



Выгорание природного урана в гомогенном реакторе

Вацлав Бартошек

(Институт ядерных исследований, Прага)

Одно из существенных преимуществ гомогенных реакторов по сравнению с гетерогенными заключается в отсутствии проблемы устойчивости тепловыделяющих элементов. Поэтому допустимая степень выгорания урана, а следовательно, и экономические показатели гомогенного реактора могут быть существенно повышены.

В статье приводится величина выгорания урана в зависимости от начальных параметров системы и определяется условие для вероятности захвата нейтрона в U^{238} при замедлении, при котором достигается максимальное выгорание в реакторе с обновлением урана.

Введение

Гомогенный реактор на природном уране и тяжелой воде, использующий в качестве обогащающего горючего плутоний, воспроизведенный в самом реакторе, работает основную часть всей кампании в так называемом стационарном режиме, при котором в реакторе устанавливается постоянное количество делящихся изотопов (U^{235} , Pu^{239} , Pu^{241}) [1]. Экономические показатели такого реактора существенным образом зависят от выгорания вводимого природного урана, которое удастся достичь при этом режиме. Так как в гомогенном реакторе оно определяется главным образом реактивностью системы, постараемся с этой точки зрения определить условия, позволяющие достичь максимального выгорания.

Уравнения баланса нейтронов

Для описания изменения концентраций изотопов во время работы реактора в качестве независимой переменной выберем облучение s , связь которого со средним потоком нейтронов Φ и продолжительностью работы реактора t выражается соотношением

$$s = 10^{-21} \int_0^t \Phi(t') dt',$$

так что облучение $s = 1$ соответствует облучению в течение одного года потоком $\Phi = 3,17 \cdot 10^{13}$ нейтр. $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Кроме того, введем следующие обозначения: N_n — число ядер n -го изотопа в 1 см^3 ; N_n^0 — число ядер n -го изотопа в 1 см^3 при пуске реактора; $q_n = N_n/N_n^0$; $q_n^0 = N_n^0/N_n^0$; $\beta = N_M/N_n^0$; $v^0 = N_n^0/N_n^0$; σ_n — сечение поглощения n -го изотопа; I_n — резонансный интеграл поглощения n -го изотопа; Φ_n — вероятность избежать резонансного поглощения в n -ом изотопе; v_i — число быстрых нейтронов, возникающих при делении i -го изотопа; $v_i' = v_i \frac{\sigma_i^f}{\sigma_i}$;

D — коэффициент диффузии; B^2 — лапласиан системы; ξ — логарифмическая потеря энергии нейтрона на одно столкновение; τ — возраст нейтронов. Значения индексов следующие: s — радиационный захват; f — деление; s — рассеяние; st — зашлаковывание и отравление; M — замедлитель. Индексы 5, 6, 8, 9, 0, 1, 2 соответствуют изотопам U^{235} , U^{236} , U^{238} , Pu^{239} , Pu^{240} , Pu^{241} , Pu^{242} .

Баланс горючего в реакторе с обновлением урана можно выразить уравнениями

$$\frac{dq_5}{ds} = q_5' = -q_5 \left(\sigma_5 + \frac{1}{S} \right) + \frac{q_5^d}{S}; \quad (1a)$$

$$q_6' = q_5 \sigma_5^c - q_6 \left(\sigma_6 + \frac{1}{S} \right); \quad (16)$$

$$Q'_8 = -Q_8 \left(\sigma_8 + \frac{1}{S} \right) - (1 - \varphi_8) e^{-B^2 \tau} f + \frac{Q_8^d}{S}; \quad (1в)$$

$$Q'_9 = Q_8 \sigma_2 + (1 - \varphi_8) e^{-B^2 \tau} f - Q_9 \sigma_9; \quad (1г)$$

$$Q'_0 = Q_9 \sigma_9^c - Q_0 \left(\sigma_0 + \frac{I_0}{\xi \sigma_M^s} \frac{\varphi_8 e^{-B^2 \tau}}{\beta} f \right); \quad (1д)$$

$$Q'_1 = Q_0 \left(\sigma_0 + \frac{I_0}{\xi \sigma_M^s} \frac{\varphi_8 e^{-B^2 \tau}}{\beta} f \right) - Q_1 \sigma_1; \quad (1е)$$

$$Q'_2 = Q_1 \sigma_1^c - Q_2 \left(\sigma_2 + \frac{I_2}{\xi \sigma_M^s} \frac{\varphi_8 e^{-B^2 \tau}}{\beta} f \right), \quad (1ж)$$

где относительное число быстрых нейтронов обозначено

$$f = v'_3 Q_3 \sigma_3 + v'_9 Q_9 \sigma_9 + v'_1 Q_1 \sigma_1, \quad (2)$$

а члены с величиной S выражают влияние обновления урана: Q_8^d/S определяет относительное число ядер U^{235} , введенных в систему в течение единичного облучения, Q_5/S — относительное число ядер U^{235} , извлеченных из системы при таком же облучении. Аналогичное значение имеют члены с S в уравнениях (1б) и (1в). В уравнениях (1а) — (1ж) не учитывается влияние нептуния, которое считается незначительным, и резонансное поглощение в Pu^{240} выражается упрощенно.

Система дифференциальных уравнений (1а) — (1ж) является нелинейной и решается в общем случае численно. В стационарном состоянии (индекс ∞) для изотопов U^{235} — Pu^{241} $Q'_n = 0$ и $f = f^\infty = \text{const}$. При помощи обозначений

$$\gamma_8 = \sigma_8 + \frac{(1 - \varphi_8) e^{-B^2 \tau}}{Q_8} f \quad (3а)$$

и

$$\gamma_k = \sigma_k + \frac{I_k}{\xi \sigma_M^s} \frac{\varphi_8 e^{-B^2 \tau}}{\beta} f \quad (k \text{ равно } 0 \text{ и } 2) \quad (3б)$$

можно решение системы в стационарном состоянии написать следующим образом:

$$Q_5^\infty = \frac{Q_5^d}{1 + \sigma_5 S}; \quad (4а)$$

$$Q_6^\infty = \frac{\sigma_6^c S}{1 + \sigma_6 S} Q_5^\infty; \quad (4б)$$

$$Q_8^\infty = \frac{\sigma_8^d}{1 + \gamma_8^\infty S}; \quad (4в)$$

$$Q_9^\infty = \frac{\gamma_8^\infty Q_8^\infty}{\sigma_9}; \quad (4г)$$

$$Q_0^\infty = \frac{\gamma_8^\infty Q_8^\infty}{\gamma_0^\infty} \frac{\sigma_9^c}{\sigma_9}; \quad (4д)$$

$$Q_1^\infty = \frac{\gamma_8^\infty Q_8^\infty}{\sigma_1} \frac{\sigma_9^c}{\sigma_9}; \quad (4е)$$

Из численного решения уравнений (1а) — (1ж) вытекает, что вследствие относительно малого значения σ_2 концентрация Pu^{242} приходит к равновесию очень медленно, поэтому еще в начале стационарного состояния концентрацию можно считать незначительной. Отсюда следует, что поведение $Q_2(s)$ можно удовлетворительно вычислить путем решения системы (1а) — (1ж) с постоянными коэффициентами γ_8^∞ , γ_0^∞ и γ_2^∞ . Из такого решения вытекает, что концентрация Pu^{242} при облучении $s \simeq 50$ принимает равновесное значение

$$Q_2^\infty = \frac{\gamma_8^\infty Q_8^\infty}{\gamma_2^\infty} \frac{\sigma_9^c}{\sigma_9} \frac{\sigma_1^c}{\sigma_1}, \quad (5а)$$

а в промежутке $s = 10 \div 50$

$$Q_2(s) \simeq Q_2^\infty 0,02s. \quad (5б)$$

Из уравнений (4а) — (4е) и (5) следует, что равновесные значения концентраций ядер изотопов плутония зависят от воспроизводства Pu^{239} из U^{238} , которое можно выразить соотношением

$$Q_8^\infty \gamma_8^\infty = Q_8^\infty \sigma_8 + (1 - \varphi_8) e^{-B^2 \tau} v'_3 Q_5^\infty \sigma_5 + \\ + Q_8^\infty \gamma_8^\infty (1 - \varphi_8) e^{-B^2 \tau} \left(v'_9 + v'_1 \frac{\sigma_9^c}{\sigma_9} \right);$$

следовательно, коэффициент воспроизводства Pu^{239} в стационарном состоянии

$$R_9^\infty \equiv \frac{Q_8^\infty \gamma_8^\infty}{Q_5^\infty \sigma_5} = \frac{\vartheta^\infty \frac{\sigma_8}{\sigma_5} + (1 - \varphi_8) e^{-B^2 \tau} v'_3}{1 - (1 - \varphi_8) e^{-B^2 \tau} v'_{Pu}}, \quad (6)$$

где мы обозначили

$$v_{Pu} = v'_9 + \frac{\sigma_9^c}{\sigma_9} v'_1; \quad \vartheta^\infty = \frac{Q_8^\infty}{Q_5^\infty}. \quad (7)$$

Запас нейтронов

Чтобы иметь возможность использовать решения уравнений баланса горючего, выразим уравнение критичности

$$\frac{e^{-B^2\tau}\Phi_8\Phi_0\Phi_2f}{(1+L^2B^2)\left(\sum_i q_i\sigma_i + \sum_j q_j\sigma_j + \sum_l q_l\sigma_l\right)} = 1 + \Delta k, \quad (8)$$

в котором поглощение тепловых нейтронов мы разделили на поглощение в делящихся изотопах (индекс i), поглощение в изотопах, превращающихся в делящиеся ($j=8,0$), и на вредное поглощение (индекс l), следующим образом:

$$\begin{aligned} \Delta k \left(\sum_n q_n\sigma_n + \frac{DB^2}{N_0^0} \right) &= e^{-B^2\tau}f - \\ &- \sum_i q_i\sigma_i - q_8\sigma_8 - (1-\Phi_8)e^{-B^2\tau}f - \\ &- q_0\sigma_0 - (1-\Phi_0)\Phi_8\Phi_2e^{-B^2\tau}f - q_2\sigma_2 - \\ &- (1-\Phi_2)\Phi_8e^{-B^2\tau}f - q_6\sigma_6 - \beta\sigma_M - \frac{DB^2}{N_0^0}. \end{aligned}$$

Запас нейтронов δ определим как избыток числа тепловых нейтронов (нужных для поддержания цепной реакции), отнесенный к одному нейтрону, поглощенному в делящихся изотопах. В том же приближении, как и в уравнениях (1а)–(1ж), т. е. при

$$(1-\Phi_0) \simeq q_1 \frac{I_0}{\beta\xi\sigma_M^s}; \quad (1-\Phi_2) \simeq q_2 \frac{I_2}{\beta\xi\sigma_M^s},$$

пренебрегая величинами второго порядка малости $[(1-\Phi_0)(1-\Phi_2) \simeq 0]$, получим для запаса нейтронов выражение

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{\Delta k \left(\sum_n q_n\sigma_n + \frac{DB^2}{N_0^0} \right)}{\sum_i q_i\sigma_i} = \\ &= \frac{e^{-B^2\tau}f}{\sum_i q_i\sigma_i} - 1 - \frac{\sum_j q_j\gamma_j}{\sum_i q_i\sigma_i} - \\ &- \frac{q_2\gamma_2 + q_6\sigma_6 + \beta\sigma_M + \frac{DB^2}{N_0^0}}{\sum_i q_i\sigma_i}. \quad (9) \end{aligned}$$

Запас нейтронов служит мерой реактивности системы, реактор является критическим при

$\delta = 0$ и имеет положительную реактивность при $\delta > 0$.

Первый член в правой части уравнения (9) (обозначим его η) определяет отнесенное к одному уничтоженному ядру делящихся изотопов число надтепловых нейтронов, которые останутся в системе. Выражение

$$R = \frac{\sum_j q_j\gamma_j}{\sum_i q_i\sigma_i} = \frac{q_8\gamma_8 + q_0\gamma_0}{\sum_i q_i\sigma_i} \quad (10)$$

является коэффициентом воспроизводства делящихся изотопов в системе (т. е. определяет число возникающих делящихся ядер, приходящихся на одно уничтоженное делящееся ядро). Следующий член в правой части (обозначим его Z) определяет относительный вредный захват нейтронов в неделящихся изотопах плутония и урана, относительные потери в замедлителе и утечку тепловых нейтронов.

Для начального состояния гомогенной системы с ураном (индекс 0) получим

$$\eta^0 = e^{-B^2\tau}v'_5; \quad (11a)$$

$$R^0 \equiv \frac{\eta^0\gamma_8^0}{\sigma_5} = \eta^0 \frac{\sigma_8}{\sigma_5} + (1-\Phi_8)e^{-B^2\tau}v'_5; \quad (11b)$$

$$Z^0 \equiv \frac{\beta\sigma_M + \frac{DB^2}{N_0^0}}{\sigma_5} = (1+L_M^2B^2)\eta^0 \frac{\sigma_8}{\sigma_5} \frac{N_M}{N_8} \frac{\sigma_M}{\sigma_8}$$

(предполагая, что $D = D_M$).

Запас нейтронов в стационарном состоянии

Полученные решения уравнений баланса горючего позволяют выразить запас нейтронов в стационарном состоянии. Относительное число надтепловых нейтронов, остающихся в системе,

$$\eta^\infty = v'_5 e^{-B^2\tau} + \frac{a_{Pu}R_9^\infty}{1+a_{Pu}R_9^\infty} e^{-B^2\tau} (v'_{Pu} - v'_5), \quad (12)$$

где

$$a_{Pu} = 1 - \frac{\sigma_a^c}{\sigma_j}; \quad v'_{Pu} = \frac{v_{Pu}}{a_{Pu}}$$

и R_9^∞ — коэффициент воспроизводства Pu^{239} , определенный соотношением (6).

Коэффициент воспроизводства (10)

$$R^{\infty} = \frac{a_{Pu} R_9^{\infty}}{1 + a_{Pu} R_9^{\infty}}. \quad (13)$$

Из выражений (12) и (13) вытекает, что разность между количеством быстрых нейтронов, которые образуются при поглощении одного нейтрона в делящихся изотопах плутония, и количеством быстрых нейтронов, образующихся при поглощении в U^{235} , отражается на запасе нейтронов с весом, равным коэффициенту воспроизводства в системе.

Потери тепловых нейтронов происходят в равновесной системе прежде всего путем захвата в неделящихся изотопах урана и плутония, т. е. в U^{236} и Pu^{242} . Потери в U^{236}

$$Z_6 = \frac{\sigma_6 S}{1 + \sigma_6 S} \frac{\sigma_5^c}{\sigma_5} \frac{1}{1 + a_{Pu} R_9^{\infty}}; \quad (14)$$

потери в Pu^{242} в промежутке $s = 10 \div 50$ зависят от s :

$$Z_2 = \frac{R_9^{\infty}}{1 + a_{Pu} R_9^{\infty}} \frac{\sigma_9^c}{\sigma_9} \frac{\sigma_1^c}{\sigma_1} 0,02s, \quad (15)$$

а при $s = 50$ принимают равновесное, т. е. максимальное, значение. Потери вследствие захвата в замедлителе и утечки

$$Z^{\infty} = \frac{\beta \sigma_M + \frac{DB^2}{N_0^s}}{\varrho_5^{\infty} \sigma_5 (1 + a_{Pu} R_9^{\infty})}. \quad (16)$$

В стационарном режиме происходят также потери вследствие захвата нейтронов в шлаках. Если относительный захват в шлаках, возникающих при делении U^{235} , Pu^{239} и Pu^{241} , обозначить $\sum_k \varrho_k \sigma_k$, то потери в шлаках

$$Z_{st} = \frac{\sum_k \varrho_k \sigma_k}{\varrho_5^{\infty} \sigma_5 (1 + a_{Pu} R_9^{\infty})}. \quad (17a)$$

Для одиночных шлаков, составляющих подавляющее большинство, при очистке справедливо уравнение

$$\frac{d\varrho_k}{ds} = \omega_{5k} \varrho_5 \sigma_5^f + \omega_{9k} \varrho_9 \sigma_9^f + + \omega_{1k} \varrho_1 \sigma_1^f - \varrho_k \sigma_k \left(1 + \frac{\lambda_k}{\Phi \sigma_k} + \frac{1}{S_k \sigma_k} \right),$$

где ω_{ik} — выход k -го шлака при делении i -го изотопа; λ_k — постоянная распада k -го

шлака, а S_k (аналогично случаю обновления урана) обозначает облучение, во время которого из реактора извлечется все равновесное количество k -го шлака. В стационарном состоянии потери в одиночных шлаках

$$Z_{st} = \frac{W_5 + R_9^{\infty} W_9}{1 + a_{Pu} R_9^{\infty}}, \quad (17b)$$

где

$$W_5 = \sum_k \frac{\omega_{5k} \frac{\sigma_5^f}{\sigma_5}}{1 + \frac{\lambda_k}{\Phi \sigma_k} + \frac{1}{S_k \sigma_k}} \quad (18)$$

и

$$W_9 = \sum_k \frac{\omega_{9k} \frac{\sigma_9^f}{\sigma_9} + \omega_{1k} \frac{\sigma_1^f}{\sigma_1} \frac{\sigma_9^c}{\sigma_9}}{1 + \frac{\lambda_k}{\Phi \sigma_k} + \frac{1}{S_k \sigma_k}}. \quad (19)$$

Выгорание урана

Система в начальном состоянии имеет запас нейтронов, выраженный уравнениями (9), (11a), (11b). Если обновление урана в реакторе производится таким образом, что количество ядер U^{238} в 1 см^3 остается прежним ($N_8^{\infty} = N_8^0$), то можно показать, что относительное изменение объема замедлителя будет

$$\frac{\Delta V_M}{V_M} \leq 0,1\%.$$

Это значит, что замедляющие и диффузионные характеристики системы практически не изменяются, поэтому можно написать

$$(N_M \sigma_M + DB^2)^0 = (N_M \sigma_M + DB^2)^{\infty}; \quad (20)$$

$$\left. \begin{aligned} \Phi_8^0 &= \Phi_8^{\infty} = \Phi_8; \\ (B^2 \tau)^0 &= (B^2 \tau)^{\infty}. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

В такой равновесной системе запас нейтронов определяется выражением

$$\delta^{\infty} = v_5' e^{-B^2 \tau} - 1 - R^{\infty} \left[1 + e^{-B^2 \tau} (v_5' - v_{Pu}') + + \frac{\sigma_9^c \sigma_1^c 0,02s}{\sigma_9 \sigma_1 a_{Pu}} + \frac{W_9}{a_{Pu}} \right] - - \frac{1}{1 + a_{Pu} R_9^{\infty}} \left(\frac{Z_9^0}{\varrho_5^{\infty}} + W_5 + \frac{\sigma_5^c}{\sigma_5} \frac{\sigma_6 S}{1 + \sigma_6 S} \right). \quad (22)$$

Выгорание в гомогенном реакторе с природным ураном

s	$\varphi_s=0,766$ $R_{\text{крит}}=182 \text{ см}$	$\varphi_s=0,788$ $R_{\text{крит}}=172 \text{ см}$		$\varphi_s=0,813$ $R_{\text{крит}}=166 \text{ см}$		$\varphi_s=0,827$ $R_{\text{крит}}=166 \text{ см}$		$\varphi_s=0,855$ $R_{\text{крит}}=173 \text{ см}$		$\varphi_s=0,869$ $R_{\text{крит}}=181 \text{ см}$	
		ρ_s^∞	$E, \text{ МэВ/м}$	ρ_s^∞	$E, \text{ МэВ/м}$	ρ_s^∞	$E, \text{ МэВ/м}$	ρ_s^∞	$E, \text{ МэВ/м}$	ρ_s^∞	$E, \text{ МэВ/м}$
10	0,453	0,464	8026	0,476	6660	0,468	6320	0,495	5060	0,503	4603
20	0,499	0,501	6546	0,506	5625	0,493	5520	0,517	4457	0,523	4092
30	0,548	0,540	5122	0,537	4624	0,518	4750	0,539	3808	0,543	3594
40	0,602	0,582	3740	0,570	3649	0,545	4003	0,561	3292	0,563	3107
50	0,659	0,627	2385	0,604	2696	0,572	3278	0,585	2728	0,584	2628

Если запас нейтронов в системе был вначале δ^0 , то мы можем выражение (22) преобразовать в выражение

$$\begin{aligned} \bar{\delta}^\infty &\equiv \delta^\infty (1 + a_{\text{Pu}} R_9^\infty) = \\ &= \eta^0 - 1 - \bar{W}_5 - K \frac{\psi_8 \eta^0}{1 - \psi_8 e^{-B^2 \tau} v_{\text{Pu}}} - \\ &- \frac{1}{\varrho_s^\infty} \left(\eta^0 - 1 - \delta^0 - \vartheta^0 \frac{\sigma_8}{\sigma_5} - \psi_8 \eta^0 + \right. \\ &\quad \left. + K \frac{\vartheta^0 \frac{\sigma_8}{\sigma_5}}{1 - \psi_8 e^{-B^2 \tau} v_{\text{Pu}}} \right), \end{aligned} \quad (23)$$

где мы обозначили

$$\bar{W}_5 = W_5 + \frac{\sigma_6 S}{1 + \sigma_6 S} \frac{\sigma_5^c}{\sigma_5}; \quad (24a)$$

$$K(s) = a_{\text{Pu}} (2 - e^{-B^2 \tau} v_{\text{Pu}}) + 0,02 s \frac{\sigma_6^c}{\sigma_9} \frac{\sigma_1^c}{\sigma_1} + W_9; \quad (24b)$$

$$\psi_8 = 1 - \varphi_8 \quad (24v)$$

и использовали выражения (6), (7) и (116).

Если реактор был вначале критическим ($\delta^0 = 0$) и при определенном облучении s в равновесном состоянии остается еще критическим ($\bar{\delta}^\infty = 0$), то при этих условиях удовлетворяется уравнение (23), которое, следовательно, дает нам достижимое выгорание вводимого урана ϱ_s^∞ . В расчетах мы используем то обстоятельство, что $\bar{W}_5$ вследствие малого значения σ_6 можно считать независимым от s .

Период кампании S (который определим как облучение, при котором произойдет обновление всего урана в реакторе) связан с концентрациями вводимого урана $\varrho_s^d = N_8^d / N_5^0$ и выгоревшего урана в соответствии с выражением (4a) соотношением

$$S = \frac{1}{\sigma_5} \left(\frac{\varrho_s^d}{\varrho_s^\infty} - 1 \right). \quad (25)$$

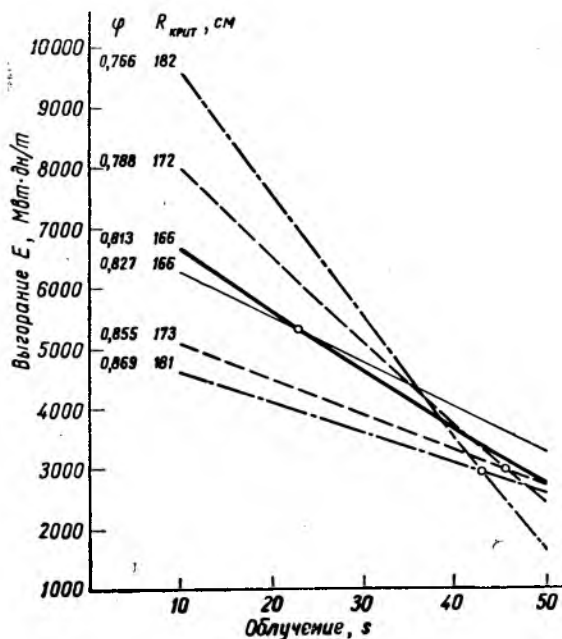
В течение кампании в равновесном состоянии з 1 т введенного природного урана

выделится энергия

$$E = \left(1 - \frac{q_s^\infty}{q_s^d}\right) \left[\frac{\sigma_s^f}{\sigma_s} + R_g^\infty \left(\frac{\sigma_g^f}{\sigma_g} + \frac{\sigma_1^f \sigma_g^c}{\sigma_1 \sigma_g} \right) \right] 6450 \text{ Мвт} \cdot \text{день}/\text{т}. \quad (26)$$

Если мы подставим в выражение (26) q_s^∞ и R_g^∞ , то получим соответствующий энергетический выход. Из этой формулы видно, что E в общем случае увеличивается с уменьшением q_s^∞ и с увеличением R_g^∞ , но значения обеих связанных друг с другом величин ограничены условием критичности, для которого по выражению (22) требуется $\bar{\delta}^\infty = 0$.

В таблице приведены некоторые значения равновесных концентраций $U^{235}(q_s^\infty)$ и соответствующие энергии на 1 т вводимого природного урана (E) в зависимости от общего облучения s с начала эксплуата-



Выгорание природного урана в гомогенном реакторе.

ции реактора для некоторых критических сборок [2]. Таблица составлена для следующих значений параметров: $\vartheta^0 = 97,8$; $q_s^d = 0,712$; $\vartheta^0 \frac{\sigma_s}{\sigma_s} = 0,4086$; $T = 500^\circ \text{K}$; $v_s' = 2,08$;

$v_{Pu} = 2,64$; $v_{Pu}' = 1,97$; $a_{Pu} = 1,34$; $\frac{\sigma_g^c \sigma_1^c}{\sigma_g \sigma_1} = 0,106$; $\frac{\sigma_g^f}{\sigma_g} + \frac{\sigma_1^f \sigma_g^c}{\sigma_1 \sigma_g} = 0,994$; $W_{Pu} = 0,0210$; $\bar{W}_s = 0,0216$; $v_g' = 1,91$; $v_1' = 2,14$. На рисунке представлено достижимое выгорание E , приходящееся на 1 т вводимого природного урана, в зависимости от s . Из рисунка видно, что при одинаковых размерах реактора для незначительного облучения можно достигнуть более высокого выгорания при большой концентрации урана, в то время как для большого s более высокое выгорание достигается при малой концентрации урана. Поэтому можно ожидать, что при данных размерах реактора для каждого облучения s существует известная оптимальная концентрация урана (оптимальное φ_s), позволяющая достигнуть минимальной q_s^∞ и, следовательно, максимального выгорания.

Оптимальный режим в равновесном состоянии

Для реактора определенных размеров условие

$$\bar{\delta}^0 \equiv \eta^0 (1 - \psi_s) -$$

$$-1 - \vartheta^0 \frac{\sigma_s}{\sigma_s} \left[1 + \frac{N_M \sigma_M}{N_s \sigma_s} (1 + L_M^2 B^2) \right] = 0$$

определяет взаимную связь между ϑ^0 и ψ_s . Требование $\bar{\delta}^\infty = 0$ (23) соответствует достижимой равновесной концентрации q_s^∞ в зависимости от значений ϑ^0 и ψ_s . Из выражения (23) видно, что q_s^∞ для $\bar{\delta}^\infty = 0$ монотонно уменьшается с увеличением ϑ^0 ; напротив, в зависимости от ψ_s она может уменьшаться и увеличиваться и для $\frac{\partial q_s^\infty}{\partial \psi_s} = 0$ приобретать локально экстремальное значение, откуда вытекает

$$(1 - \psi_s e^{-B^2 \tau v_{Pu}})^2 = K \left(q_s^\infty + \frac{v_{Pu} \sigma_s}{v_s' \sigma_s} \vartheta^0 \right), \quad (27a)$$

или

$$\psi_s = \frac{1}{e^{-B^2 \tau v_{Pu}}} \left[1 \pm \sqrt{K \left(q_s^\infty + \frac{v_{Pu} \sigma_s}{v_s' \sigma_s} \vartheta^0 \right)} \right]. \quad (27b)$$

Более подробный анализ показывает, что локальному минимуму q_s^∞ соответствует отрицательный знак в уравнении (27b) и что это значение является физически осуществимым

в отличие от значения, соответствующего положительному знаку в формуле (276).

Из уравнений (27) и (23) можно исключить q_s^∞ и вывести соотношение между ψ_8 и ϑ^0 , при котором q_s^∞ является минимальным:

$$\vartheta^0 \frac{\sigma_8}{\sigma_5} = \frac{1 - K - (\eta^0 - 1 - \bar{W}_5) \frac{v_{Pu}}{v_5'}}{\eta^0 - 1 - \frac{\eta^0 - 1 - \bar{W}_5}{K} (1 - \psi_8 e^{-B^2 \tau v_{Pu}})^2 - \psi_8^2 \eta^0 e^{-B^2 \tau v_{Pu}}} \quad (28)$$

Чтобы реактор был вначале критическим, должно быть справедливым

$$\vartheta^0 \frac{\sigma_8}{\sigma_5} = \frac{\eta^0 (1 - \psi_8)}{1 + \frac{N_M}{N_8} \frac{\sigma_M}{\sigma_8} (1 + L_M^2 B^2)} \quad (29)$$

так что уравнения (28) и (29) определяют параметры, при которых начальный реактор является критическим и в то же время его ψ_8 (оптимальная концентрация урана) такова, что при s он имеет минимальную достижимую концентрацию q_s^∞ , определяемую выражением (27). Найдя путем вычислений значения $\psi_{8 \text{ опт}}$, соответствующие разным s из интервала $s = 10 \div 50$, получим зависимость $\psi_{8 \text{ опт}}(s)$ и соответствующую ей

концентрацию урана в тяжелой воде, для которой всегда можно достичь максимального выгорания урана.

Можно ожидать, что для малых s будут малы и $\varphi_{8 \text{ опт}}$ (т. е. концентрация урана в замедлителе будет большой), а с увеличением s $\varphi_{8 \text{ опт}}$ также растет (т. е. концентрация урана уменьшается). Это значит, что оптимальный режим в равновесном состоянии происходит не при постоянной концентрации урана, а при концентрации, постепенно уменьшающейся, т. е. напоминает режим с разбавлением, предложенный в работе [1] для увеличения срока эксплуатации реактора, который в равновесном состоянии перестал быть критическим.

Необходимо снова отметить, что проведенный нами анализ оптимального режима опирается на предположение, что $\bar{W}_5$ и W_9 не зависят от выгорания и являются постоянными, т. е. очистка реактора от шлаков происходит все время одинаково интенсивно и не зависит от периода кампании, и поглощение в U^{236} мало. Однако даже в том случае, если очистка реактора от шлаков будет производиться одновременно с обновлением урана ($S_h = S$), приведенный выше анализ остается в качественном отношении справедливым.

Поступила в Редакцию 4/VI 1959 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Б я к о в, Б. Л. И о ф ф е. Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). Т. 2 — Ядерные реакторы и ядерная энергетика. М., Атомиздат, 1959, стр. 398.
2. Й. Р о ч е к. Расчеты критических размеров гомогенных реакторов. Тр. Ин-та ядерной физики, № 325. Прага, 1958.

