

Итак, опыт эксплуатации БОР-60 позволяет отметить следующие положительные факторы, присущие установкам с натриевым теплоносителем:

удержание большой доли радиоактивных нуклидов в случае выхода их из-под оболочки твэлов;

низкая радиоактивность нуклидов коррозионного происхождения в теплоносителе и отложениях;

надежная работа основных узлов и оборудования;

длительное сохранение плотности первого контура при высоких температурах натрия;

возможность резки трубопроводов с замороженным натрием;

незначительные поверхностные загрязнения помещений и уровни активности аэрозолей;

незначительные радиоактивные газовые выбросы с АЭС, отсутствие влияния ее работы на радиоактивность объектов внешней среды.

Однако при проектировании и эксплуатации реакторов с натриевым теплоносителем необходимо учитывать некоторые проблемы, которые возникают при проведении ремонтных работ:

высокий уровень радиоактивности теплоносителя, возникающий при длительной работе реактора с твэлами, оболочки которых потеряли гер-

метичность. Это требует разработки эффективных систем очистки теплоносителя;

воспламенение остаточной пленки натрия на поверхности выемных узлов с повышенной температурой. Необходимо применять защитные скафандры с инертной атмосферой;

появление окислов в контуре при его разгерметизации и отложение их в местах установки выемных частей. Следует поддерживать инертную атмосферу в этих местах в течение всего ремонта;

возможность протечки натрия, что требует разработки надежных систем индикации и подавления горения в помещениях контуров;

возможность распространения аэрозолей продуктов горения натрия в обслуживаемые помещения в случае загорания натрия. При этом необходимо защищать органы дыхания и глаза от химического воздействия натрия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кизин В. Д. и др. «Атомная энергия», 1978, т. 44, вып. 6, с. 492.
2. Четочкин Ю. В., Кобзарь И. Г., Позняк Г. И. «Атомная энергия», 1973, т. 35, вып. 6, с. 401.

Поступила в Редакцию 23.04.79

УДК 621.039.524.4

Полуэмпирический метод расчета изотопного состава урана и плутония в облученном топливе ВВЭР

БИБИЧЕВ Б. А., ЛОВЦЮС А. В., МАЙОРОВ В. П., РАЗУВАЕВА М. А., СТЕПАНОВ А. В., ФЕДОТОВ П. И.

Метод γ -спектрометрии продуктов деления широко используется для измерения выгорания топлива энергетических реакторов. Однако такие измерения не содержат непосредственной информации о концентрации тяжелых нуклидов в топливе. Более широкие возможности для метода γ -спектрометрии продуктов деления имеет сочетание γ -спектрометрических измерений с теоретическими расчетами [1].

Концентрации продуктов деления в облученном топливе зависят от начального изотопного состава топлива, от истории облучения (длительность каждого цикла облучения и относительная средняя тепловая мощность данного топливного элемента в каждом цикле облучения), а также от параметров потока нейтронов и их изменения в процессе облучения данного топливного элемента. Это позволяет при известной истории облучения по известному начальному составу топлива и измеренным концентрациям некоторых продуктов деления определить параметры потока нейтронов в процессе облучения топлива и вычислить концентрации тяжелых нуклидов.

Изменения изотопного состава топлива во время облучения описываются следующей системой уравнений:

$$dN_i(t)/dt = \Phi_{th} \hat{\sigma}_{i-1}^c N_{i-1}(t) - (\Phi_{th} \hat{\sigma}_i^a + \lambda_i) N_i(t); \quad (1)$$

$$dN_j(t)/dt = \Phi_{th} \sum_i Y_{ji} \hat{\sigma}_i^f N_i(t) + \Phi_{th} \hat{\sigma}_{j-1}^c N_{j-1}(t) - (\Phi_{th} \hat{\sigma}_j^a + \lambda_j) N_j(t), \quad (2)$$

где $N_i(t)$ — концентрация i -го тяжелого нуклида; $N_j(t)$ — концентрация j -го продукта деления; Φ_{th} — плотность потока тепловых нейтронов; $\hat{\sigma}_i^f$ — эффективное сечение деления i -го нуклида; Y_{ji} — выход j -го продукта деления при делении i -го тяжелого нуклида; $\hat{\sigma}_{i-1}^c$ — эффективное сечение (n, γ) -реакции на $(i-1)$ -м нуклиде; $\hat{\sigma}_i^a$ — эффективное сечение поглощения для i -го нуклида; λ_i — постоянная распада i -го нуклида.

При решении системы уравнений (1), (2) спектр нейтронов разбивался на тепловую и надтепловую группы. Кроме того, при вычислении вклада ^{238}U

в образование продуктов деления рассматривался также спектр нейтронов деления. Эффективные сечения для всех нуклидов, кроме ^{238}U , определены по формуле

$$\hat{\sigma} = \sigma_{\text{th}} + \alpha I, \quad (3)$$

где σ_{th} — тепловое сечение; I — резонансный интеграл; α — жесткость спектра нейтронов.

Для ^{238}U в качестве $\hat{\sigma}_{^{238}\text{U}}$ принималось произведение $\sigma_{^{238}\text{U}}^f \cdot r$, где $\sigma_{^{238}\text{U}}^f$ — усредненное по делительному спектру нейтронов сечение деления ^{238}U ; r — отношение плотности потока нейтронов деления к Φ_{th} . В расчетах использованы зависимости изменения Φ_{th} и α от концентрации делящихся нуклидов из работы [2]. При переходе от n -го цикла облучения с относительной тепловой мощностью R_n к $(n + 1)$ -му циклу Φ_{th} умножалась на R_{n+1}/R_n .

Система уравнений (1), (2), описывающая изменения изотопного состава топлива с заданной историей облучения, имеет три свободных параметра: Φ_{th} и α в начальный момент облучения — $\Phi_{\text{th}}(0)$ и $\alpha(0)$ и r . В работе [1] отмечается, что r слабо влияет на концентрацию продуктов деления, поэтому в наших вычислениях значение r взято из теоретических расчетов для ВВЭР [3]. По измеренным концентрациям ^{137}Cs и ^{134}Cs , заданной кампании облучения и начальному изотопному составу топлива значения $\Phi_{\text{th}}(0)$ и $\alpha(0)$ находили с помощью процедуры подгонки вычисленных значений N_{137} и $N_{134}/(N_{137})^2$ к измеренным. Значения N_{137} и $N_{134}/(N_{137})^2$ удобно использовать для нахождения параметров $\Phi_{\text{th}}(0)$ и $\alpha(0)$, так как каждое значение сильно зависит только от одного из параметров: N_{137} — от $\Phi_{\text{th}}(0)$, $N_{134}/(N_{137})^2$ — от $\alpha(0)$. Например, при выгорании топлива около 20 кг/т U

$$\frac{\delta \ln N_{137}}{\delta \ln \Phi_{\text{th}}(0)} = 1,0; \quad \frac{\delta \ln N_{137}}{\delta \ln \alpha(0)} = 0,18;$$

$$\frac{\delta \ln [N_{134}/(N_{137})^2]}{\delta \ln \Phi_{\text{th}}(0)} = 0,05; \quad \frac{\delta \ln [N_{134}/(N_{137})^2]}{\delta \ln \alpha(0)} = 0,60.$$

Система уравнений (1), (2) решена численным интегрированием с шагом по времени облучения 1 сут. Значения $\Phi_{\text{th}}(0)$ и $\alpha(0)$ найдены градиентным методом. В систему уравнений были включены следующие нуклиды: ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu , ^{137}Cs , ^{133}Cs , ^{134}Cs , ^{144}Ce , ^{106}Ru . Следует отметить, что точность расчета выгорания и изотопного состава топлива в рамках данного метода существенно зависит от выбора ядерных данных: σ_{th} , I и Y . В наших расчетах за основу были взяты значения σ_{th} и I для тяжелых нуклидов, вычисленные с помощью программы POP [3]. Однако эти величины изменяются по мере выгорания топлива, поэтому использованы усредненные значения σ_{th} и I при выгорании от 0 до 35 кг/т U. Значения Y были взяты из работы [4].

Погрешность вычисления концентрации изотопов урана и плутония проверена экспериментально на образцах твэлов разрушающими методами. Для этого было вырезано восемь образцов из твэлов двух кассет ВВЭР-365 с начальным обогащением 3% по ^{235}U и с различными историями облучения. Образцы 1—4 были вырезаны из кассеты ДР-3 № 80 со средним выгоранием 12,7 кг/т U, а остальные образцы — из кассеты РП-3 № 223 со средним выгоранием 30,2 кг/т U. Номера твэлов и положения по высоте твэлов, в которых вырезались образцы, приведены в табл. 1 (полная высота твэлов 2500 мм). Образцы были растворены, и в аликвотах растворов измерены концентрации ^{137}Cs и ^{134}Cs , а также концентрации изотопов урана и плутония. Концентрации ^{137}Cs и ^{134}Cs измеряли γ -спектрометрическим методом. Концентрацию урана определяли потенциометрическим титрованием по методу Дэвиса и Грея, концентрацию плутония — методом изотопного разбавления с α -спектрометрическим окончанием и с использованием в качестве изотопной метки ^{238}Pu . Изотопный состав урана и плутония определен с помощью масс-спектрометрического метода (табл. 1 и 2). Погрешность измерения концентрации ^{137}Cs и ^{134}Cs

Таблица 1

Концентрация изотопов урана в образцах твэлов, 10^{18} атом/г U

Номер образца	Номер твэла	Положение по высоте твэла, мм	Расчетное выгорание, кг/т U	^{235}U		^{236}U	
				Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет
1	98	125	6,2	58,5	60,1 (+2,7) *	2,87	3,09 (+7,7)
2	76	2125	10,7	49,1	49,9 (+1,6)	5,02	4,86 (-3,2)
3	4	375	12,8	44,9	45,3 (+0,9)	5,30	5,59 (+5,5)
4	4	1125	14,6	41,6	41,8 (+0,5)	5,89	6,14 (+4,2)
5	107	50	15,0	40,0	41,0 (+2,5)	6,22	6,25 (+0,5)
6	87	375	28,5	20,8	21,3 (+2,4)	9,38	9,04 (-3,6)
7	76	375	28,9	21,1	21,4 (+1,4)	9,29	9,04 (-2,7)
8	68	1625	33,7	15,8	16,0 (+1,3)	9,65	9,58 (-0,7)

* В скобках указаны отклонения расчетных значений от экспериментальных, %.

Концентрация изотопов плутония в образцах

Номер образца	²³⁹ Pu, 10 ¹⁸ атом/г U		²⁴⁰ Pu, 10 ¹⁸ атом/г U		²⁴¹ Pu, 10 ¹⁷ атом/г U		²⁴² Pu, 10 ¹⁶ атом/г U		Pu, 10 ¹⁸ атом/г U	
	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет
1	6,76	7,28 (+7,7) *	0,75	0,73 (-2,7)	2,08	1,25 (-40)	1,16	0,60 (-48)	7,73	8,14 (+5,3)
2	10,3	10,4 (+1,0)	1,76	1,72 (-2,3)	7,53	4,83 (-36)	6,94	4,29 (-38)	12,9	12,6 (-2,3)
3	10,8	11,0 (+1,9)	2,20	2,20 (0)	9,98	7,00 (-30)	12,2	7,77 (-36)	14,1	14,0 (-0,7)
4	11,3	11,2 (-0,9)	2,54	2,59 (+2,0)	11,9	8,85 (-26)	17,4	11,6 (-33)	15,2	14,8 (-2,6)
5	9,26	10,9 (+18)	2,27	2,65 (+17)	8,74	8,74 (0)	14,1	12,1 (-14)	12,5	14,5 (+16)
6	13,1	13,4 (+2,3)	5,02	5,19 (+3,4)	27,6	29,0 (+5,4)	96,2	94,0 (-2,3)	21,8	22,4 (+2,8)
8	13,1	13,2 (+0,8)	5,64	5,77 (+2,3)	31,8	34,7 (+9,1)	140	146 (-4,3)	23,3	23,9 (+2,6)

* В скобках указаны отклонения расчетных значений от экспериментальных, %.

в образцах составила в среднем 1,5%; ²³⁵U — 0,8%; ²³⁶U — 1,3%; ²³⁹Pu — 0,8%; ²⁴⁰Pu — 1,2%; ²⁴¹Pu — 1,5% и ²⁴²Pu — 1,8%.

Следует отметить, что измеренные концентрации изотопов урана и плутония в образце 8 использовались при корректировке σ_{th}^f и σ_{th}^c для ²³⁵U и ²³⁹Pu; I^c для ²⁴⁰Pu и ¹³³Cs, а также для корректировки γ . Значения этих величин были выбраны из условия лучшего согласия расчетных и экспериментальных данных для образца 8. Для остальных образцов эти величины были выбраны такими же, как и для образца 8. Важным моментом при корректировке σ_{th} и I был выбор I_{133}^c , поскольку несколько наиболее сильных резонансов реакции (n, γ) на ¹³³Cs и ²³⁸U частично перекрываются, что приводит к блокировке I_{133}^c . В табл. 3 приведены значения σ_{th} и I для нуклидов урана, плутония и цезия, использованные в расчетах.

Наибольшие отклонения расчетных и измеренных концентраций по ²³⁵U и ²³⁶U (см. табл. 1) составляют соответственно 2,7 и 7,7%. Отличие расчетных и измеренных концентраций для изотопов плутония больше (см. табл. 2), чем для изотопов урана. Наибольшие расхождения по ²³⁹Pu, наблюдаемые в концевых образцах, можно объяснить тем, что распределение тепловой мощ-

ности по периодам облучения может отличаться для концевых и центральных участков твэла. Кроме того, I_{238}^c может также несколько отличаться для концевых и центральных участков твэла. Значительное расхождение расчетных и экспериментальных данных по концентрации ²⁴¹Pu и ²⁴²Pu в образцах с малым выгоранием топлива связано с тем, что I_{240}^c сильно зависит от выгорания топлива. Поскольку значение I_{240}^c было выбрано для образца 8 с большим выгоранием топлива, оно не является оптимальным для образцов с малым выгоранием.

Для оценки вклада в суммарную погрешность определения концентрации изотопов урана и плутония погрешности измерения N_{137} и N_{134} было рассчитано изменение изотопного состава урана и плутония в образцах 4 и 8 при изменении N_{137} и N_{134} на 1,5%. Изменения концентрации изотопов урана и плутония в образце 4 составили: ²³⁵U на 1,1%, ²³⁶U на 1,0%, ²³⁹Pu на 1,2%, ²⁴⁰Pu на 2%, ²⁴¹Pu на 0,003%, ²⁴²Pu на 2,4%; в образце 8: ²³⁵U на 4,3%, ²³⁶U на 0,7%, ²³⁹Pu на 3,5%, ²⁴⁰Pu на 1,5%, ²⁴¹Pu на 1,7% и ²⁴²Pu на 2,5%. Из табл. 1 и 2 видно, что, за исключением концентрации ²³⁵U, во всех образцах отклонения расчетных и измеренных концентраций изотопов урана и плутония в среднем по образцам значительно превышают погрешность, обусловленную N_{137} и N_{134} .

В заключение следует отметить, что для надежной оценки погрешности метода необходимы экспериментальные и расчетные данные для значительно большего числа образцов. Кроме того, следует также провести корректировку наиболее важных эффективных сечений, используемых в расчетах, по всей совокупности экспериментальных данных об изотопном составе топлива в образцах твэлов. После корректировки эффективных сечений метод может быть применен для неразрушающих измерений содержания изотопов урана и плутония в твэлах и кассетах ВВЭР. Концентрации

Таблица 3

Тепловые сечения и эффективные резонансные интегралы, используемые в расчетах

Нуклид	σ_{th}^f	I^f	σ_{th}^c	I^c	Нуклид	σ_{th}^f	I^f	σ_{th}^c	I^c
²³⁵ U	307	292	58,0	119	²⁴¹ Pu	744	459	267	331
²³⁶ U	—	—	3,73	350	²⁴² Pu	—	—	9,91	1210
²³⁸ U	0,349	0,349	1,45	23,5	¹³³ Cs	—	—	16,6	300
²³⁹ Pu	672	286	374	180	¹³⁴ Cs	—	—	80,2	—
²⁴⁰ Pu	—	—	173	3400	¹³⁷ Cs	—	—	0,063	—

^{137}Cs и ^{134}Cs в целых твэлах и кассетах могут быть измерены γ -спектрометрическим методом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Eder O., Lammer M. In: Proc. IAEA Symp. «Nuclear Data in Science and Technology». Vienna, 1974, v. 1, p. 233.

2. Зарицкая Т. С., Круглов А. К., Рудик А. П. «Атомная энергия», 1976, т. 41, вып. 5, с. 321.
3. Сидоренко В. Д., Беляева Е. Д. Препринт ИАЭ-1171, 1966.
4. Meek M., Rider B. Compilation of Fission Product Yields Vallecitos Nuclear Center. NEDO-12154-1, 1974.

Поступила в Редакцию 30.10.78
В окончательной редакции 14.10.79

УДК 621.039.56

Влияние размещения датчиков на азимутально-радиальную устойчивость реактора

ТОРЛИН Б. З.

Форм-фактор μ , аналогичный рэндалловскому форм-фактору [1], введен для реакторов с N быстродействующими астатическими регуляторами* в работах [2, 3] как собственное число системы

$$\begin{cases} \Delta\varphi + B_0^2\varphi + \Phi_0 \sum_{j=1}^N F_j s_j + \mu\varphi = 0; & (1a) \\ \int_V K_j \varphi dV = 0, \quad j = 1, 2, \dots, N, & (1б) \end{cases}$$

где B_0 и Φ_0 — невозмущенные материальный параметр и распределение нейтронного потока; функция F_j описывает пространственную локализацию реактивности s_j , вносимой j -м регулирующим стержнем (РС); K_j — весовая функция формирования сигнала датчиков для управления этим РС. Известно [1—6], что пространственная устойчивость реактора по медленным процессам тем выше, чем выше минимальное собственное значение μ_{\min} . Воздействие на μ_{\min} различных систем регулирования, а также влияние различного размещения датчиков и РС изучалось для высотной задачи в работе [3]. В публикации [7] этим же методом изучалось влияние центрального автоматического регулятора на пространственную устойчивость для цилиндрического случая. Очевидно, что с помощью такого регулятора нельзя исправить поле нейтронов при его азимутальном перекосе. Для этого требуется ввести эксцентрично расположенные РС. Детальный анализ устойчивости такой системы со сложным распределением свойств проведен с помощью программы БАСИРА на БЭСМ-6. Качественно, однако, ситуацию можно проанализировать и без применения ЭВМ. Рассмотрим однородный цилиндрический реактор единичного радиуса с нулевыми граничными условиями ($B_0 = 2,405$).

Если тонкие РС размещены в точках с координатами (R_j, θ_j) , $j = 1, 2, \dots, N$, то согласно

* Считается, что регуляторы обладают устойчивостью по быстрым процессам.

работе [8] решением уравнения (1a) будет сумма

$$\varphi(r, \theta) = \sum_{j=1}^N a_j f_j(r, \theta), \quad (2)$$

где

$$f_j(r, \theta) = N_0 (B r_j) - \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(B r_j) J_n(B r) \frac{N_n(B)}{J_n(B)} \cos n(\theta - \theta_j). \quad (2a)$$

Здесь J_n и N_n — соответственно функции Бесселя и Неймана порядка n ; $B^2 = B_0^2 + \mu$, а r_j — расстояние от места расположения j -го РС до точки с координатами (r, θ) .

Соотношение между коэффициентами a_j и собственные значения B могут быть найдены из условий (1б). Как показано в работах [2, 3], условия (1б) превращаются в $\varphi(r_j, \theta_j) = 0$; $j = 1, 2, \dots, N$ (r_j и θ_j — полярные координаты j -го датчика), если каждый регулятор настроен на поддержание заданного потока нейтронов в месте расположения своего датчика.

Рассмотрим пример симметричного по азимуту размещения шести РС на радиусе ρ и шести датчиков, установленных на радиусе r_g на тех же лучах, что и РС. Обозначив $f_1 = f_1(r_g, 0)$; $f_2 = f_1(r_g, \pi/3)$; $f_3 = f_1(r_g, 2\pi/3)$ и $f_4 = f_1(r_g, \pi)$, вместо условия (1б) будем иметь $\hat{A}a = 0$, где a — вектор с компонентами a_j , а матрица \hat{A} имеет вид

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} b_1 & b_2 & b_3 & b_4 & b_3 & b_2 \\ b_2 & b_1 & b_2 & b_3 & b_4 & b_3 \\ b_3 & b_2 & b_1 & b_2 & b_3 & b_4 \\ b_4 & b_3 & b_2 & b_1 & b_2 & b_3 \\ b_3 & b_4 & b_3 & b_2 & b_1 & b_2 \\ b_2 & b_3 & b_4 & b_3 & b_2 & b_1 \end{pmatrix},$$

где $b_l = f_l$.

Матрица \hat{A} относится к классу циркулянтных [9]. Воспользовавшись свойством этих матриц, преобразуем ее к диагональному виду и получим следующие четыре трансцендентных уравнения