

имеется возможность варьирования этой величины, особенно, если используемые ускорители обладают высоким верхним пределом энергии. На рис. 2 представлены имеющиеся расчетные и экспериментальные данные о зависимости выхода нейтронов из свинцовой мишени от  $E_0$ . Расчет работы [5] в пределах допустимой погрешности совпадает с экспериментальными результатами. Результаты расчета [6] значительно ниже по отношению к другим данным. Можно предположить, что это расхождение является следствием неполного учета процессов, приводящих к образованию нейтронов. Особенно это важно при энергии, превышающей порог фоторождения пионов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крамер-Агеев Е. А., Трошин В. С., Тихонов Е. Г. Активационные методы спектрометрии нейтронов. М., Атомиздат, 1976.
2. Burgart C. e.a. «Nucl. Sci. Engng.», 1970, v. 42, p. 421.
3. Alsmiller R., Moran M. «Nucl. Instrum. Methods», 1967, v. 48, p. 109.
4. Barber W., George W. «Phys. Rev.», 1959, v. 116, p. 1551.
5. Swanson W. SLAC-PUB-2042, 1977.
6. Levinger J. «Nucleonics», 1950, v. 6, N 5.

Поступило в Редакцию 26.06.78

УДК 621.039.55

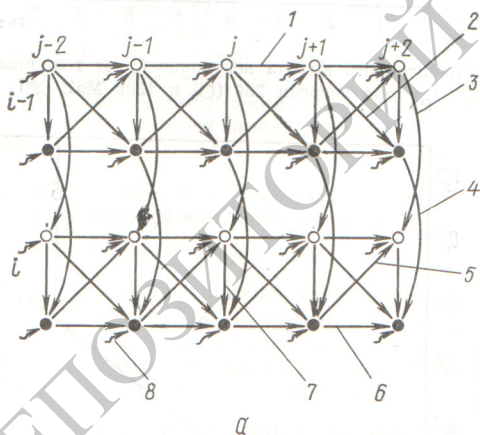
## Математическая модель для расчета концентраций продуктов деления и энерговыделения в циркулирующем ядерном топливе

МЕДВЕДОВСКИЙ Л. И., СТАРИЗНЫЙ Е. С., ЧЕРКАШИН В. А., РУДОЙ В. А., СТЕПАНОВА К. И.

При решении ряда задач, связанных с разработкой и применением урановых радиационных контуров (УРК), необходимо проводить расчеты концентраций продуктов деления (ПД), пространственного распределения энерговыделения  $\gamma$ - и  $\beta$ -излучений и их спектрального состава в циркулирующем ядерном топливе (ЯТ). Методы и результаты расчетов указанных характеристик для ядерных реакторов с нециркулирующим ЯТ опубликованы в ряде работ [1—3]. В расчетных работах, как правило, не учитываются изомерные переходы, непосредственное образование нуклидов, расположенных в цепочках и выгорание активных нуклидов. Нами составлена математическая модель накопления ПД в циркулирующем ЯТ и получена методика расчета радиационных характеристик УРК (распределения

мощностей  $\gamma$ - и  $\beta$ -излучений и их спектрального состава в тракте УРК). Эта математическая модель может быть использована и при расчете радиационных характеристик ПД в импульсных ЯР, где выгорание ПД особенно велико, и для ЯР с неподвижным ЯТ.

Рассмотрим все возможные превращения ядер ПД. Ядро (в том числе изомер) может образоваться в результате непосредственного выхода при делении, захвата нейтрона изотопом с меньшей массой, распада своего изомера (если само ядро не изомер), а также распада изобара и изомера изобара с меньшими зарядами ядра. Образовавшееся ядро может захватить нейтрон, перейти в основное состояние (если само ядро изомер), в следующий по цепочке изобар, и в изомер следующего по цепочке изобара. Все эти процессы отражены в предлагаемой системе дифференциальных уравнений:



$$\begin{cases} dA_{ij}/dt = y_{ij}\Sigma_f\Phi - \lambda_{ij}A_{ij} - \sigma_{ij}\Phi A_{ij} + \alpha_{ij-1}\lambda_{i-1,j-1}A_{i-1,j-1} + \\ + \alpha'_{i,j-1}\lambda_{i,j-1}A'_{i,j-1} + \beta_{ij}\lambda'_{i,j}A'_{i,j} + \sigma_{i-1,j}A_{i-1,j}; \\ dA'_{ij}/dt = y'_{ij}\Sigma_f\Phi - \lambda'_{ij}A'_{ij} - \sigma'_{ij}\Phi A'_{ij} + (1 - \alpha'_{i,j-1} - \\ - \beta_{i,j-1})\lambda_{i,j-1}A_{i,j-1} + (1 - \alpha_{i,j-1})\lambda_{i-1,j}A_{i-1,j} + \\ + \sigma'_{i-1,j}\Phi A'_{i-1,j}, \end{cases} \quad (1)$$

где  $A_{ij}$  — концентрация  $j$ -ядра в  $i$ -й цепи;  $y_{ij}$  — вероятность выхода при делении;  $\Sigma_f$  — макросечение деления ядерного топлива;  $\Phi$  — плотность потока тепловых нейтронов;  $\lambda_{ij}$  — постоянная распада;  $\sigma_{ij}$  — микросечение захвата нейтронов;  $\alpha$  и  $\beta$  — вероятностные коэффициенты

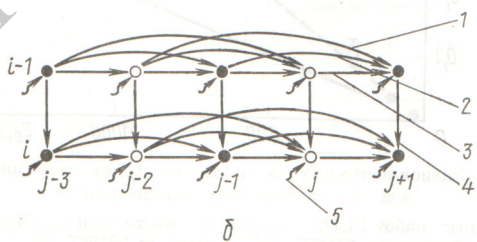


Рис. 1. Вид исходной (а) и линеаризованной цепочек (б)

(○ — изомер; ● — основное состояние):

- а: 1 —  $(1 - \alpha'_{i,j-1} - \beta'_{i,j-1})\lambda'_{i,j-1}A'_{i,j-1}$ ;
- 2 —  $\alpha'_{i,j-1}\lambda'_{i,j-1}A'_{i,j-1} + 1A_{i-1,j-1}$ ; 3 —  $\sigma'_{i-1,j} + 2\Phi A_{i-1,j-1}$ ;
- 4 —  $\sigma_{i-1,j} + \Phi A_{i-1,j-1}$ ; 5 —  $(1 - \alpha_{i,j-1})\lambda_{i-1,j}A_{i-1,j}$ ;
- 6 —  $\alpha_{i,j-1}\lambda_{i-1,j}A_{i-1,j}$ ; 7 —  $\beta_{i,j-1}\lambda_{i,j-1}A_{i,j-1}$ ;
- 8 —  $y_{i,j-1}\Sigma_f\Phi$ ; б: 1 —  $\lambda_{i,j-1}A_{i,j-1}$ ;
- 2 —  $\lambda_{i-1,j}A_{i-1,j}$ ; 3 —  $\lambda_{i-1,j}A_{i-1,j}$ ;
- 4 —  $\sigma_{i-1,j} + \Phi A_{i-1,j-1}$ ; 5 —  $y_{i,j-1}\Sigma_f\Phi$



(рис. 1, а); величины со знаком штрих соответствуют изомерам.

Для удобства решения, расположим изомеры с основными состояниями в одной цепи, пронумеровав их так, что ядро с большим номером не может перейти в ядро с номером меньшим; переходы осуществляются между ядрами с номерами, различие которых не превышает трех. Тогда концентрация  $A_{ij}$  изотопа ( $i, j$ ) в смеси опишется одним уравнением (см. рис. 1, б):

$$dA_{ij}/dt = Y_{ij} - \Lambda_{ij}A_{ij} + \rho_{i-1j} + A_{i-1j} + \lambda_{3ij-3}A_{ij-3} + \lambda_{2ij-2}A_{ij-2} + \lambda_{1ij-1}A_{ij-1};$$

$$A_{ij}(0) = B_{ij}, \quad (2)$$

где

$$Y_{ij} = y_{ij}\Sigma_f\Phi; \quad \rho_{ij} = \sigma_{ij}\Phi; \quad \Lambda_{ij} = \lambda_{ij} + \rho_{ij};$$

$$\lambda_{kij-k} = \lambda_{ij-k}\alpha_{ij-k}; \quad \sum_{k=1}^3 \alpha_{ij+k} = 1.$$

Здесь  $\alpha_{ij+k}$  — вероятность перехода ядра ( $i, j$ ) в ядро ( $i, j+k$ ).

Так как ЯТ в УРК пребывает в нейтронном поле периодически, то для каждого элементарного объема

$$\Phi(t) = \begin{cases} \Phi_0 & \text{при } 0 \leq t < t_p; \\ 0 & \text{при } t_p \leq t < t_p + t_y; \end{cases} \quad (3)$$

$${}^{n+1}A_{ij}(0) = {}^nA_{ij}(t_p + t_y),$$

где  $t_p$  — время пребывания ЯТ в активной зоне реактора;  $t_y$  — время пребывания ЯТ вне активной зоны;  ${}^nA_{ij}(t)$  — концентрация изотопа ( $i, j$ ) в  $n$ -м цикле работы УРК. Система уравнений (2) при условиях (3) имеет решение вида

$${}^nA_{ij}(t) = \begin{cases} A_{ij}^0 + \sum_{k=1}^i \sum_{l=1}^j nA_{ij}^{kl} \exp(-\Lambda_{kl}t) & \text{при } 0 \leq t < t_p; \\ \sum_{l=1}^j nC_{ij}^l \exp(-\lambda_{il}t) & \text{при } t_p \leq t < t_p + t_y, \end{cases} \quad (4)$$

$$\text{где } A_{ij}^0 = (Y_{ij} + \rho_{i-1j}A_{i-1j}^0 + \lambda_{3ij-3}A_{ij-3}^0 + \lambda_{2ij-2}A_{ij-2}^0 + \lambda_{1ij-1}A_{ij-1}^0) / \Lambda_{ij};$$

$$nA_{ij}^{kl} = nB_{ij} - A_{ij}^0 - \sum_{k=1}^{i-1} \sum_{l=1}^j nA_{ij}^{kl} - \sum_{l=1}^{j-1} nA_{ij}^{kl};$$

$$(k, l) \neq (i, j): nA_{ij}^{kl} = (\rho_{i-1j}nA_{i-1j}^{kl} + \lambda_{3ij-3}nA_{ij-3}^{kl} + \lambda_{2ij-2}nA_{ij-2}^{kl} + \lambda_{1ij-1}nA_{ij-1}^{kl}) / (\Lambda_{ij} - \Lambda_{kl});$$

$$nC_{ij}^0 = A_{ij}^0 + \sum_{k=1}^i \sum_{l=1}^j nA_{ij}^{kl} \exp(-\Lambda_{kl}t_p); \quad (5)$$

$$nC_{ij}^j = nC_{ij}^0 - \sum_{l=1}^{j-1} nC_{ij}^l;$$

$$(l < j): nC_{ij}^l = (\lambda_{3ij-3}nC_{ij-3}^l + \lambda_{2ij-2}nC_{ij-2}^l + \lambda_{1ij-1}nC_{ij-1}^l) / (\lambda_{ij} - \lambda_{kl});$$

$${}^{n+1}B_{ij} = \sum_{l=1}^j nC_{ij}^l \exp(-\lambda_{il}t_y).$$

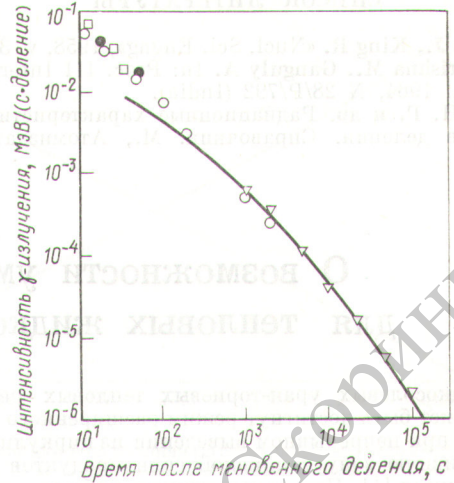


Рис. 2. Сравнение расчета по предложенной методике с экспериментальными данными: □ — данные работы [2]; ○ — данные [4]; ▽ — данные [5]; ● — данные [6]; — — настоящая работа

Удельная мощность  $\gamma$ -и  $\beta$ -излучения ПД, располагающихся в  $r$  цепочках длиной  $s$  каждая, в момент времени  $t$  составит в  $n$ -м цикле:

$${}^nW(t) = \sum_{i=1}^r \sum_{j=1}^s {}^nA_{ij}(t) \lambda_{ij} E_{ij} = \begin{cases} P + \sum_{k=1}^r \sum_{l=1}^s nU_{kl} \times \\ \times \exp(-\Lambda_{kl}t) & \text{(в активной зоне);} \\ \sum_{k=1}^r \sum_{l=1}^s nV_{kl} \times \\ \times \exp(-\lambda_{kl}t) & \text{(вне ее).} \end{cases}$$

Здесь

$$P = \sum_{i=1}^r \sum_{j=1}^s A_{ij}^0 \lambda_{ij} E_{ij};$$

$$nU_{kl} = \sum_{i=k}^r \sum_{j=l}^s nA_{ij}^{kl} \lambda_{ij} E_{ij};$$

$$nV_{kl} = \sum_{j=l}^s nC_{kj}^l \lambda_{kj} E_{kj},$$

где  $E_{ij}$  — энергия  $\gamma$  ( $\beta$ )-излучения изотопа ( $i, j$ ).

Надежность результатов расчета по предложенным формулам в значительной степени зависит от полноты и точности исходных данных. Отсутствие исчерпывающих данных по короткоживущим продуктам деления значительно снижает точность расчетов при малых периодах (минуты) циркуляции.

Используя предложенную методику, на ЭВМ была рассчитана зависимость мощности  $\gamma$ -излучения продуктов мгновенного деления от времени выдержки. Полученные результаты хорошо согласуются с известными экспериментальными данными [2, 4—6] при временах выдержки более  $\sim 1000$  с (рис. 2).



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Perkins J., King R. «Nucl. Sci. Engng», 1958, v. 3, p. 726.
2. Ramakrishna M., Ganguly A. In: Proc. III Intern. Conf. Geneva, 1964, N 28/P/792 (India).
3. Гусев Н. Г. и др. Радиационные характеристики продуктов деления. Справочник. М., Атомиздат, 1974.

4. Майенштейн Ф. В кн.: Труды II Женевск. конф. Докл. иностр. ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, с. 297.
5. Bunnej L., Sam D. «Nucl. Sci. Engng», 1970, v. 39, p. 81.
6. Fisher P., Engle L. «Phys. Rev.», 1964, v. 134, p. B796.

Поступило в Редакцию 17.07.78  
В окончательной редакции 25.01.79

УДК 621.039.542.4

## О возможности уменьшения времени удвоения для тепловых жидкосольевых реакторов-размножителей

БЛИНКИН В. Л.

В жидкосольевых уран-ториевых тепловых реакторах (ЖСР) может быть достигнут режим расширенного воспроизводства при непрерывном выведении из циркулирующей через активную зону топливной соли продуктов деления и протактиния [1]. При таком режиме работы в реакторе MSBR-1000 достигается  $KB = 1,064$ , удельная загрузка делящимися материалами  $G_{уд} = 1,5$  кг/МВт (эл.) и  $T_2 \approx 20$  лет [2]. Увеличение энергонапряженности и размеров реактора позволит несколько увеличить коэффициент воспроизводства (до 1,08 — 1,085) и снизить  $G_{уд}$  до 0,8 — 0,9 кг/МВт (эл.), что позволит обеспечить  $T_2 \leq 10 \div 12$  лет [2—3]. Однако такое увеличение эффективности ЖСР связано с увеличением температуры топливной соли и лимитируется жаростойкостью конструкционных материалов. Можно улучшить баланс нейтронов в реакторе путем организации непрерывного выведения из топливной соли продуктов превращения  $^{233}\text{U}$ . В балансе нейтронов MSBR  $\sim 4\%$  всех нейтронов поглощается ядрами  $^{234}\text{U}$ , а вся цепочка превращений нуклидов под действием нейтронов от  $^{234}\text{U}$  до  $^{242}\text{Pu}$  имеет в спектре MSBR эффективное число вторичных нейтронов  $\eta = 0,877$  [4]. Если из топливной композиции MSBR исключить  $^{234}\text{U}$  и все последующие нуклиды, то его коэффициент воспроизводства увеличится до 1,086;  $G_{уд}$  снизится до 1,26 кг/МВт (эл.), а  $T_2$  уменьшится до 13,4 года.

Непрерывное выведение  $^{234}\text{U}$  из топливной соли ЖСР может быть осуществлено в специальной установке, разделяющей  $^{233}\text{U}$  и  $^{234}\text{U}$ . В эту установку будет поступать смесь изотопов урана в виде  $\text{UF}_6$ , выведенных из топливной соли методом фторирования. Такое выведение предусмотрено и в проекте системы переработки топлива MSBR перед поступлением топливной соли в систему экстракторов. Уран, выведенный из топливной соли в виде  $\text{UF}_6$ , возвращается в контур, предварительно восстанавливаясь в гидрофтораторе до  $\text{UF}_4$ .

Конечно, система разделения изотопов приведет к увеличению стоимости ЖСР. Однако улучшение баланса нейтронов и, как следствие этого, увеличение производства избыточного  $^{233}\text{U}$  может компенсировать стоимость работы разделения. Полные затраты топливного цикла определяются выражением

$$C_T(x) = C_{T0} - \Delta C_T + F(x), \quad (1)$$

где  $C_{T0}$  — затраты топливного цикла MSBR, складывающиеся из стоимостей компонентов топливной композиции, непрерывной переработки топлива и периодической замены графитового замедлителя;  $\Delta C_T$  — стоимость избыточного количества  $^{233}\text{U}$ , нарабатываемого в MSBR (без выведения  $^{234}\text{U}$ ):

$$F(x) \equiv \frac{\Delta C(x)}{C_U \Delta G_0} = \frac{\Delta G(x)}{\Delta G_0} - 1 - \varepsilon \frac{D_p}{\Delta G_0}, \quad (2)$$

где  $\Delta G(x)$  — количество избыточного  $^{233}\text{U}$ , нарабатываемого в ЖСР в единицу времени при равновесной концентрации  $x$   $^{234}\text{U}$  в смеси  $^{233}\text{U}$  и  $^{234}\text{U}$  в составе топливной соли;  $\Delta G_0 \equiv \Delta G(x_0)$ ,  $x_0 = 0,258$  — равновесная концентрация

$^{234}\text{U}$  в MSBR при отсутствии в топливном цикле разделения изотопов;  $\varepsilon = C_{e.p.p}/C_U$ ,  $C_{e.p.p}$  — стоимость единицы работы разделения;  $C_U$  — стоимость единицы массы  $^{233}\text{U}$ ;  $\Delta C(x)$  — изменение стоимости избыточно производимого  $^{233}\text{U}$  при выведении  $^{234}\text{U}$ ;  $D_p = D_p(x, x_p, x_w)$  — раздельная мощность каскада, зависящая от потоков в раздельном каскаде и концентраций  $x$ ,  $x_p$ ,  $x_w$   $^{234}\text{U}$  в потоках питания, выведения и возвращения в контур топливной соли соответственно [5].

Величина  $\Delta G(x) = \Delta G(x, x_p)$  зависит как от равновесной концентрации  $x$   $^{234}\text{U}$ , так и от потерь  $^{233}\text{U}$ , выводимого из системы в составе обогащенного по  $^{234}\text{U}$  потока с концентрацией  $1 - x_p$  по  $^{233}\text{U}$ . Функция  $F$  зависит от трех независимых переменных, в качестве которых удобно выбрать  $x$ ,  $x_p$  и  $x_w$ . Эти переменные однозначно определяют значения суммарных потоков в раздельном каскаде и долю  $\gamma$  потока изотопов урана, отбираемую в байпасный контур системы разделения изотопов. Кроме того, функция  $F(x, x_p, x_w)$  зависит (как от параметра) от  $\varepsilon$ . Из выражений (1) и (2) следует, что минимальные затраты топливного цикла достигаются при максимальном значении  $F(x, x_p, x_w)$ , определяемом условиями:

$$\partial F / \partial x_w = 0; \quad \partial F / \partial x_p = 0; \quad \partial F / \partial x = 0. \quad (3)$$

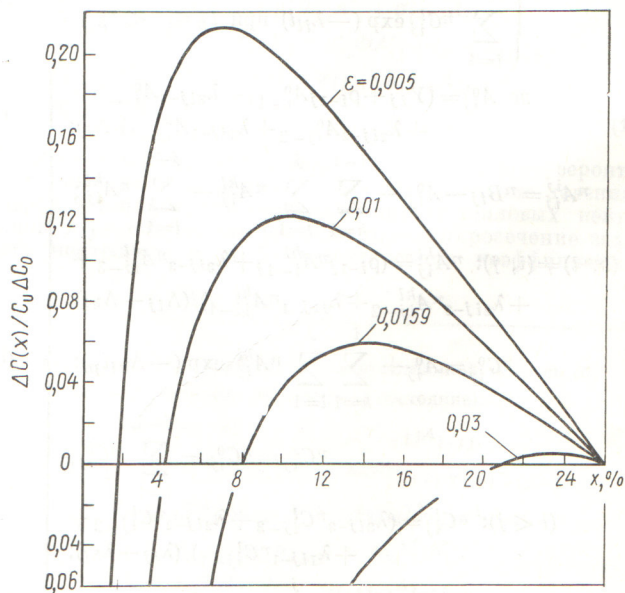


Рис. 1. Зависимость относительного изменения стоимости избыточного  $^{233}\text{U}$  от равновесной концентрации  $^{234}\text{U}$  в топливной соли ЖСР