

## Об отравлении $^{135}\text{Xe}$ активной зоны реактора на тепловых нейтронах с циркулирующим топливом

Представлен вывод простых аналитических выражений для оценки величины отравления  $^{135}\text{Xe}$  в квазистационарном состоянии реактора с циркулирующим в первом контуре топливом. Показано, что величина отравления  $^{135}\text{Xe}$  в таком реакторе зависит от соотношения времени пребывания топлива в активной зоне и вне ее ( $\Delta t_1/\Delta t_2$ ), и уже при соотношении  $\Delta t_1/\Delta t_2 = 0,1$  эффект отравления ксеноном может быть уменьшен в 6 раз по сравнению с реактором, где топливо неподвижно, что существенно повышает эффективность топливоиспользования.

Ключевые слова: ядерный реактор, отравление ксеноном, циркулирующее топливо, эффективность топливоиспользования, аналитическая оценка.

В. А. Халимончук, Ю. М. Овдієнко, О. В. Кучин

### Про отруєння $^{135}\text{Xe}$ активної зони реактора на теплових нейтронах з циркулюючим паливом

Наведено вивід простих аналітичних виразів для оцінки величини отруєння  $^{135}\text{Xe}$  у квазістаціонарному стані реактора з циркулюючим у першому контурі паливом. Показано, що величина отруєння  $^{135}\text{Xe}$  у такому реакторі залежить від співвідношення часу перебування палива в активній зоні й поза нею ( $\Delta t_1/\Delta t_2$ ), і вже при співвідношенні  $\Delta t_1/\Delta t_2 = 0,1$  ефект отруєння ксеноном може бути зменшений у 6 разів порівняно з реактором, де паливо є нерухомим, що суттєво підвищує ефективність паливовикористання.

Ключові слова: ядерний реактор, отруєння ксеноном, циркулююче паливо, ефективність паливовикористання, аналітична оцінка.

Процесс отравления активной зоны реактора ядрами  $^{135}\text{Xe}$  описывается известными уравнениями кинетики [1,2]:

$$\frac{dI}{dt} = \gamma_i \Sigma_f \Phi - \lambda_i I, \quad (1)$$

$$\frac{dX}{dt} = \lambda_i I - \sigma_x X \Phi - \lambda_x X. \quad (2)$$

Если топливо не перемещается в активной зоне, то стационарные концентрации изотопов  $^{135}\text{I}$  и  $^{135}\text{Xe}$ , исходя из записанных выше уравнений, определяются следующим образом:

$$I_{\text{стац}} = \frac{\gamma_i \Sigma_f \Phi}{\lambda_i},$$

$$X_{\text{стац}} = \frac{\lambda_i I_{\text{стац}}}{\lambda_x + \sigma_x \Phi} = \frac{\gamma_i \Sigma_f \Phi}{\lambda_x + \sigma_x \Phi}, \quad (3)$$

и потеря реактивности из-за отравления ксеноном  $\sigma_x X_{\text{стац}} / \Sigma_a$  в реакторах на тепловых нейтронах достигает 3 %, что существенно снижает среднюю глубину выгорания выгружаемого топлива.

В формулах (1)–(3) и далее:  $\Phi$  — плотность потока тепловых нейтронов;  $I$  и  $X$  — концентрации в  $1 \text{ см}^3$  ядер изотопов  $^{135}\text{I}$  и  $^{135}\text{Xe}$ , соответственно;  $i$  и  $x$  — индексы констант и характеристик изотопов  $^{135}\text{I}$  и  $^{135}\text{Xe}$ ;  $f$  (fission) — индекс, характеризующий процесс деления;  $a$  (absorption) — индекс, характеризующий процесс поглощения;  $\lambda$  — постоянная распада рассматриваемого изотопа;  $\gamma$  — относительный выход рассматриваемого изотопа на один акт деления;  $\sigma$  — микроскопическое сечение поглощения нейтронов;  $\Sigma$  — макроскопическое сечение взаимодействия с нейтроном.

С учетом выражений (3) решения нестационарных уравнений (1) и (2) имеют следующий вид [3, 4]:

$$I(t) = I_0 e^{-\lambda_i t} + I_{\text{стац}} \cdot \left(1 - e^{-\lambda_i t}\right) \quad (4)$$

и

$$X(t) = X_0 e^{-(\lambda_x + \sigma_x \Phi)t} + X_{\text{стац}} \cdot \left(1 - e^{-(\lambda_x + \sigma_x \Phi)t}\right) + \left(\lambda_i I_0 - \gamma_i \Sigma_f \Phi\right) \cdot \frac{e^{-\lambda_i t} - e^{-(\lambda_x + \sigma_x \Phi)t}}{\lambda_x - \lambda_i + \sigma_x \Phi}. \quad (5)$$

Есть ли возможность в тепловом реакторе с довольно высокой плотностью потока тепловых нейтронов, т. е. порядка  $1 \cdot 10^{13} \text{ н/см}^2 \cdot \text{с}$ ), уменьшить потерю реактивности из-за отравления  $^{135}\text{Xe}$  без существенного ужесточения спектра нейтронов?

Рассмотрим случай, когда теплоносителем служит ядерное топливо, перемещающееся в первом контуре (например, солевой реактор). При этом в интервале времени от 0 до  $t_1$  ( $\Delta t_1$ ) горючее находится в активной зоне, а в интервале времени от  $t_1$  до  $t_2$  ( $\Delta t_2$ ) — вне активной зоны (рис. 1).

Пусть в начальный момент времени концентрация йода в топливе равна нулю. В момент времени  $t = t_1$  на выходе

из активной зоны топливо будет содержать некоторое количество йода ( $I_1$ ). В интервале же времени  $[t_1, t_2]$ , когда топливо пребывает вне активной зоны, концентрация  $I_1$  уменьшится за счет радиоактивного распада до значения  $I_2$ . Второй цикл прохождения топлива через активную зону начнется уже с того, что входная концентрация йода в активную зону не равна нулю, а равна значению  $I_2$  после завершения первого цикла транспортировки топлива в первом контуре. В конце концов, когда реактор имеет постоянную мощность, концентрация  $I_2$  достигнет установившегося значения. Это состояние, когда  $I_2 = I_0 = \text{const}$ , назовем квазистационарным состоянием по йоду для реактора с движущимся ядерным топливом, а соответствующую концентрацию йода на входе в активную зону обозначим как  $I_0^*$ . Определим  $I_0^*$ .

Если на входе в активную зону концентрация йода  $I_0$ , то, согласно (4),

$$I_1 = I(t_1) = I_0 e^{-\lambda_i t_1} + I_{\text{стац}} \cdot (1 - e^{-\lambda_i t_1}), \quad (6)$$

а в момент времени  $t_2$

$$\begin{aligned} I_2 = I(t_2) &= I_1 e^{-\lambda_i(t_2-t_1)} = \left[ I_0 e^{-\lambda_i t_1} + I_{\text{стац}} \cdot (1 - e^{-\lambda_i t_1}) \right] \cdot e^{-\lambda_i(t_2-t_1)} = \\ &= I_0 e^{-\lambda_i t_2} + I_{\text{стац}} \cdot (e^{-\lambda_i(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_i t_2}). \end{aligned} \quad (7)$$

В квазистационарном состоянии  $I_2 = I_0 = I_0^*$ , т. е.

$$I_0^* = I_0 = I_2 = I_0 e^{-\lambda_i t_2} + I_{\text{стац}} \cdot (e^{-\lambda_i(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_i t_2}),$$

откуда

$$I_0^* = I_{\text{стац}} \cdot \frac{e^{-\lambda_i(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_i t_2}}{1 - e^{-\lambda_i t_2}}. \quad (8)$$

Упростим выражение (8), воспользовавшись соотношением

$$e^{\pm \lambda_i t} = 1 \pm \lambda_i t, \quad (9)$$

которое действительно при малых значениях показателя, что имеет место в данном случае вплоть до значений  $t \leq 10^3$  с, так как  $\lambda_i \approx 2,9 \cdot 10^{-5}$  1/с. Результат упрощения (8) выглядит так:

$$I_0^* = I_{\text{стац}} \cdot \frac{t_1}{t_2} = I_{\text{стац}} \cdot \frac{\Delta t_1}{\Delta t_1 + \Delta t_2} = \frac{\gamma_i \Sigma_f \Phi}{\lambda_i} \cdot \frac{\Delta t_1}{\Delta t_1 + \Delta t_2}. \quad (10)$$

Таким образом, квазистационарная концентрация  $^{135}\text{I}$  (10) в момент времени  $t = 0$  может быть в  $\frac{\Delta t_1 + \Delta t_2}{\Delta t_1}$  раз меньшей, чем стационарная концентрация  $^{135}\text{I}$  в реакторе с неподвижным топливом. С учетом (6), (9) и (10) квазистационарная (установившаяся) концентрация йода на выходе из активной зоны (в момент времени  $t_1$ )

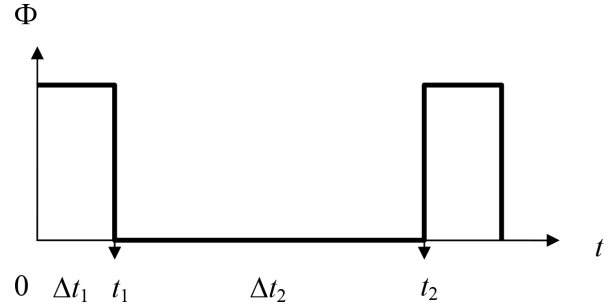


Рис. 1. Изменение плотности потока тепловых нейтронов в одном цикле перемещения топлива

$$I_1^* = I_{\text{стац}} \cdot \frac{t_1}{t_2} \cdot [1 + \lambda_i \cdot (t_2 - t_1)] = I_{\text{стац}} \cdot \frac{\Delta t_1}{\Delta t_1 + \Delta t_2} \cdot (1 + \lambda_i \cdot \Delta t_2). \quad (11)$$

Средняя же концентрация йода в активной зоне в установившемся (квазистационарном) режиме

$$\bar{I}_{\text{а.з}}^* = \frac{\int_0^{t_1} I(t) dt}{t_1}. \quad (12)$$

Используя для интервала времени  $[0, t_1]$  выражение для описания изменения концентрации в установившемся режиме в виде

$$I(t) = I_0^* \cdot e^{-\lambda_i t} + I_{\text{стац}} \cdot (1 - e^{-\lambda_i t}), \quad (13)$$

которое с учетом (9) будет выглядеть так:

$$I(t) = I_0^* \cdot (1 - \lambda_i t) + I_{\text{стац}} \cdot \lambda_i t, \quad (14)$$

среднюю концентрацию йода в активной зоне (12) в квазистационарном режиме с движущимся топливом окончательно выразим следующим образом:

$$\begin{aligned} \bar{I}_{\text{а.з}}^* &= \frac{\int_0^{t_1} I(t) dt}{t_1} = I_0^* \cdot \left[ 1 + \frac{\lambda_i (t_2 - t_1)}{2} \right] = \\ &= I_{\text{стац}} \cdot \frac{\Delta t_1}{\Delta t_1 + \Delta t_2} \cdot \left( 1 + \frac{\lambda_i \cdot \Delta t_2}{2} \right) = \\ &= \frac{\gamma_i \Sigma_f \Phi}{\lambda_i} \cdot \frac{\Delta t_1}{\Delta t_1 + \Delta t_2} \cdot \left( 1 + \frac{\lambda_i \cdot \Delta t_2}{2} \right). \end{aligned} \quad (15)$$

Определим установившуюся концентрацию  $^{135}\text{Xe}$  на входе в активную зону так, как это было сделано для  $^{135}\text{I}$ . Для этого, используя решение уравнения (2) в виде (5), с учетом (3) определим концентрацию  $^{135}\text{Xe}$  на выходе из активной зоны в момент времени  $t_1$  как

$$\begin{aligned} X_1 &= X_0 e^{-(\lambda_x + \sigma_x \Phi) \Delta t_1} + X_{\text{стац}} \cdot \left( 1 - e^{-(\lambda_x + \sigma_x \Phi) \Delta t_1} \right) + \\ &+ (I_0 - I_{\text{стац}}) \cdot \lambda_i \cdot \frac{e^{-\lambda_i \Delta t_1} - e^{-(\lambda_x + \sigma_x \Phi) \Delta t_1}}{\lambda_x - \lambda_i + \sigma_x \Phi}, \end{aligned} \quad (16)$$

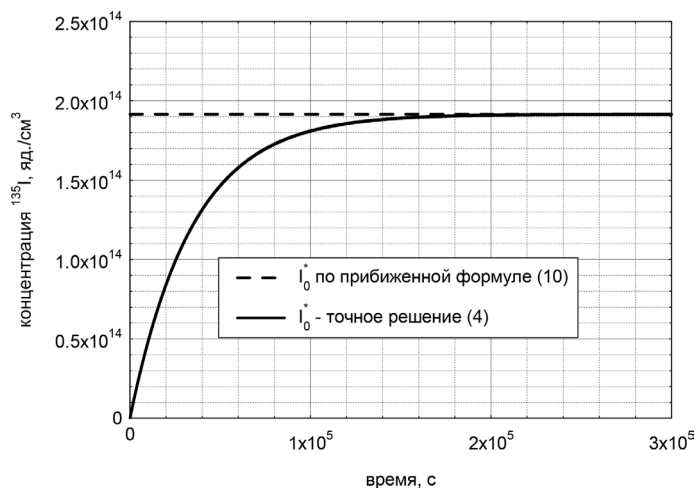


Рис. 2. Выход концентрации  $^{135}\text{I}$  в квазистационарное состояние при циркуляции топлива с соотношением времени пребывания в активной зоне и вне ее  $\Delta t_1/\Delta t_2 = 0,1$

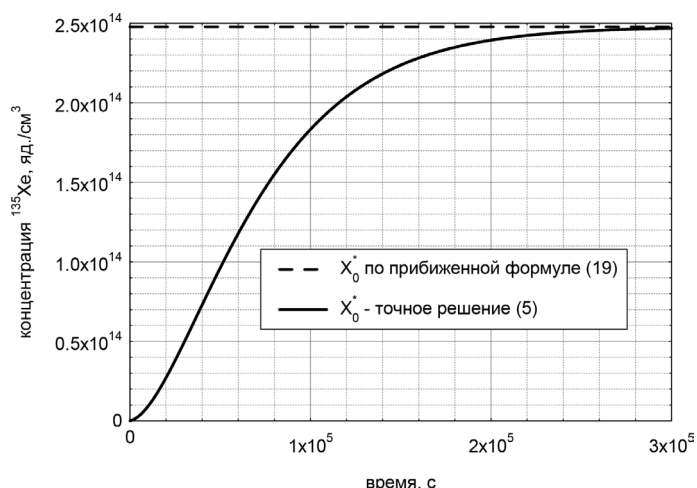


Рис. 3. Выход концентрации  $^{135}\text{Xe}$  в квазистационарное состояние при циркуляции топлива с соотношением времени пребывания в активной зоне и вне ее  $\Delta t_1/\Delta t_2 = 0,1$

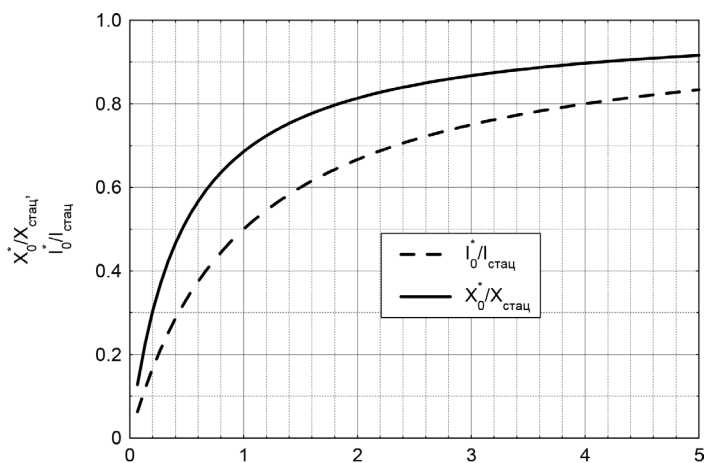


Рис. 4. Отношение квазистационарных концентраций  $^{135}\text{Xe}$  и  $^{135}\text{I}$  на входе в реактор с циркулирующим топливом при разных значениях  $\Delta t_1/\Delta t_2$  к стационарным концентрациям  $^{135}\text{Xe}$  и  $^{135}\text{I}$  в реакторе с неподвижным топливом

а на входе в активную зону в момент времени  $t_1$  —

$$X_2 = X_1 e^{-\lambda_x \cdot \Delta t_2} + I_1 \cdot \lambda_i \cdot \frac{e^{-\lambda_i \cdot \Delta t_2} - e^{-\lambda_x \cdot \Delta t_2}}{\lambda_x - \lambda_i}. \quad (17)$$

В (17) учтено, что в интервале времени  $[t_1, t_2]$  плотность потока тепловых нейтронов равна нулю.

Тогда в установившемся квазистационарном состоянии значение  $X_0^*$  может быть определено из равенства  $X_0 = X_2$  с использованием выражений (16) и (17), в которых в качестве  $I_0$  и  $I_1$  следует использовать выражения (10) и (11).

Если, как и ранее, использовать (9), которое справедливо при значениях  $t \leq 10^3$  с, то, опустив простые математические преобразования, получим

$$X_0^* = \left[ 1 - \frac{\Delta t_2 \cdot \frac{1}{1 - \lambda_i \cdot \Delta t_2}}{\Delta t_1 \cdot \frac{1}{1 - \lambda_i \cdot \Delta t_2}} \cdot \left( 1 - \frac{1}{1 - \lambda_x \cdot \Delta t_2} \right) \right] \times X_{\text{стац}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\lambda_x \cdot \Delta t_2}{(1 - \lambda_x \Delta t_2) \cdot (\lambda_x + \sigma_x \cdot \Phi) \cdot \Delta t_1}}. \quad (18)$$

Далее, если в выражении (18) положить  $1 - \lambda_x \cdot \Delta t_2 \approx 1$  и  $1 - \lambda_i \cdot \Delta t_2 \approx 1$ , что оправданно до  $\Delta t_2 = 10^3$  с, то (18) можно упростить до вида

$$X_0^* = X_{\text{стац}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\lambda_x \cdot \Delta t_2}{(\lambda_x + \sigma_x \cdot \Phi) \cdot \Delta t_1}}. \quad (19)$$

Используя (19) и (16), концентрацию ядер  $^{135}\text{Xe}$  в момент времени  $t_1$ , т. е. на выходе из активной зоны, можно получить в виде

$$X_1^* = X_0^* + X_{\text{стац}} \cdot (\lambda_x + \sigma_x \cdot \Phi) \cdot \Delta t_1 \cdot \left( 1 - \frac{\Delta t_2}{\Delta t_1 + \Delta t_2} \right), \quad (20)$$

если приближенно принять  $1 - (\lambda_x + \sigma_x \cdot \Phi) \cdot \Delta t_1 \approx 1$ , что при  $\Phi = 10^{13}$ ,  $\sigma_x = 2,5 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup> и  $\lambda_x = 2,12 \cdot 10^{-5}$  с<sup>-1</sup> оправданно для  $\Delta t_1$  до 100 с.

Тогда отношение  $X_1^*/X_0^*$  можно выразить следующим образом:

$$\frac{X_1^*}{X_0^*} = 1 + [\lambda_x (\Delta t_1 + \Delta t_2) + \sigma_x \Phi \Delta t_1] \cdot \left[ 1 - \frac{\Delta t_2}{\Delta t_1 + \Delta t_2} \right] \approx 1 + \lambda_x \Delta t_1,$$

если  $\Delta t_1/\Delta t_2 < 10^1$  и величиной  $\sigma_x \Phi \Delta t_1$  можно пренебречь по сравнению с  $\lambda_x (\Delta t_1 + \Delta t_2)$ .

На рис. 2 и 3 сравниваются результаты оценки квазистационарных значений концентраций  $^{135}\text{I}$  и  $^{135}\text{Xe}$  на входе в активную зону, полученные с использованием точных уравнений кинетики йода (4) и ксенона (5), с соответствующими значениями на основе приближенных соотношений (10) и (19). Эти данные подтверждают правильность полученных приближенных выражений для оценки квазистационарных концентраций  $^{135}\text{I}$  и  $^{135}\text{Xe}$  на входе в активную зону реактора с циркулирующим теплоносителем. Кривые на рис. 2 и 3 получены при использовании следующих исходных данных:  $\lambda_i = 2,895 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ ,  $\lambda_x = 2,12 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ ,  $\gamma_i = 0,061$ ,  $\sigma_x = 2,5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ ,  $\Sigma_f = 0,1 \text{ см}^{-1}$  и  $\Phi = 10^{13} \text{ н}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ .

### Выводы

На основе решения уравнений кинетики накопления продуктов отравления, используя ряд допущений, получено простое аналитическое выражение для оценки величины отравления  $^{135}\text{Xe}$  в квазистационарном состоянии реактора с циркулирующим в первом контуре топливом в зависимости от соотношения времени пребывания топлива в активной зоне и за ее пределами ( $\Delta t_1/\Delta t_2$ ). Как

следует из полученного выражения и данных, приведенных на рис. 4, при соотношениях  $\Delta t_1/\Delta t_2 < 1$  наблюдается резкая тенденция уменьшения эффекта отравления ксеноном. Так, при  $\Delta t_1/\Delta t_2 = 0,1$  эффект отравления ксеноном может быть уменьшен более, чем в 6 раз по сравнению с реактором, где топливо неподвижно, что существенно повышает эффективность топливоиспользования.

### Список использованной литературы

1. Галанин А. Д. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах / А. Д. Галанин. — М.: Атомиздат, 1957. — 359 с.
2. Глестон С. Основы теории ядерных реакторов / С. Глестон, М. Эдлунд. — М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1954. — 458 с.
3. Халимончук В. А. Динамика ядерного реактора с распределенными параметрами в исследованиях переходных режимов эксплуатации ВВЭР и РБМК / В. А. Халимончук. — К.: Основа, 2008. — 226 с.
4. Методика и результаты расчета нестационарных полей энерговыделения в реакторах РБМК / В. А. Халимончук, А. В. Кучин, А. В. Краюшкин, Ю. И. Лавренов. — К.: Ин-т ядерных исследований, 1985. — 38 с. — (Препринт КИЯИ-85-19).

Получено 13.03.2013.