

	0,995	694,50	84,1	41,8
0,6	0,999	573,33	80,8	10,1
	0,997	689,46	84,0	25,3
	0,995	805,60	86,3	36,0
	0,999	636,61	82,7	9,1
0,73	0,997	752,72	85,4	23,1
	0,995	868,84	87,3	33,4

Отклонение в результатах расчета тепловых потерь с учетом и без учета испарения влаги составляет $\delta_3=9,1-51,7\%$, что свидетельствует о необходимости учета наличия испарения при проведении анализа тепловых режимов теплопроводов, работающих с увлажненной изоляцией.

Вклад эффекта испарения в суммарные тепловые потери составляет от 1,7 до 21 % (табл. 2, 3) в зависимости от значений φ_v и ψ . Анализ нестационарности процессов теплопереноса для рассматриваемой задачи свидетельствует о том, что время выхода процессов на стационарный режим не превышает 20 000 секунд, что хорошо согласуется с результатами проведенных ранее исследований [2].

Исследование выполнено при поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 12-08-00201-а и гранта Президента РФ № МК-1652.2013.8.

Литература

1. Ватин Н.И., Дубов В.В., Петраков Г.П. Внедрение РМД 41-11-2012 Санкт-Петербург «Устройство тепловых сетей в Санкт-Петербурге». – 2013. – № 1(6). – С. 48–54.
2. Кузнецов Г.В., Половников В.Ю. Численное моделирование теплового состояния трубопровода в условиях затопления с учетом нестационарности процесса насыщения теплоизоляции влагой // Теплоэнергетика. – 2008. – № 5. – С. 60–64.
3. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. – М.: Энергия, 1976. – 392 с.
4. Санду С.Ф. Математическое моделирование процессов переноса тепла и массы в испарительно-конденсационных системах теплопередачи энергетических установок // Известия Томского политехнического университета. – 2003. – Т. 306. – № 4. – С. 60–63.
5. Берман Л.Д. Испарительное охлаждение циркуляционной воды. – М-Л.: Госэнергоиздат, 1949. – 440 с.
6. Чудновский А.Ф. Теплофизические характеристики дисперсных материалов. – М.-Л.: Физматгиз, 1962. – 456 с.

ПОРОГОВЫЕ РЕАКЦИИ В ОБЛУЧЕННОМ КЕРАМИЧЕСКОМ ЯДЕРНОМ ТОПЛИВЕ

Кнышев В.В., Плевако М.Н., Храпов Д.А.
E-mail: utas_1993@inbox.ru

*Научный руководитель: кандидат физико-математических наук, доцент, Беденко С.В., ТПУ
ФТИ Кафедра физико-энергетических установок.*

Повышение эффективности ядерной энергетики связано с решением следующих основных задач. Первая задача связана с регенерацией ОЯТ АЭС и возвращением его в ЯТЦ. Вторая задача обусловлена резко возросшей глубиной выгорания ОЯТ, вплоть до 120 МВт-сут/т [1 – 3].

Увеличение глубины выгорания более 70 МВт-сут/т будет сопряжен с непреодолимыми радиационными проблемами на стадии транспортировки контейнеров (ТУК), которые имеют иные защитные характеристики, так же на стадии радиохимического передела ОЯТ и возвращение его в ЯТЦ.

Поле ионизирующего излучения ОЯТ формируется γ -квантами, нейтронами, возникающими в результате спонтанного деления ядер актиноидов, и нейтронами, образующимися в результате протекания (α, n)- и (γ, n)-реакций. Но удельная нейтронная активность, обусловлена протеканием (α, n)-реакции на легких ядрах.

В связи с этим цель работы, определение нейтронной составляющей радиационных

характеристик облученных UO_2 , UC и UN .

Особенности (α, n) -реакции

Одна из особенностей этой реакции заключается в том, что являются важной и значимой составляющей нейтронного излучения ОЯТ. В зависимости от типа реактора, выгорания, выдержки и начального обогащения вклад (α, n) -реакции может изменяться в широких пределах.

Кроме того, спектр (α, n) -реакции на кислороде и, в особенности на углероде существенно «жестче» по сравнению со спектром спонтанного деления. По этому, при расчете радиационных характеристик ОЯТ, необходимо знать спектр нейтронного излучения и в большинстве случаев проектировать защиту с учетом особенностей этого спектра.

Отметим, что спектр нейтронов зависит от замедляющих и поглощающих свойств среды, от утечки нейтронов. Поэтому спектр излучения какого-либо соединения будет сильно различаться от спектра реальной технической среды (ОЯТ, растворы, смеси, соединения), состоящей из смеси актиноидов. В таких случаях рекомендуется рассчитывать спектр излучения и выход нейтронов с использованием соответствующих методик и программных продуктов.

Выход нейтронов в (α, n) -реакции

Рассмотрим среду, состоящую из вещества j на ядрах, которого идет реакция (α, n) и вещества i α -излучателя (актиноида), на ядрах которого эта реакция невозможна.

В самом общем случае, выход нейтронов в результате (α, n) -реакции определяется соотношением:

$$Q_i^{\alpha, n}(E) = m_i q_i^{\alpha, n}(E), \text{ нейтр./с,}$$

где m_i – масса α -активного актиноида, г; $q_i^{\alpha, n}(E)$ – удельный выход нейтронов, нейтр./с·г.

При изотропном распределении направлений движения α -частиц удельный выход нейтронов можно рассчитать по соотношению:

$$q_i^{\alpha, n}(E) = q_i^{\alpha} \cdot n_j \int_{B_j}^{E_i} \frac{\sigma_j^{\alpha, n}(E)}{f_{\text{соед}}(E)} dE, \text{ нейтр./с·г,} \quad (1)$$

где q_i^{α} – удельная мощность α -излучателя, испускаемых i -м актиноидом, α -частиц/с·г; n_j – концентрация j -х ядер в соединении, см^{-3} ; $\sigma_j^{\alpha, n}$ – микроскопическое эффективное сечение (α, n) -реакции, см^2 ; $f(E) = (-dE/dx)$ – ионизационные потери энергии α -частицы на атомах i -го соединения, МэВ/см; E – средняя энергия α -частиц i -го актиноида, МэВ; B_j – порог (α, n) -реакции, МэВ.

При расчете сечения (α, n) -реакций можно воспользоваться моделью, учитывающую зависимость выхода ядерных реакций и массовой тормозной способности (ионизационные потери в среде) от энергии α -частиц. Аналитически эта модель выглядит следующим образом:

$$\sigma_j^{\alpha, n}(E_i) = \frac{1}{N_j} \cdot \frac{dY_j(E)}{dE} \cdot |f_j(E)|, \text{ см}^2,$$

где N_j – концентрация ядер кислорода, см^{-3} ; $Y_j(E)$ – выход нейтронов на одну α -частицу; $dY_j(E)/dE$ – производная от полуэмпирической функции $Y(E)$, МэВ^{-1} ; $f(E) = (-dE/dx)$ – ионизационные потери энергии α -частицы на атомах кислорода, МэВ/см.

Функциональная зависимость выхода нейтронов $Y_j(E)$ от энергии α -частиц получается при полиномиальной или степенной аппроксимации экспериментальных данных. В отсутствии экспериментальных данных функция $Y_j(E)$, а также первая производная от неё, могут быть определены путем аппроксимации значений выхода нейтронов.

Таким образом, выход нейтронов можно оценить, если известны зависимость сечения реакции от энергии частиц и закон потерь энергии в зависимости от пробега частиц в среде. То есть все решение сводится к определению интеграла (1).

В табл. 1 сведены результаты расчетов радиационных характеристики наиболее важных нуклидов, формирующих нейтронное излучение как облученных, так и не облученных топливных композиций на основе урана, плутония и тория.

Таблица 1. Радиационные характеристики некоторых радионуклидов и их соединений

Нуклид	$q_i^\alpha, \alpha/\text{с/г}$	$q_i^{sf}, sf/\text{с/г}$	$Q_i^{sf}, \text{н/с/г}$	$q_i^{\text{ан}}(\text{MeO}_2)/\omega_i, \text{н/с/г}$	$q_i^{\text{ан}}(\text{MeN})/\omega_i, \text{н/с/г}$
^{238}Pu	$6,342 \cdot 10^{11}$	$1,205 \cdot 10^3$	$2,808 \cdot 10^3$	$1,337 \cdot 10^4$	$9,430 \cdot 10^2$
^{242}Cm	$1,226 \cdot 10^{14}$	$7,604 \cdot 10^6$	$1,772 \cdot 10^7$	$4,650 \cdot 10^6$	$3,031 \cdot 10^5$
^{244}Cm	$2,998 \cdot 10^{12}$	$4,107 \cdot 10^6$	$1,109 \cdot 10^7$	$8,483 \cdot 10^4$	$5,740 \cdot 10^3$
^{241}Am	$1,271 \cdot 10^{11}$	$5,465 \cdot 10^{-1}$	1,640	$2,673 \cdot 10^3$	$1,886 \cdot 10^2$
^{252}Cf	$1,986 \cdot 10^{13}$	$6,141 \cdot 10^{11}$	$2,307 \cdot 10^{12}$	$6,284 \cdot 10^5$	$4,170 \cdot 10^4$

Известный изотопный состав какой-либо топливной композиции или раствора, содержащего делящиеся нуклиды, позволяет нам с помощью табл. 1 сравнительно просто оценить вклад каждого изотопа в суммарное нейтронное излучение.

Полученные в ходе работы расчеты по представленной схеме, имеют погрешность не выше 17 % в сравнение с экспериментальными данными и погрешность 18 % в сравнение с результатами расчетов с помощью расчетных программ CARE и ORIGEN.

Используя полученные данные и их дальнейший анализ, пришли к тому, что увеличение глубины выгорания более 70 МВт-сут/т ведет к следующим проблемам: не существует ТУК соответствующий требованиям безопасности для ОЯТ с такой глубиной выгорания; переработка такого топлива является не целесообразной и не допустимой в плане безопасности.

Решить проблему, связанную с транспортировкой ОЯТ можно с помощью увеличения времени пред реакторной выдержки, а проблема, связанная с переработкой остается не решенной, поэтому данное топливо должно отправляться на сухое хранение.

Вывод

1. Рассмотрены особенности (α, n) -реакции на легких ядрах в ОЯТ;
2. Полученные результаты, подтвердили теоретически выкладки других исследователей и удовлетворительно совпали (~30 %) с экспериментальными данными;
3. Установлено, что увеличение глубины выгорания более 70 МВт-сут/т будет сопряжено с непреодолимыми радиационными проблемами на стадии радиохимического передела ОЯТ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шаманин И.В., Буланенко В.И., Беденко С.В. Поле нейтронного излучения облученного керамического ядерного топлива различных типов // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2010. – № 2. – С. 97–103.
2. Shamanin I. V. , Bedenko S. V. , Gubaydulin I. M. Optimum Ratio of Coverings Thickness to the Diameter of the Fuel Core of the Dispersive Nuclear Fuel // Advanced Materials Research. - 2014 - Vol. 880. - p. 219-228.
3. Беденко С.В. Особенности излучения облученного керамического ядерного топлива. Нейтронное излучение облученного ядерного топлива. - Saarbrücken : LAP LAMBERT Academic Publishing GmbH & Co. KG, 2012 - 124 с.
4. Шаманин И.В., Беденко С.В., Губайдулин И.М. Особенности эксплуатации технических систем «сухого» хранения отработавшего ядерного топлива // Известия вузов. Физика. - 2013 - Т. 56 - №. 4/2. - С. 343-349.
5. Правила безопасности при транспортировании радиоактивных материалов НП-053-04. Введено в действие 5 января 2005.
6. Фролов В.В. Ядерно-физические методы контроля делящихся веществ. – М., Атомиздат, 1980. – 128 с.