с уровнем максимальных напряжений в АЗ 30 МПа

Характеристика \ $\gamma$	2	5	10	20	40
Энтальпия $i_0(\infty)$ , Дж/см <sup>3</sup>	2260	2560	3040	4200	5900
Температура $\theta$ , °С	920	1020	1160	1505	2000
Энерговыделение в АЗ $q(\infty)$ , МДж	17,5	57	151	446	1215
Флюенс нейтронов, $10^{16}$ нейтр./см <sup>2</sup>	0,26	0,50	0,91	1,85	3,64
Плотность потока нейтронов, $10^{20}$ нейтр./см <sup>2</sup> ·с	0,228	0,283	0,357	0,474	0,592
Начальная реактивность, $10^3 \Delta k(0)$	0,326	0,496	0,855	1,63	2,70
Время жизни мгновенных нейтронов $\tau$ , мкс	42,6	63,0	88,0	131	191
Ширина импульса $T_{имп}$ , мкс	111	167	238	361	533

Имея в виду отмеченные зависимости и тот факт, что в выбранной конструкции АЗ исключена возможность концентрации напряжений, можно утверждать, что представленные в табл. 4 импульсы допустимы для реактора с АЗ из материала с пределом прочности на разрыв 30 МПа. По имеющимся данным примерно такой прочностью обладают уран-графитовые смеси с показателем разбавления  $\gamma$  в пределах от 12 до  $\infty$ . Будем считать, что такую же прочность имеют и материалы с  $2 < \gamma < 12$ .

Таким образом, уран-графитовые быстрые импульсные реакторы с показателем разбавления  $\gamma$  от 2 до 40 позволяют получать импульсы с флюенсом нейтронов от  $2 \cdot 10^{15}$  до  $4 \cdot 10^{16}$  нейтр./см<sup>2</sup>, с плотностью потока нейтронов в пике импульса от  $0,25 \cdot 10^{20}$  до  $0,6 \cdot 10^{20}$  нейтр./см<sup>2</sup>·с и шириной импульса на половине высоты соответственно от 100 до 600 мкс. Среди реакторов с  $\gamma$  от 2 до 40 оптимальным, на наш взгляд, является реактор с  $\gamma = 20$ . Это связано с тем, что в указанном реакторе в зна-

чительной степени реализована связанная с фактором разбавления топлива возможность увеличения флюенса нейтронов, в то же время в этом реакторе спектр нейтронов все еще остается достаточно жестким, а размеры АЗ все еще не слишком велики, чтобы создать неодолимые технологические проблемы при изготовлении колец АЗ.

Импульс делений в реакторе с  $\gamma = 20$  характеризуется флюенсом нейтронов  $\sim 1,8 \cdot 10^{16}$  нейтр./см<sup>2</sup>, плотностью потока нейтронов в пике импульса  $\sim 0,5 \cdot 10^{20}$  нейтр./см<sup>2</sup>·с, шириной импульса на половине высоты 360 мкс, полным энергосвободением в АЗ 450 МДж ( $\sim 1,5 \cdot 10^{19}$  делений) и изменением температуры за импульс в середине АЗ 1500 °С. Этот реактор будет иметь рекордный для быстрых импульсных реакторов флюенс нейтронов, в 30 раз превышающий флюенс нейтронов в существующих быстрых импульсных реакторах, а также рекордную для всех импульсных реакторов плотность потока нейтронов в пике импульса, примерно в 5 раз превышающую этот показатель в существующих быстрых импульсных реакторах и на два порядка – в графитовом тепловом реакторе ИГР.

Расчеты характеристик импульсов, в процессе которых уровень полных напряжений в АЗ достигает 15 МПа или 60 МПа показали, что изменение уровня максимальных напряжений сильнее всего сказывается на плотности потока нейтронов и на флюенсе нейтронов за импульс и в меньшей степени – на ширине импульса.

### 1.5. Органы управления реактором. Генерирование импульса делений

В принятой конструкции реактора нижняя половина АЗ разбита на два подвижных коаксиальных цилиндра, каждый из которых служит и в качестве блока безопасности, и в качестве блока регулирования реактивности. В роли органов управления реактором внешний цилиндр осуществляет грубую регулировку реактивности, а внутренний – точную. Присутствие двух блоков безопасности диктуется необходимостью дублирования защиты.

Полная реактивность, вносимая блоком точного регулирования, не должна быть слишком большой, поскольку точность регулирования реактивности падает с ростом полной реактивности блока. С другой стороны, указанная реактивность должна быть достаточной для использования блока в качестве органа защиты. Оба эти требования в какой-то степени удовлетворяются, если размеры блока точного регулирования выбрать так, что вносимая им полная реактивность равняется  $\sim 0,100$ .

Импульс в реакторе выбранной конструкции генерируется с помощью быстрого ввода в АЗ импульсного блока. Последний представляет собой полый цилиндр, перемещаемый во внутренней осевой полости. Высота импульсного блока равна  $2/3$  высоты АЗ.

Выше было получено, что для генерирования в уран-графитовом реакторе номинального импульса необходимо создавать начальную реактивность по мгновенным нейтронам  $\sim 0,15 \cdot 10^{-2}$ . Было замечено также, что относительная эффективность запаздывающих нейтронов в исследуемых уран-графитовых реакторах равна  $\sim 1,25$ . С другой стороны, известно, что физическая доля запаздывающих нейтронов в этих реакторах составляет  $\sim 0,7 \cdot 10^{-2}$ . Отсюда получено, что эффективная доля запаздывающих нейтронов в исследуемых реакторах равна  $\sim 0,9 \cdot 10^{-2}$ .

В соответствии с установившейся практикой генерирования импульса в быстрых реакторах будем предполагать, что перед запуском импульсного блока состояние реактора близко к критическому с учетом запаздывающих нейтронов. Таким образом, полная реактивность  $(\Delta k)_{\text{нб}}^0$ , вносимая импульсным блоком, должна составлять  $\sim 1,1 \cdot 10^{-2}$ .

Полная реактивность, вносимая каждым из указанных блоков, и изменение реактивности при их перемещении определялись на основе рассчитанных таблиц возмущений реактивности для реактора с  $\gamma = 20$ . Поле возмущений вне границ АЗ находилось путем экстраполяции.

Расчеты для импульсного блока выполнены в предположениях: длина блока  $2/3H = 45,2$  см; внутренний диаметр блока 14 см; полная реактивность блока  $(\Delta k)_{\text{нб}}^0 = 1,100 \cdot 10^{-2}$  (полная реактивность импульсного блока равна реактивности, вносимой им в момент достижения симметричного относительно АЗ положения). В этих предположениях получено, что внешний диаметр импульсного блока равен 15,40 см, объем – 1,440 л, вес – 4,53 кг.

Высоты регулирующего блока и блока безопасности равны  $H/2 = 33,9$  см, внешние и внутренние диаметры – соответственно, (16–29,2) и (30,4–73,2) см, объемы – 15,9 и 118 л, массы – 50 и 371 кг. Полные реактивности, вносимые этими блоками, равны 0,100 и 0,375 (в единицах  $k_{\text{эф}}$ ).

Были рассчитаны таблицы для зависимости реактивности, вносимой блоками, от их смещения от симметричного в АЗ положения. С помощью этих таблиц на примере реактора с  $\gamma = 20$  выяснены требования, предъявляемые к скоростям пере-

мещения блоков. Конкретные расчеты проведены для случая номинального импульса, в процессе которого среда АЗ разогревается до 1500 °С. При оценке требований к скорости импульсного блока предполагалось, что эта скорость становится постоянной в момент пересечения уровня мгновенной критичности.

Для генерирования импульса делений в уран-графитовом реакторе можно использовать один из двух известных способов ввода избыточной реактивности. Первый способ заключается в быстром пролете импульсного блока через АЗ, настолько быстром, что блок даже без использования явления стохастической задержки в развитии импульса успевает пройти до середины АЗ, прежде чем импульс достигнет своего пика. При этом способе запуск импульсного блока осуществляется с заметного уровня мощности (~1 Вт), при котором явление флуктуаций в интенсивности нейтронов не играет заметной роли. С помощью уравнений статьи [15] получено, что при первом способе генерирования импульса импульсный блок должен пролетать через АЗ со скоростью 28 м/с.

Второй способ основан на использовании явления стохастических флуктуаций в интенсивности нейтронов при малой средней мощности реактора и на использовании внешнего импульсного источника нейтронов (инициирующего устройства). Мощность реактора перед запуском импульсного блока при этом способе определяется нейтронами от спонтанных делений урана в АЗ (~10<sup>3</sup> нейтр./с) и равна ~10<sup>-6</sup> Вт. При столь слабом источнике нейтронов устойчивая цепь делений практически не устанавливается до тех пор, пока внешнее иницирующее устройство не произведет импульс нейтронов. После этого мощность реактора возрастает в соответствии с детерминированными уравнениями реакторной кинетики. Момент задействия иницирующего устройства следует так синхронизировать с движением импульсного блока, чтобы результирующий импульс делений достигал своего пика в момент достижения блоком середины АЗ. Скорость пролета блока через АЗ при этом способе должна удовлетворять условию малой вероятности случайного иницирования импульса за время между запуском блока и моментом задействия внешнего иницирующего устройства.

Расчет вероятности случайного иницирования импульса выполнен с помощью данных статьи [16]. Действующий в реакторе источник нейтронов оценен по интенсивности спонтанных делений в уране, приведенных в справочнике [17]. Этот

источник распределен по объему АЗ равномерно и равен 1,1·10<sup>3</sup> нейтр./с. Эквивалентный источник, распределенный по собственной функции реактора, получен равным 740 нейтр./с. Множитель эквивалентности был рассчитан по формуле

$$\text{Мн. эквив.} = \frac{\left[ \int_V Y(r, z) dV \right]^2}{V \int_V Y^2(r, z) dV}$$

в свою очередь, полученной с помощью формул теории возмущений [18].

Рассчитанная вероятность случайного иницирования устойчивой цепи делений в зависимости от скорости импульсного блока приведена в табл. 5. Там же даны смещения импульсного блока Δs<sub>1</sub> относительно середины АЗ в момент задействия иницирующего устройства.

Данные табл. 5 позволяют оценить необходимую при втором способе генерирования импульса скорость импульсного блока. На наш взгляд, в качестве исходного условия вполне допустимо ставить следующее требование: вероятность преждевременного случайного иницирования импульса должна быть ≤3 %. При этом условии получено, что скорость импульсного блока должна быть ≥5 м/с.

При втором способе генерирования импульса запуск импульсного блока осуществляется лишь после того, как распадутся все источники запаздывающих нейтронов. Для этого перед запуском импульсного блока реактор в течение 15–20 минут выдерживается в подкритическом состоянии [19]. Согласно оценкам, высвечивание источников запаздывающих нейтронов можно проводить с отрицательной реактивностью в несколько процентов.

Переход в состояние запаздывающей критичности после окончания процедуры высвечивания источников запаздывающих нейтронов должен

Таблица 5

*Вероятность преждевременного иницирования импульса делений и смещения Δs<sub>1</sub> импульсного блока в зависимости от его скорости*

Скорость, м/с	Вероятность преждевременного иницирования импульса, %	Δs <sub>1</sub> , см
3	4,5	1,1
4	3,2	1,5
5	2,4	1,9
6	1,9	2,3
7	1,6	2,7

производиться за время  $\leq 10$  с. Указанный перевод реактора в подкритическое состояние перед процедурой высвечивания источников запаздывающих нейтронов и затем в нижнее критическое состояние целесообразно выполнять с помощью регулирующего блока. Для этого нужно сначала опустить его примерно на 10 см, а затем поднять со скоростью  $\geq 1$  см/с.

Как видим, при втором способе генерирования импульса необходимы специальное иницирующее устройство и специальные меры по высвечиванию источников запаздывающих нейтронов. Однако скорость импульсного блока, необходимая при втором способе генерирования импульса, примерно в 5 раз меньше, чем при первом способе. Этот фактор является большим преимуществом второго способа, по-видимому, далеко перекрывающим осложнения, связанные с указанными дополнительными операциями.

## 2. Методы расчета цилиндрического уран-графитового реактора

### 2.1. Пространственное распределение плотности потока нейтронов. Спектр и время жизни мгновенных нейтронов

Расчеты нейтронных характеристик реактора выполнены, как уже отмечалось, в диффузионно-возрастном приближении. Предполагалось, что смесь карбида урана и графита строго гомогенна. Смягчение спектра нейтронов из-за неупругого рассеяния в уране (этот эффект невозможно учесть в диффузионно-возрастном приближении) точно не учитывался. Принято только, что уран обладает сечением упругого рассеяния, равным полному сечению рассеяния. Парциальные плотности графита и урана рассчитаны из условия, что материал АЗ представляет собой механическую смесь графита плотностью  $1,65$  г/см<sup>3</sup> и урана 90 %-ного обогащения плотностью  $18,6$  г/см<sup>3</sup>. При этом получено

$$\begin{aligned} \rho &= \rho(\text{U}) + \rho(\text{C}), \quad \rho(^{235}\text{U}) = 0,9\rho(\text{U}), \\ \rho(^{238}\text{U}) &= 0,1\rho(\text{U}), \quad \rho(\text{C}) = 0,04596\gamma\rho(\text{U}), \quad (4) \\ \rho(\text{U}) &= \frac{1}{0,02785\gamma + 0,05376}. \end{aligned}$$

В исследуемых здесь реакторах тепловой компонент в спектре нейтронов отсутствует. Для этого случая с помощью монографии [20] получена следующая система уравнений для плотности по-

тока нейтронов в точно критическом цилиндрическом реакторе с осевой полостью:

$$\begin{aligned} \varphi(u, r, z) &= \varphi_1(u)Y(r, z), \\ (\chi^2 D + \Sigma_a)\varphi_1 &= -\frac{\partial \bar{\xi} \Sigma_s \varphi_1}{\partial u} + \chi(u) \nu_f \int_{-\infty}^{u_T} \Sigma_f \varphi_1 du, \quad (5) \\ \bar{\xi} \Sigma_s \varphi_1(-\infty) &= 0, \\ \nabla^2 Y + \chi^2 Y &= 0. \quad (6) \end{aligned}$$

Здесь  $u$  – летаргия нейтронов,  $u_T$  – летаргия тепловых нейтронов,  $Y(r, z)$  – пространственное распределение потока нейтронов, выражаемое через  $J_i$ ,  $Y_i$  – функции Бесселя от действительного аргумента 1-го и 20-го рода порядка  $i$ ,  $\varphi(u, r, z, t) = \varphi_1(u)Y(r, z)$  – плотность потока нейтронов,  $\chi(u)$  – спектр нейтронов деления в шкале летаргии,  $\chi^2$  – материальный параметр реактора.

Краевые условия для уравнения (6) на внешних границах записаны из условия равенства нулю плотности потока нейтронов на экстраполированной поверхности

$$Y(r, z)|_{r=r_0} = 0, \quad Y(r, z)|_{z=l_0} = 0. \quad (7)$$

Для вывода краевых условий на внутренней поверхности предполагалось, что полость заполнена фиктивным рассеивателем с коэффициентом диффузии  $2r_1/3$ . Краевые условия определялись из равенств

$$\begin{aligned} \varphi(r_1, z, u) &= \varphi_{\text{рас}}(r_1, z, u), \\ D \frac{\partial \varphi}{\partial r} \Big|_{r=r_1} &= \frac{2r_1}{3} \frac{\partial \varphi_{\text{рас}}}{\partial r} \Big|_{r=r_1} \quad (8) \end{aligned}$$

в предположении, что спектр нейтронов в АЗ и в фиктивном рассеивателе одинаков. Здесь  $\varphi_{\text{рас}}(r, z, u)$  – плотность потока нейтронов в фиктивном рассеивателе.

Условие на торцах фиктивного рассеивателя взято в виде

$$\varphi_{\text{рас}} \Big|_{z=l_0} = 0. \quad (9)$$

Входящий в (5), (6) материальный параметр  $\chi^2$  определяется из уравнения

$$\begin{aligned} \nu_f \int_{-\infty}^{u_T} \frac{\Sigma_f}{\bar{\xi} \Sigma_s} \exp \left\{ \int_{-\infty}^u \frac{\chi^2 D + \Sigma_a}{\bar{\xi} \Sigma_s} du'' \right\} du' \times \\ \times \int_{-\infty}^u \chi(u') \exp \left\{ \int_{-\infty}^{u'} \frac{\chi^2 D + \Sigma_a}{\bar{\xi} \Sigma_s} du'' \right\} du' = 1. \quad (10) \end{aligned}$$

Другие величины определялись с помощью соотношений:

$$D = \frac{1}{3\Sigma_{tr}}, \quad \Sigma_{tr} = \Sigma_s(1 - \bar{\mu}) + \Sigma_a, \quad \Sigma_s = \sum_k \rho_k \sigma_{sk},$$

$$\Sigma_a = \sum_k \rho_k \sigma_{ak}, \quad \Sigma_f = \sum_k \rho_k \sigma_{fk}, \quad (11)$$

$$\bar{\mu} = \frac{1}{\Sigma_s} \sum_k \mu_k \rho_k \sigma_{sk}, \quad \bar{\xi} = \frac{1}{\Sigma_s} \sum_k \xi_k \rho_k \sigma_{sk},$$

где  $k$  – символ  $k$ -го компонента АЗ.

Решение уравнений (5)–(9) имеет вид

$$\varphi_1(u) = \frac{\Sigma_f}{\bar{\xi}\Sigma_s} \exp\left\{-\int_{-\infty}^u \frac{\chi^2 D + \Sigma_a}{\bar{\xi}\Sigma_s} du''\right\} \times$$

$$\times \int_{-\infty}^u \chi(u') \exp\left\{\int_{-\infty}^{u'} \frac{\chi^2 D + \Sigma_a}{\bar{\xi}\Sigma_s} du''\right\} du', \quad (12)$$

$$Y(r, z) = \{J_0(hr) + A_1 Y_0(hr)\} \cos \frac{\pi}{2l_0} z,$$

$$r_2 = r_0 - \frac{2}{3\bar{\Sigma}_{tr}}, \quad r_2 = 1,08l, \quad l = l_0 - \frac{2}{3\bar{\Sigma}_{tr}},$$

$$\varphi(r, z, u) = \varphi_1(u) Y(r, z). \quad (13)$$

Величины  $A_1$ ,  $h$ ,  $l_0$  определяются из уравнений:

$$h = \sqrt{\chi^2 - \left(\frac{\pi}{2l_0}\right)^2}, \quad A_1 = -\frac{J_0(hr_0)}{Y_0(hr_0)},$$

$$\frac{\pi r_1}{3l_0} \frac{[J_0(hr_1) + A_1 Y_0(hr_1)] I_1\left(\frac{\pi}{2l_0} r_1\right)}{I_0\left(\frac{\pi}{2l_0} r_1\right)} =$$

$$= -Dh \{J_1(hr_1) + A_1 Y_1(hr_1)\}.$$

Для ценности нейтронов в цилиндрическом реакторе с полостью получены следующие уравнения [20]:

$$\varphi^*(r, z, u) = \varphi_1^*(u) Y(r, z), \quad (14)$$

$$\left(\chi^2 D + \Sigma_a\right) \varphi_1^* =$$

$$= \bar{\xi}\Sigma_s \frac{d\varphi_1^*}{du} + \Sigma_f v_f \int_{-\infty}^u \chi(u) \varphi_1^*(u) du.$$

Решение уравнений (14) имеет вид

$$\varphi_1^*(u) = \exp\left\{-\int_u^{u_T} \frac{\chi^2 D + \Sigma_a}{\bar{\xi}\Sigma_s} du''\right\} \times$$

$$\times \int_u^{u_T} \frac{\Sigma_f}{\bar{\xi}\Sigma_s} \exp\left\{\int_{u'}^{u_T} \frac{\chi^2 D + \Sigma_a}{\bar{\xi}\Sigma_s} du''\right\} du'. \quad (15)$$

Для расчета времени жизни мгновенных нейтронов мы воспользовались формулой из статьи [21] (аналогичную формулу можно получить также из доклада [22])

$$\tau = \frac{\int \int \frac{\varphi^*(\bar{r}, u) \varphi(\bar{r}, u)}{v(u)} dv du}{\int \int \int \chi(u) v_f(u') \Sigma_f(\bar{r}, u') \varphi^*(\bar{r}, u) \varphi(\bar{r}, u') dV du du'}, \quad (16)$$

где  $v(u)$  – скорость нейтрона, соответствующая летаргии  $u$ . В нашем случае временная и пространственная зависимости разделяются и выражение (16) принимает вид

$$\tau = \frac{\int_u^u e^{2u} \varphi_1^*(u) \varphi_1(u) du}{v_f v^* \int_u \chi(u) \varphi_1^*(u) du \int_u \Sigma_f(u) \varphi_1(u) du}. \quad (17)$$

Здесь  $v^*$  – скорость, соответствующая энергии  $E^*$ . Энергия  $E^*$  определяет летаргию нейтрона с энергией  $E$ :  $u = \ln(E/E^*)$ . В наших расчетах принято  $E^* = 2$  МэВ,  $v^* = 1,9555 \cdot 10^9$  см/с. Входящая в выражение (13) величина  $\bar{\Sigma}_{tr}$  определена как

$$\bar{\Sigma}_{tr} = \frac{\int \Sigma_{tr}(u) \varphi_1^*(u) \varphi_1(u) du}{\int \varphi_1^*(u) \varphi_1(u) du}. \quad (18)$$

При исследовании кинетики реактора необходимо знать относительные ценности  $\gamma_i$  нейтронов группы  $i$ , через которые определяются эффективные доли запаздывающих нейтронов группы  $i$   $\bar{\beta}_i = \gamma_i \beta_i$ . В наших расчетах было принято, что все  $\gamma_i = \gamma_0$ , где  $\gamma_0$  – относительная ценность запаздывающих нейтронов группы с периодом полураспада 22 с ( $\bar{E} = 0,46$  МэВ). Величина  $\gamma_0$  рассчитывалась по формуле

$$\gamma_0 = \frac{\int \chi_0(u) \varphi_1^*(u) du}{\int \chi(u) \varphi_1^*(u) du}. \quad (19)$$

## 2.2. Функция возмущений реактивности. Коэффициенты теплового гашения реактивности

Для функции возмущений реактивности из теории возмущений [20] получены следующие выражения:

$$W(r, z) = \left\{ A^* + B^* \left( \frac{\text{grad} Y}{Y} \right)^2 \right\} Y^2(r, z), \quad (20)$$

$$A^* = \frac{\int_{-\infty}^{u_T} \left\{ \bar{\xi} \Sigma_s \phi_1 \frac{d\phi_1^*}{du} + \nu_f \phi_1^* \chi(u) \int_{-\infty}^{u_T} \Sigma_f \phi_1 du - \Sigma_a \phi_1^* \phi_1 \right\} du,}{\rho \nu_f \int_V Y^2(r, z) dV \int_{-\infty}^{u_T} \Sigma_f \phi_1 du \int_{-\infty}^{u_T} \chi(u) \phi_1^* du}, \quad (21)$$

$$B^* = \frac{\int_{-\infty}^{u_T} D \phi_1^* \phi_1 du}{\rho \nu_f \int_V Y^2(r, z) dV \int_{-\infty}^{u_T} \Sigma_f \phi_1 du \int_{-\infty}^{u_T} \chi(u) \phi_1^* du},$$

$$\left( \frac{\text{grad} Y}{Y} \right)^2 = \left( \frac{\pi}{2l_0} \right)^2 \text{tg}^2 \left( \frac{\pi}{2l_0} z \right) + h^2 \left\{ \frac{J_1(hr) + A_1 Y_1(hr)}{J_0(hr) + A_1 Y_0(hr)} \right\}, \quad (22)$$

$$\int_V Y^2(r, z) dV = 2 \left( \pi l + l_0 \sin \frac{\pi l}{l_0} \right) \int_{r_1}^{r_2} r \{ J_0(hr) + A_1 Y_0(hr) \}^2 dr.$$

Производные функции  $W(r, z)$  вычислялись с помощью численного дифференцирования.

Формулы (20)–(22) можно использовать также для определения функции возмущений реактивности любого другого материала. При этом в числителе выражений для  $A^*$  и  $B^*$  все величины:  $\rho$ ,  $\bar{\xi}$ ,  $\Sigma_s$ ,  $\Sigma_a$ ,  $\Sigma_f$ ,  $\nu_f$ ,  $\chi(u)$  – должны относиться к материалу, функция которого определяется.

В рассматриваемых реакторах изменения температуры сказываются на реактивности вследствие теплового расширения материала активной зоны. В этом случае, согласно [23], для обусловленных наличием обратной связи изменений в коэффициенте размножения нейтронов можно записать

$$\Delta k(t) = \rho \int_V u(\vec{r}, t) \text{grad} W(\vec{r}) dV. \quad (23)$$

Смещение  $u(\vec{r}, t)$  обычно определяют через средний температурный коэффициент линейного расширения. В случае графитовой АЗ, как уже говорилось, целесообразнее выражать смещение не через температуру, а через удельную энтальпию среды АЗ. Дело в том, что, как видно из (1), коэффициент линейного расширения графита существенно зависит от температуры. Удельная теплоемкость графита также существенно зависит от температуры. Но, как отмечалось выше, в случае графита уравнения термоупругости сохраняют обычную форму, если в них величину  $\theta(\vec{r}, t)$  заменить на  $i(\vec{r}, t)$  (в Дж/см<sup>3</sup>) и обычный коэффициент линейного расширения – на  $0,673K_0$ . Связь удельной энтальпии графита с температурой показана на рис. 3. При определении этой связи использовались данные справочников [7, 17]. Предполагалось, что при высоких температурах теплоемкость графита равна утроенному значению газовой постоянной (24,95 Дж/(моль·°C) [24].

В рассматриваемой конструкции реактора активная зона разбита на большое число свободно расширяющихся колец. В этом случае коэффициент температурного гашения реактивности всецело определяется радиальным расширением деталей АЗ, и он с достаточной точностью может быть рассчитан в предположении разбиения АЗ на очень тонкие свободно расширяющиеся кольца. В этом приближении

$$u(r, z, t) = 0,673K_0 r i(r, z, t),$$

$$\Delta k(t) = 0,673\rho K_0 \int_V r i(r, z, t) \frac{\partial W(r, z)}{\partial r} dV. \quad (24)$$

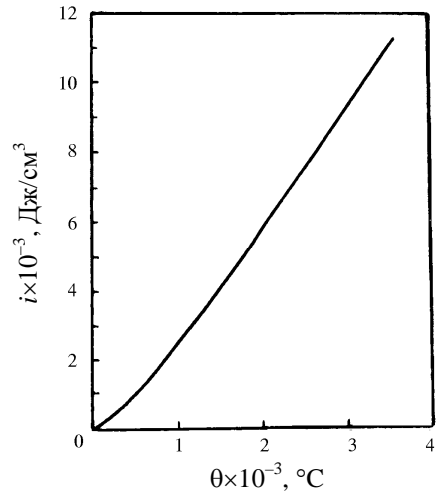


Рис. 3. Связь удельной энтальпии графита  $i$  с температурой графита  $\theta$  (энтальпия отсчитывается от ее значения при 20 °C, плотность графита 1,65 г/см<sup>3</sup>)

Будем рассматривать достаточно короткие импульсы, при которых влияние эффектов теплопроводности пренебрежимо мало. В этом случае для цилиндрического реактора справедливы следующие формулы:

$$i(r, z, t) = \frac{i_0(t)}{Y(r^*, 0)} Y(r, z) = \frac{Y(r, z)q(t)}{\int_V Y(r, z) dV}, \quad (25)$$

$$q(t) = \frac{i_0(t)}{Y(r^*, 0)} \int_V Y(r, z) dV, \quad \bar{i}(t) = \frac{i_0(t)}{Y(r^*, 0)} \bar{Y}.$$

С помощью (25) получено:

$$\Delta k(t) = -A_i i_0(t),$$

$$\Delta k(t) = -A_q q(t),$$

$$A_i = -\frac{0,673\rho K_0}{Y(r^*, 0)} \int_V r Y(r, z) \frac{\partial W}{\partial r} dV, \quad (26)$$

$$A_q = -\frac{0,673\rho K_0}{\int_V Y(r, z) dV} \int_V r Y(r, z) \frac{\partial W}{\partial r} dV.$$

Здесь  $A_i, A_q$  – квазистатические коэффициенты гашения реактивности, связывающие коэффициент размножения нейтронов соответственно с удельной энтальпией в наиболее разогретом участке АЗ и с полным энерговыделением в реакторе. Было показано, что коэффициент  $A_i$  для реакторов с различными  $\gamma$  практически один и тот же. На этом основании в следующем разделе уравнения динамики реактора будут записаны с использованием только коэффициента  $A_i$ .

Выше приведены формулы для квазистатических коэффициентов гашения реактивности, относящиеся к тому случаю, когда распределение температуры в АЗ соответствует нейтронной собственной функции реактора. Представляют интерес также статические коэффициенты гашения, относящиеся к случаю равномерного распределения температуры. Для статических коэффициентов  $A_i, A_q$  вместо (26) имеем

$$A_i^* = -0,673\rho K_0 \int_V r \frac{\partial W}{\partial r} dV, \quad (27)$$

$$A_q^* = -\frac{0,673\rho K_0}{V} \int_V r \frac{\partial W}{\partial r} dV.$$

Статический коэффициент гашения реактивности  $A_i^*$  в критическом реакторе с  $\gamma = 20$  равен  $3,1 \cdot 10^{-6}$  см<sup>3</sup>/Дж. Это означает, что если АЗ этого

реактора нагреть равномерно до 1500 °С, то полное изменение реактивности составит  $\Delta k = -1,3 \cdot 10^{-2}$  (сравните с изменением реактивности при квазистатическом разогреве до 1500 °С в центре реактора, равным  $\Delta k = -0,5 \cdot 10^{-2}$ ).

Запишем еще несколько формул для локальных флюенса и плотности потока нейтронов. Во-первых, для плотности потока нейтронов в точке  $(r, z)$ , отнесенной к единичным интервалам латаргии и времени, справедливо соотношение

$$\varphi(u, r, z, t) \sim Y(r, z) \varphi_1(u) n(t). \quad (28)$$

Из (28) и очевидного соотношения

$$\varepsilon_0 \int_{-\infty}^{u_T} \int \Sigma_f(u) \varphi(u, r, z, t) dV du = n(t) \quad (29)$$

получено

$$\varphi(u, r, z, t) = \frac{Y(r, z) \varphi_1(u) n(t)}{\varepsilon_0 \int_{-\infty}^{u_T} \Sigma_f(u) \varphi_1(u) du \int_V Y(r, z) dV}, \quad (30)$$

$$\Phi(r, z, t) = \frac{Y(r, z) n(t) \int_{-\infty}^{u_T} \varphi_1(u) du}{\varepsilon_0 \int_{-\infty}^{u_T} \Sigma_f(u) \varphi_1(u) du \int_V Y(r, z) dV} =$$

$$= \frac{Y(r, z) n(t)}{\varepsilon_0 \bar{\Sigma}_f \int_V Y(r, z) dV}, \quad (31)$$

$$\int_0^t \Phi(r, z, t) dt = \frac{Y(r, z) q(t)}{\varepsilon_0 \bar{\Sigma}_f \int_V Y(r, z) dV} \quad (32)$$

### 2.3. Уравнения динамики реактора. Термические и динамические напряжения в АЗ

Как показывает опыт, влияние запаздывающих нейтронов существенно лишь на хвосте импульса. По этой причине при рассмотрении процессов в пике импульса запаздывающие нейтроны можно не учитывать. В этом приближении уравнения динамики исследуемого реактора записываются в виде

$$\frac{d^2 i_0}{dt^2} = \frac{1}{\tau} \left\{ k_0 - \sum_{i=1}^I a_i u_i \right\} (1 - \gamma_0 \beta) - 1 \left\} \frac{d i_0}{dt}, \quad (33)$$

$$\frac{d^2 u_i}{dt^2} + \omega_i^2 u_i = D_i \omega_i^2 i_0(t), \quad i = 1, 2, \dots, I$$

при начальных условиях

$$\begin{aligned} i_0(0) = 0, \quad \frac{di_0}{dt}\Big|_{t=0} = i_0'(0) = 0, \\ u_i(0) = \frac{du_i}{dt}\Big|_{t=0} = 0. \end{aligned} \quad (34)$$

Здесь  $D_i = 0,673K_0 r_i \left( \frac{\bar{i}_i}{i_0} \right)$ ,  $I$  – число колец в слое,

$u_i$  – смещение  $i$ -го кольца в среднем слое активной зоны,  $a_i$  – коэффициент гашения реактивности, обусловленный смещением колец всех слоев активной зоны. В формулу связи коэффициента размножения нейтронов со смещениями  $i$ -х колец

$$\Delta k_i = -a_i u_i$$

явно входит лишь смещение  $i$ -го кольца среднего слоя. Здесь мы используем то обстоятельство, что разбиение на кольца во всех слоях одинаково и, следовательно, вибрации  $i$ -х колец в разных слоях отличаются только амплитудой. Коэффициенты  $a_i$  рассчитываются по формулам, аналогичным (26).

В безразмерном виде уравнения (33), (34) имеют вид (предполагаем, что в начальный момент реактивность изменяется скачкообразно)

$$\begin{aligned} \frac{d^2 p}{d\xi^2} &= \left( 1 - \sum_{i=1}^I v_i \right) \frac{dp}{d\xi}, \\ \frac{d^2 v_i}{d\xi^2} &= \alpha_i^2 (\delta_i p - v_i), \quad i = 1, 2, \dots, I \end{aligned} \quad (35)$$

при начальных условиях

$$p(0) = 0, \quad \frac{dp}{d\xi}\Big|_{\xi=0} = \frac{a_1 D_1 (1 - \gamma_0 \beta) \tau_0^2}{\tau} i_0'(0), \quad (36)$$

$$v_i(0) = \frac{dv_i}{d\xi}\Big|_{\xi=0} = 0,$$

где

$$\begin{aligned} \xi = \frac{t}{\tau_0}, \quad \tau_0 = \frac{\tau}{k_0(1 - \gamma_0 \beta) - 1}, \quad \alpha_i = \omega_i \tau_0, \quad \delta_i = \frac{a_i D_i}{a_1 D_1}, \\ p(\xi) = \frac{a_1 D_1 (1 - \gamma_0 \beta) \tau_0}{\tau} i_0(\xi), \\ v_i(\xi) = \frac{a_i (1 - \gamma_0 \beta) \tau_0}{\tau} u_i(\xi). \end{aligned} \quad (37)$$

Начальные условия (36) в случае импульсного режима не являются определяющими параметрами. Таким образом, динамика реактора в быстропеременной части импульса всецело определяется значениями  $2I$  безразмерных параметров  $\alpha_i$ ,  $\delta_i$ . Нетрудно заметить, что в данном случае каждый

набор  $\alpha_i$  можно характеризовать с помощью одного параметра  $a$ ,  $\alpha_i = a \alpha_i^0$ , где  $\alpha_i^0$  – набор  $\alpha_i$  при каком-то определенном значении  $\tau_0$ .

Параметрические уравнения (35), (36) решались численно при нескольких значениях параметра  $a$  и оцененных неизменяемых значениях  $\delta_i$ . Эти решения предоставили возможность определения параметров быстропеременных импульсов с любым показателем разбавления топлива  $\gamma$ .

В быстром реакторе степень разгрузки напряжений в деталях оболочечной структуры за время импульса практически полностью определяется отношением ширины импульса на половине высоты к периоду колебаний оболочки. Эта закономерность, проверенная на примерах различных сферических и цилиндрических оболочек и различных импульсов, позволяет легко определять динамические напряжения в деталях активной зоны на стадии их свободных колебаний.

При определении динамических напряжений предполагалось, что активная зона состоит из тонких колец – коротких цилиндрических оболочек с однородным распределением температуры в пределах каждой из них. В качестве меры динамичности процесса расширения оболочки использовалась величина  $\chi(t)$ , которая является отношением действительных динамических напряжений в оболочке  $\sigma(t)$  к напряжениям  $\sigma_0(t)$ , которые имели бы место при полном отсутствии расширения,

$$\chi(t) = \sigma(t) / \sigma_0(t).$$

Уравнение вынужденных колебаний короткой цилиндрической оболочки получено с помощью данных статьи [25]. Оно имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2 u}{dt^2} + \omega^2 u &= 0,673 K_0 \omega^2 r i(t), \\ u(0) = u'(0) &= 0, \quad \omega = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \end{aligned} \quad (38)$$

$r$  – средний радиус оболочки,  $u$  – радиальное смещение оболочки.

Решение (38) и выражения для напряжений имеют вид:

$$\begin{aligned} u(t) &= 0,673 K_0 \omega r \int_0^t i(x) \sin \omega(t-x) dx, \\ \sigma(t) &= E \left\{ \frac{u(t)}{r} - 0,673 K_0 i(t) \right\} = \\ &= 0,673 K_0 E \left\{ \omega \int_0^t i(x) \sin \omega(t-x) dx - i(t) \right\}, \end{aligned}$$



$$\sigma_0(t) = -0,673K_0Ei(t).$$

Переходя к безразмерному времени  $\eta$ , получаем

$$\chi(\eta) = 1 - \alpha \left(1 + e^{-\eta}\right) \int_{-\infty}^{\eta} \frac{\sin \alpha(\eta - x)}{1 + e^{-x}} dx, \quad (39)$$

$$\alpha = \omega\tau_0, \quad \alpha = 1,7822 \left(\frac{T_{\text{имп}}}{T_0}\right).$$

Как видим, величина  $\chi(\eta)$  во всех случаях зависит только от безразмерного параметра  $\alpha$ , пропорционального отношению ширины импульса к периоду колебаний оболочки  $T_0$ .

Интеграл в (39) нельзя определить аналитически для любых значений  $\eta$ . Но это можно сделать при  $\eta \rightarrow \infty$ , т. е. для этапа свободных колебаний оболочки. В этом случае

$$\chi(\eta) = \frac{\alpha\pi}{sh\alpha\pi} \cos \alpha\eta = \chi_0 \cos \alpha\eta. \quad (40)$$

Величина  $\chi_0$ , являющаяся амплитудой  $\chi(\eta)$  на стадии свободных колебаний, также может служить мерой динамичности теплового расширения.

Выпишем далее выражения для термических напряжений. Напомним, что в случае импульсного реактора термические напряжения не являются столь же ограничивающим энерговыделением за импульс фактором, как динамические напряжения. Термические напряжения можно понижать путем разбиения АЗ на более тонкие кольца.

Окружные термические напряжения, вызываемые неравномерностью распределения температуры по радиусу, определялись по следующей формуле, полученной на основании данных сборника статей [9],

$$\sigma(r) = \frac{0,673K_0E}{1-\nu} \left[ \left(1 + \frac{a^2}{r^2}\right) \frac{1}{b^2 - a^2} \int_a^b i(r) r dr + \frac{1}{r^2} \int_a^r i(r) r dr - i(r) \right],$$

где  $a, b$  – внутренний и внешний радиусы кольца.

Термические напряжения, возникающие вследствие неравномерного распределения температуры по высоте кольца, оценивались с помощью данных статьи [26]. В указанной работе задачи термоупругости решены численно для единичной температурной функции  $\eta(z)$ ,

$$\theta = \eta(z) = \begin{cases} 1, & 0 < z \leq \frac{1}{2}H \\ 0, & -\frac{1}{2}H \leq z < 0 \end{cases}$$

( $H$  – высота оболочки).

Для произвольного распределения температуры напряжения  $\sigma_i(r, z)$  ( $i = r, \theta, z$ ) и  $\tau_{rz}(z)$  определяются с помощью выражений

$$\sigma_i(r, z) = 0,673K_0E \int_{z-\frac{H}{2}}^{z+\frac{H}{2}} i'(z-\xi) \sigma_i^\eta(r, \xi) d\xi,$$

$$i'(z) = \frac{di}{dz}, \quad (41)$$

$$\tau_{rz}(r, z) = 0,673K_0E \int_{z-\frac{H}{2}}^{z+\frac{H}{2}} i'(z-\xi) \tau_{rz}^\eta(r, \xi) d\xi$$

( $\tau_{rz}$  – сдвиговые напряжения в оболочке).

Формулы (41) справедливы для точек, достаточно удаленных от торцов оболочки.

## Заключение

Обоснована возможность сооружения действующего по принципу теплового расширения цилиндрического быстрого импульсного реактора с рекордно высокими флюенсом и плотностью потока нейтронов. В результате расчетно-теоретического анализа показано, что наиболее перспективным материалом для мощного быстрого импульсного реактора, действующего по принципу теплового расширения, является твердая смесь графита и карбида урана. В реакторах с АЗ из этого материала с показателем разбавления топлива  $\gamma$  от 2 до 40 максимальное энерговыделение за импульс ограничивается уровнем максимально допустимых напряжений в АЗ. Если максимально допустимые напряжения в наиболее нагруженных деталях АЗ принять равными пределу прочности уран-графитового материала, который при повышенных температурах предположительно равен  $\sim 30$  МПа, то с помощью указанных реакторов можно получать импульсы с очень высокими флюенсом и плотностью потока нейтронов. Среди реакторов с  $\gamma$  от 2 до 40 оптимальным является реактор с  $\gamma = 20$ . В нем в значительной степени реализована связанная с фактором разбавления топлива возможность увеличения флюенса ней-

тронов за импульс и в то же время спектр нейтронов все еще остается достаточно жестким, а размеры АЗ все еще не слишком велики, чтобы создать неодолимые проблемы при изготовлении колец АЗ.

Импульс делений в реакторе с  $\gamma = 20$  характеризуется флюенсом нейтронов  $\sim 1,8 \cdot 10^{16}$  нейтр./см<sup>2</sup>, плотностью потока нейтронов в пике импульса  $\sim 0,5 \cdot 10^{20}$  нейтр./см<sup>2</sup>·с, шириной на половине высоты 360 мкс, полным энергосодержанием в АЗ 450 МДж ( $\sim 1,5 \cdot 10^{19}$  делений) и изменением температуры за импульс в середине АЗ 1500 °С. Этот реактор будет иметь рекордный для быстрых импульсных реакторов флюенс нейтронов, в 30 раз превышающий флюенс нейтронов в существующих быстрых импульсных реакторах, а также рекордную для всех импульсных реакторов плотность потока нейтронов в пике импульса, примерно в 5 раз превышающую этот показатель в существующих быстрых импульсных реакторах и на два порядка – в графитовом тепловом реакторе ИГР.

Наибольшие трудности при сооружении указанного уран-графитового реактора доставит, по видимому, отработка технологии изготовления монолитных колец АЗ диаметром до 70 см.

### Список литературы

1. Mihalcz J. T. Superprompt-critical behaviour of an unmoderated unreflected uranium-molybdenum alloy reactor // Nucl. Sci. Engng., 1963, vol. 16, N 3, p. 291–298.
2. Курчатов И. В., Фейнберг С. М., Долежалъ Н. А. и др. Импульсный графитовый реактор ИГР // Атомная энергия, 1964, т. 17, вып. 6, с. 463–474.
3. Freund G. A., Iskenderian H. P., Okrent D. TREAT, a pulsed graphite-moderated reactor for kinetic experiments // Proc. of the Second International Conference of the Peaceful Uses of Atomic Energy held in Geneva, 1958, vol. 10, 1958, p. 461–475.
4. Greebler P., Hutchins B. A. The Doppler effect in a large fast oxide reactor, its calculation and significance for reactor safety // Physics of fast and intermediate reactors, 1961, vol. 3, p. 121–138.
5. Копельман Б. Материалы для ядерных реакторов. – М.: Госатомиздат, 1962.
6. Сергеев Г. Я., Титова В. В., Борисов К. А. Металловедение урана и некоторых реакторных материалов. – М.: Госатомиздат, 1960.
7. Reactor Handbook, vol. 1. Materials / Ed. by Tipton C. R. – New York, London, 1960.
8. Материалы комиссии по атомной энергии США. Ядерные реакторы. Т. 3: Материалы для ядерных реакторов. – М.: Изд-во иностр. лит., 1956.
9. Прочность и деформация в неравномерных температурных полях / Под ред. Я. Б. Фридмана. – М.: Госатомиздат, 1962.
10. Mustacchi C. Thermal shock repture of some uranium ceramics // Journal of Nuclear Materials, 1964, vol. 12, N 3, p. 330–331.
11. О'Дрисколл В. Г., Белл Д. С. Графит, его свойства и поведение // Графит как высокотемпературный материал. – М.: Мир, 1964, с. 201–254.
12. Самсонов Г. В., Эпик А. П. Покрытия из тугоплавких соединений. – М.: Metallurgy, 1964.
13. Поведение горючего при высоких выгораниях (Реферат по материалам из журнала Nuclear Engineering, 1964, vol. 9, p. 55, 96, 135) // Атомная техника за рубежом, 1964, № 9, с. 8–22.
14. Гордеев И. В., Кардашев Д. А., Малышев А. В. Справочник по ядерно-физическим константам для расчетов реакторов. – М.: Атомиздат, 1960.
15. Колесов В. Ф. Некоторые вопросы динамики импульсных реакторов // Атомная энергия, 1964, т. 16, вып. 4, с. 309–314.
16. Hansen G. E. Assembly of fissionable material in the presence of a weak neutron source // Nucl. Sci. Engng., 1960, vol. 8, N 6, p. 709–719.
17. Краткий справочник инженера-физика. Составитель Н. Д. Федоров. – М.: Госатомиздат, 1961.
18. Романов Ю. А. Точные решения односкоростного кинетического уравнения и их использование для расчета диффузионных задач // Исследования критических параметров реакторных систем. – М.: Атомиздат, 1960, с. 3–26.
19. Wimett T. F., White R. H., Stratton W. R., Wood D. P. «Godiva-II» – an unmoderated pulse-irradiation reactor // Nucl. Sci. Engng., 1960, vol. 8, N 6, p. 691–708.
20. Марчук Г. И. Методы расчета ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1961.
21. Henry A.F. The application of reactor kinetics to the analysis of experiments // Nucl. Sci. Engng., 1958, vol. 3, N 1, p. 52–70.
22. Усачев Л. Н. Уравнение для ценности нейтронов, кинетика реактора и теория возмущений // Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955. – М.: Изд-во АН СССР, 1958, т. 5, с. 598–606.

23. Колесов В. Ф. К динамике сферически симметричного быстрого импульсного реактора // Атомная энергия, 1963, т. 14, вып. 3, с. 273–280.

24. Carpenter L. G. Materials at high temperatures // British Journal of Appl. Phys., 1964, vol. 15, p. 871–882.

25. Burgreen D. Thermoelastic dynamics of rods, thin shells and solid spheres // Nucl. Sci. Engng., 1962, vol. 12, N 2, p. 203–217.

26. Никишин В. С. Термонапряженное состояние сплошного и полого цилиндров. – М.: ВЦАН СССР, 1962.

## Послесловие

В работе В. Ф. Колесова, датированной 1965-м годом, представлен обоснованный расчетами концептуальный проект уран-графитового быстрого импульсного реактора БИГР, отличающегося рекордно высокими уровнями плотности потока нейтронов в пике импульса и флюенса нейтронов за импульс. Проект был одобрен научным руководителем ВНИИЭФ академиком Ю. Б. Харитоновым и направлен им в Главное управление «Росатома». В конце того же года проект по докладу автора был обсужден на заседании научно-технического совета «Росатома» и получил положительную оценку. Ряду институтов было поручено рассмотрение вопроса о реализуемости проекта, в частности, о возможности изготовления композитной уран-графитовой активной зоны с требуемыми свойствами. По результатам этого рассмотрения руководители Института атомной энергии, НИКИЭТ и Института неорганических материалов академики А. П. Александров, Н. А. Доллежал и А. А. Бочвар высказались о том, что принципиальных препятствий для реализации проекта они не усматривают.

Таким образом, предложение нашло неформальный отклик и поддержку со стороны руководства ВНИИЭФ, «Росатома» и головных по проблеме институтов страны. За указанными обсуждениями проекта последовали организационные мероприятия по разработке установки. Во ВНИИЭФ и смежных институтах «Росатома» группой сотрудников во главе с М. И. Кувшиновым и, фактически, научным руководителем работ В. Ф. Колесовым была развернута широкомащтабная деятельность по техническому проектированию реактора, отработке технологии изготовления и изготовлению уран-графитовых деталей активной зоны и последующему общему строи-

тельству реактора, сохранившего первоначальное название «БИГР». Реактор был введен в эксплуатацию в 1977 г. и до сих пор, т. е. в течение уже 38 лет, успешно используется как очень мощный источник импульсного  $n$ -,  $\gamma$ -излучения.

Реактор БИГР в представленном здесь стартовом концептуальном проекте по виду почти не отличается от реактора БИГР, реализованного на практике. Принципиальная конструкция активной зоны практически не претерпела изменений. То же самое можно сказать и относительно физических свойств и принципа действия реактора, его систем управления и защиты. Однако параметры номинального импульса делений и соответственно  $n$ -,  $\gamma$ -излучения в реализованном на практике реакторе оказались заметно пониженными.

Произошло это вследствие, казалось бы, незначительного изменения состава АЗ. По замыслу активная зона БИГР должна была изготавливаться из твердой смеси графита и карбида урана, а в действующем реакторе она изготовлена из твердой смеси графита и двуокси урана.

При отработке технологии изготовления элементов АЗ реактора БИГР с самого начала предполагалось, что получение работоспособной твердой смеси графита и двуокси урана явится промежуточным этапом технологии. Дальнейшие высокотемпературные процедуры должны были завершиться карбидизацией элементов АЗ, т. е. полным переводом двуокси урана в карбид урана. Для полного завершения изначального задания по изготовлению АЗ разработчикам технологии требовалось дополнительное время.

Поскольку твердая смесь графита и двуокси урана, хотя и с известными потерями, могла служить в качестве топлива БИГР, в целях экономии времени было решено остановиться на этом промежуточном этапе, т. е. изготавливать АЗ БИГР из твердой смеси графита и двуокси урана.

Это решение означало согласие разработчиков реактора на заметное снижение импульсных характеристик установки. Дело в том, что топливо «графит + карбид урана» стабильно до очень высоких температур, а «графит + диоксид урана» – лишь при температурах до (1000–1200) °С. По этой причине максимально допустимое повышение температуры АЗ в импульсах реализованного реактора БИГР принято равным 900 °С, хотя в первоначальном проекте предполагались 1500 °С. Результатом явились заметное снижение энерговыделения и флюенса нейтронов за импульс, а также значительное увеличение ширины импульса.

Следует отметить, что рассмотренная вынужденная замена топливного материала АЗ, наряду с указанными отрицательными последствиями имела, как водится, и положительные стороны. Эта замена означала переход к существенно менее напряженному импульсному режиму работы и, следовательно, повышение безопасности реактора. В проектном варианте реактора максимальный импульс ограничивался уровнем допустимых динамических напряжений в топливном материале, в реализованном варианте реактора – уровнем температуры топлива как таковой. Динамические напряжения, плохо предсказуемые по последствиям, в особенности, если речь идет о хрупком дисперсном материале, в реализованном варианте реактора снижены до полностью безопасного уровня. В результате реактор БИГР бесперебойно ра-

ботает уже 38(!) лет со времени его ввода в эксплуатацию без каких-либо признаков изменения характеристик.

Контактная информация –

Колесов Владимир Федорович,  
главный научный сотрудник ИЯРФ,  
РФЯЦ-ВНИИЭФ,  
факс: (83130)4-55-69;  
e-mail: [kolesov@expd.vniief.ru](mailto:kolesov@expd.vniief.ru)

Статья поступила в редакцию 05.06.2015.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 4, с. 85–104.