

Результаты экспериментального определения некоторых характеристик поверхностей, загрязненных полонием

Материал	pH раствора	Количество измерений	$\frac{n_1}{N_0}, \%$	$\frac{N_0 - N_1}{N_0}, \%$	$\frac{q_1}{Q}, \%$	$\frac{N_0 - \sum n_i}{N_0}, \%$	$\frac{n_1}{\sum n_i}, \%$	$\frac{N_0 - N_1}{N_0 - N_7}, \%$
Сталь	8	6	19±6	24±5	20±6	64±9	53±2	55±5
Нержавеющая	6	6	19±3	14,5±5		81±7	48±6	53±7
Краска	8	2	16±1	19±3	20±1	74±1	62±2	59±1
ПФ-213	6	10	11±4	12±5	10±2	82±1	56±11	56±11
	2N HCl	22	1,1±0,6			94±2	20±7	
Пластикат	8	6	43±8	50,5±10	44±7	29±10	60±4	60±5
	6	4	43±7	54±7		31±10	62±5	60±3
ПХВ-пленка	2N HCl	8	40±11	55±17		44±7	69±14	69±14

нанесенная на подложку; пластикат (3 мм); полихлорвиниловая (ПХВ) пленка, наклеенная на подложку.

Усредненные результаты проведенных экспериментов приведены в таблице, откуда видно, что различные методы определения одних и тех же величин дают близкие результаты, что свидетельствует об их надежности.

Степень фиксированности полония ($N_0 - \sum n_i$)/ N_0 (%) существенно зависит от материала подложки и кислотности раствора. Такая зависимость не наблюдается только для химически-стойких веществ, пластиката и ПХВ-пленки. Для промышленных материалов стали и красок на поверхности фиксируется около 75% полония.

На рисунке показана зависимость коэффициента сiania от степени фиксированности активности, откуда видно, что коэффициент сiania для нефиксированной части активности мало зависит от вида загрязненной поверхности и от кислотности раствора полония и для достаточно широкого диапазона поверхностей может быть принят равным (60 ± 10)%.

УДК 621.039.516.22

О точности расчета процесса образования изотопов

НЕМИРОВСКАЯ С. А., РУДИК А. П.

Неточность расчета образования изотопов в ядерном реакторе вызывается неточностью в значениях основных физических постоянных (сечения, резонансные интегралы) и неточностью в вычисляемых физических характеристиках ядерных реакторов (нейтронные потоки различных энергий).

Влияние причин первой группы на неточности результатов расчета образования изотопов исследовалось ранее в работе [1] на примере получения ^{238}Pu из ^{237}Np и в работе [2] на примере расчета образования изотопов калифорния. При этом использовались подход, связанный с сопряженными уравнениями [3], и математическая программа для ЭВМ [4]. В настоящей работе на примере образования изотопов плутония в реакторе АЭС типа А-1 [5] рассмотрим влияние причин второй группы. В работе [6] упоминается о возможном методе, в котором одновременно учитываются причины, связанные как с первой, так и со второй группой. В прин-

Возможность применения единого коэффициента сiania для различных поверхностей свидетельствует о принципиальной применимости метода мазков для оценки уровней загрязнения поверхностей полонием.

Следует отметить, что деление загрязненности на фиксированную и нефиксированную части достаточно относительно. Даже жестко фиксированная активность со временем может перейти в снимаемую [3].

Поступило в Редакцию 25/1 1977 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мороз Б. Б., Парфенов Ю. Д. Действие полония-210 на организм. М., Атомиздат, 1971.
2. Комбинированный радиометр бета-активной загрязненности поверхностей типа КРЗБ-1. Техническое описание, инструкция по эксплуатации и технический паспорт. Л., 1974.
3. Кононович А. Л., Перфилова Е. М. «Атомная энергия», 1970, т. 29, вып. 4, с. 287.

ципе подход такого типа более строг, но при интерпретации результатов подобных расчетов следует учитывать, какие причины вызывают неточности в физических постоянных, какие — в нейтронных потоках.

Исходную систему уравнений образования изотопов запишем без учета быстрораспадающегося ^{238}Np [4]:

$$dN_i/dt = (\sigma_{i-1, i} U + I_{i-1, i} \omega) - (\sigma_i U + I_i \omega) N_i \equiv f_i, \quad (1)$$

где N_i — концентрация i -го изотопа в момент времени t ; $\sigma_{i-1, i}$ и $I_{i-1, i}$ — тепловое сечение и резонансный интеграл, обуславливающие превращение ядра $i-1$ в ядро i ; σ_i и I_i — полные тепловые сечения и резонансный интеграл захвата нейтрона ядром i ; U и ω — потоки тепловых и резонансных нейтронов. Постоянные $\sigma_{0,1} = I_{0,1} = 0$. Принятые для расчета другие постоянные приведены в табл. 1.

Тепловые сечения и резонансные интегралы

Таблица 1

Сечение, б	i *				
	1	2	3	4	5
σ_i	2,78	1317	281	1554	19,8
I_i	10,4	472	8430	712	1220
$\sigma_{i-1, i}$	0	2,78	404	281	386
$I_{i-1, i}$	0	10,4	184	8430	139

* Значения i соответствуют рассматриваемым изотопам следующим образом: 1 — ^{238}U ; 2 — ^{239}Pu ; 3 — ^{240}Pu ; 4 — ^{241}Pu ; 5 — ^{242}Pu .

Предполагалось, что заданы U и ω (не зависящие от времени) и время облучения T . В момент времени $t=0$ начальные условия имеют вид: $N_i(0)=1$; $N_i(0)=0$; $i \neq 1$. Рассматривалось образование изотопа $N_k(T)$ в момент времени T . Вводилась сопряженная система уравнений для вспомогательных функций Ψ_i :

$$d\Psi_i/dt = -\partial \mathcal{H} / \partial N_i \quad (2)$$

с граничными условиями $\Psi_i(T)=0$; $i=1, \dots, k$, причем \mathcal{H}_k (гамильтониан), соответствующий анализу изотопа k , определялся обычным образом [3]:

$$\mathcal{H}_k = \Psi_0 f_k + \sum_{l=1}^{l=k} \Psi_l f_l = \varphi_k U + \chi_k \omega. \quad (3)$$

В выражении (3) $\Psi_0 = -1$. Целью расчета было определение вариаций $\delta N_k(T)$ за счет вариаций $\delta U(t)$ или $\delta \omega(t)$. Вариации $\delta N_k(T)$ представлялись в следующем виде:

$$\left. \frac{\delta N_k(T)}{N_k(T)} \right|_U = - \frac{\int_0^T \varphi_k(t) [\delta U(t)/U] dt}{N_k(T)}; \quad (4)$$

$$\left. \frac{\delta N_k(T)}{N_k(T)} \right|_\omega = - \frac{\int_0^T \chi_k(t) [\delta \omega(t)/\omega] dt}{N_k(T)}. \quad (5)$$

Функции влияния $F_U^{(i)}$ и $F_\omega^{(i)}$

T, лет	$F_U^{(2)}$	$F_U^{(3)}$	$F_U^{(4)}$	$F_U^{(5)}$	$F_\omega^{(2)}$	$F_\omega^{(3)}$	$F_\omega^{(4)}$	$F_\omega^{(5)}$
4,06	0,12	1,11	1,04	2,19	0,25	-0,02	0,78	0,84
8,12	-0,14	0,76	0,42	1,68	0,24	-0,25	0,54	0,61
12,18	-0,22	0,58	0,05	1,34	0,24	-0,38	0,38	0,43
16,24	-0,25	0,50	-0,14	1,12	0,23	-0,44	0,30	0,28

Если вариации потоков δU и $\delta \omega$ не зависят от времени и равны соответственно ΔU и $\Delta \omega$, то выражения (4) и (5) можно представить как

$$\left. \frac{\delta N_k(T)}{N_k(T)} \right|_U = F_U^{(k)} \frac{\Delta U}{U}; \quad (4a)$$

$$\left. \frac{\delta N_k(T)}{N_k(T)} \right|_\omega = F_\omega^{(k)} \frac{\Delta \omega}{\omega}. \quad (5a)$$

Задача заключается в нахождении $\varphi_k(t)$ и $\chi_k(t)$ и вычислении функций влияния $F_U^{(k)}$ и $F_\omega^{(k)}$.

Предположим, что реактор чисто тепловой, т. е. $\omega = 0$, и будем анализировать влияние неточностей в значении потока тепловых нейтронов U на результаты расчета образования изотопа плутония. Тогда все будет зависеть только от общего числа нейтронов $S =$

$$= \int_0^T U(t) dt. \text{ Если далее предположить, как это делалось выше, что } U(t) = \text{const, то при этом } \mathcal{H} = \text{const}$$

и введенная формулой (3) функция влияния φ также постоянна. Тогда из выражения (4) получается, что имеет значение только интегральная вариация $\delta S =$

$$= \int_0^T \delta U(t) dt. \text{ Однако влияние } \delta S \text{ на вариацию } \delta N_k(T)$$

зависит от значения S . Действительно, концентрация любого изотопа $N_k(S)$ при $k > 1$ как функция S ведет себя следующим образом: начиная с нуля растет, достигает максимума и потом уменьшается (стремится к нулю при $S \rightarrow \infty$ за счет собственного выгорания N_k и за счет выгорания N_1 , но этот асимптотический ход в реальных ситуациях нас не интересует).

Ясно, что в максимуме $N_k(S)$ чувствительность к δS минимальна, а в процессе достижения максимума $N_k(S)$ имеется некоторое значение S_M , при котором чувствительность $N_k(S_M)$ к δS максимальна. В качестве примера приведем результаты расчета функций влияния $F_\alpha^{(i)}$, в котором предполагалось, что резонансное поглощение в изотопах плутония не блокировано. Было принято $U = 10^{13}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ и $\omega = 0,1 U$. Рассматривались значения T (лет), заключенные в пределах $4,06 \leq T \leq 16,24$ (табл. 2).

Авторы выражают признательность А. К. Круглову за интерес к работе и Ж. Г. Бурковской за помощь в проведении расчетов.

Поступило в Редакцию 25/1 1977 г.

Таблица 2

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Немировская С. А., Рудик А. П. «Атомная энергия», 1974, т. 37, вып. 4, с. 428.
 2. Немировская С. А., Рудик А. П. Препринт ИТЭФ № 3. М., 1976.

3. Зарицкая Т. С., Рудик А. П. «Атомная энергия», 1969, т. 26, вып. 5, с. 432.
 4. Немировская С. А., Рудик А. П. Препринт ИТЭФ № 2. М., 1975.
 5. «Jaderná Energie», 1975, v. 21, N 4.
 6. Кашутин А. А., Хромов В. В. В кн.: Физика ядерных реакторов. Вып. 4. М., Атомиздат, 1975, с. 61.

УДК 621.039.5.58

Снижение осколочной активности и мощности остаточного тепловыделения в жидкосолевых реакторах с циркулирующим топливом

БЛИНКИН В. Л., ГЕЛЬМАН Э. Б., НОВИКОВ В. М.

В последние годы широко обсуждается вопрос о целесообразности использования в качестве реактороразмножителей жидкосолевых ядерных реакторов с циркулирующим топливом [1, 2], в которых реализуется уран-ториевый топливный цикл, а ядерное топливо ($^{233}\text{UF}_4$) и сырье для воспроизводства (ThF_4) находятся в составе расплавленных фторидов лития и бериллия. Расплавленная топливная соль циркулирует через активную зону, выполняя одновременно функцию теплоносителя. Расширенное воспроизводство топлива в тепловом уран-ториевом реакторе возможно только при непрерывной очистке циркулирующего топлива от продуктов деления. Предлагаемые и частично разработанные методы в принципе позволяют выводить практически все продукты деления из топливной соли [3]. Организация такой системы позволит не только избавиться от отравления реактора в процессе его работы, но и уменьшить активность топливной соли и тем самым увеличить безопасность реактора и его ремонтоспособность.

В настоящей работе приведены расчеты осколочной активности и остаточного тепловыделения в циркулирующей топливной соли при различных скоростях выведения отдельных групп химических элементов, возникающих при делении ^{233}U . Оценены скорости и режимы выведения продуктов деления, позволяющие снизить осколочную активность до приемлемого уровня.

Расчет активности продуктов деления проводился для 84 разветвленных изобарных цепочек распада продуктов деления ^{233}U [4]. Цепочки описывались 174 линейными цепочками распада с учетом выгорания элементов под действием тепловых нейтронов и выведения этих элементов из системы в экстракционных устройствах с периодом τ .

Уравнения, описывающие кинетику процесса в точечном приближении (без учета выгорания урана), имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{dn_{i1}}{dt} &= \beta_{i1}\sigma_f n_U - (\lambda_{i1} + \sigma_c^{i1}\Phi + \tau_{i1}^{-1}) n_{i1}; \\ \frac{dn_{ij}}{dt} &= \beta_{ij}\sigma_f n_U + \lambda_{i, j-1} n_{i, j-1} - (\lambda_{ij} + \sigma_c^{ij}\Phi + \tau_{ij}^{-1}) n_{ij}; \end{aligned} \quad (1)$$

$i = 1, 2, \dots, N; j = 2, 3, \dots, M$, где i — порядковый номер линейной цепочки; j — порядковый номер элемента в цепочке; N — число линейных цепочек;

M — число нестабильных элементов в цепочке; Φ — плотность потока тепловых нейтронов; n_U — концентрация ^{233}U ; σ_f — микроскопическое сечение деления ^{233}U ; t — переменная времени; n_{ij} — концентрация j -го элемента, входящего в i -ю цепочку; β_{ij} — независимый выход элемента при делении; $\lambda_{ij}, \sigma_c^{ij}, \tau_{ij}$ — постоянная распада, микроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов и период выведения для ij -го элемента соответственно.

Активность топливной соли, отнесенная к единице мощности реактора, определяется соотношением

$$A(t) = \sum_{ij} \lambda_{ij} n_{ij}(t) / q \sigma_f n_U \Phi, \quad (2)$$

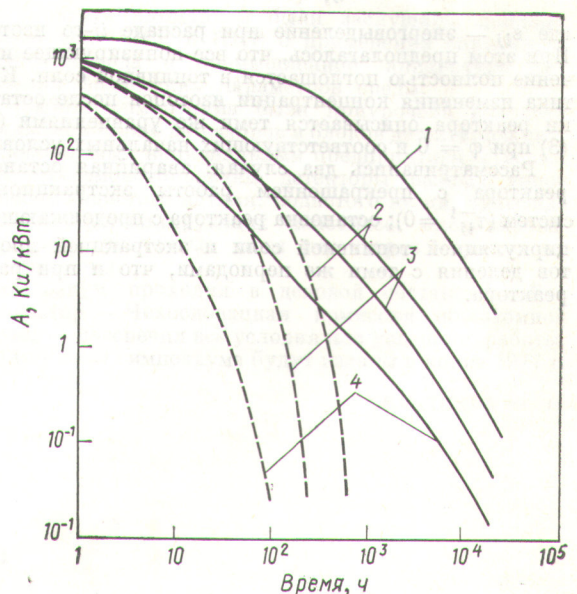


Рис. 1. Изменение активности топливной соли со временем (после останова реактора):

1 — без выведения продуктов деления; 2 — период выведения газообразных продуктов деления с $\tau = 3$ сут; 3 — $\tau = 1$ сут; 4 — $\tau = 4$ ч; — — — прекращение выведения продуктов деления в момент останова реактора (первый случай); - - - продолжение выведения продуктов деления после останова реактора (второй случай)