

ДИНАМИКА ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

© 2024 г. В. И. Копейкин^{1)*}, Д. В. Попов^{1), 2)**}, М. Д. Скорохватов^{1), 2)***}

Поступила в редакцию 16.02.2024 г.; после доработки 16.02.2024 г.; принята к публикации 29.02.2024 г.

Развитие реакторных технологий и нейтринной физики на ядерных реакторах требует постоянного уточнения и расширения знаний о реакторе как источнике антинейтрино. В настоящей работе на основании новых данных о спектре реакторных антинейтрино, обновленной информации баз ядерных данных и учета особенностей выгорания топлива проведен расчет тепловой энергии, выделяемой в активной зоне на один акт деления для стандартного топливного цикла реактора на тепловых нейтронах.

DOI: 10.31857/S0044002724010015, EDN: KEPEWS

1. ВВЕДЕНИЕ

Ядерные реакторы являются наиболее интенсивными источниками нейтрино на Земле. Эксперименты с реакторными антинейтрино ($\bar{\nu}_e$), начатые в 1953 г. [1], продолжают в настоящее время и планируются в будущем. В практике нейтринных исследований возникает необходимость точного предсказания спектральной плотности $f(E_\nu)$ [см⁻² с⁻¹ МэВ⁻¹] излучаемых реактором $\bar{\nu}_e$ в месте расположения детектора:

$$f(E_\nu) = \frac{1}{4\pi R^2} \frac{W}{E_f \times 1.6 \times 10^{-19}} \rho_f(E_\nu), \quad (1)$$

где W [МВт] — тепловая мощность реактора; R [см] — расстояние между центрами детектора и активной зоны реактора; $E_f = \sum \alpha_i E_f^i$ [МэВ дел⁻¹] — тепловая энергия и $\rho_f = \sum \alpha_i \rho_f^i$ [МэВ дел⁻¹] — спектр $\bar{\nu}_e$ реактора, приходящиеся на один акт деления и выраженные через вклады α_i составляющих энергии E_f^i и $\bar{\nu}_e$ -спектра ρ_f^i каждого делящегося изотопа ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U , ^{241}Pu ($i = 5, 9, 8, 1$) в общее число делений ($\sum \alpha_i = 1$). Суммарное число делений перечисленных изотопов составляет 99.8% общего числа делений в реакторе.

В выражении (1) величины ρ_f^i и E_f^i являются основными параметрами для аккуратного вычисления величины $f(E_\nu)$. Особую значимость знание этих характеристик приобрело в последние годы в связи с повышением точности измерений и развитием нейтринной индустрии на ядерных реакторах. Ранее мы приводили обновленные данные для кумулятивных спектров $\bar{\nu}_e$ изотопов ^{235}U

и ^{238}U , т.е. ρ_f^5 и ρ_f^8 [2], полученные по результатам измерения отношения спектров β -частиц ρ_f^5 / ρ_f^9 [3]. Работа в этом направлении продолжается. В настоящей работе мы обратимся к изучению величины E_f .

Величина E_f , а также ее составляющие E_f^i являются фундаментальными характеристиками реактора и зависят от его типа, изотопного состава топлива и состава активной зоны. Современная атомная энергетика характеризуется совершенствованием действующих реакторов на тепловых и развитием реакторов на быстрых нейтронах. Такая двухкомпонентная система атомной энергетики, включающая “тепловые” и “быстрые” реакторы, необходима для существенного улучшения технико-экономических показателей, эффективного использования природного урана, уменьшения радиоактивных отходов и повышения безопасности.

Реакторы ВВЭР (PWR) на тепловых нейтронах являются основой современной атомной энергетики. В качестве топлива используется слабообогащенный до 3–5% ^{235}U , содержание которого в природном уране составляет всего лишь 0.7%, остальное — ^{238}U . Для увеличения глубины выгорания ядерного топлива и удлинения кампании реактора (время между перегрузками топлива) со стандартной 12-месячной до 18–24 месяцев в топливо добавляют гадолиниевые присадки. Заметим, что для малых модульных реакторов (малые АЭС) и реакторов на морских судах, работающих с повышенным обогащением топлива, кампания может длиться от нескольких до 10 лет [4]. В целях расширения топливной сырьевой базы тепловых реакторов ведутся испытания (Балаковская АЭС) РЕМИКС-топлива, получаемого из неразделенной смеси урана и плутония при переработке отработанного ядерного топлива с включением обогащенного урана [5].

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

²⁾НИЯУ МИФИ, Москва, Россия.

*E-mail: Kopeykin_VI@nrcki.ru

**E-mail: Popov_DV@nrcki.ru

***E-mail: Skorokhvatov_MD@nrcki.ru

Основным достоинством реакторов на быстрых нейтронах является максимальное вовлечение в топливный цикл ^{238}U , что позволяет до 100 раз увеличить топливную базу атомной энергетики, перейти на расширенное воспроизводство ядерного топлива и осуществить замкнутый цикл его использования. На быстром реакторе БН-800 (Белоярская АЭС) сегодня проводятся успешные испытания МОКС-топлива. В его составе плутоний высокого обогащения, извлекаемый из отработанного ядерного топлива, и уран с низким содержанием неоплута ^{235}U [6].

Известен ряд работ, в которых проводилось изучение энергии деления в ядерных реакторах [7–11]. Настоящая статья посвящена дальнейшему изучению величины E_f для реакторов ВВЭР со стандартной 12-месячной кампанией. В предлагаемом исследовании использованы обновленные ядерные данные [12–14], новые результаты о кумулятивных спектрах $\bar{\nu}_e$ делящихся изотопов [2], учтены применение композитного топлива с гадолиниевым выгорающим поглотителем и утечка нейтронов из активной зоны, а также оценен вклад в величину E_f при делении ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu помимо тепловых также быстрых нейтронов. Исследована динамика $E_f(t)$ и ее компонентов. Известно, что текущая тепловая мощность W может определяться службами реактора с погрешностью около 0.5% [15, 16]. Поэтому в предсказаниях величины E_f ошибка должна быть меньше этого значения.

2. МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Выделение мощности в ядерном реакторе происходит в результате протекания цепной реакции деления ядер урана и плутония под действием нейтронов. Подавляющая часть энергии деления приходится на кинетическую энергию двух образующихся осколков ($\bar{E}_{\text{kin}} = 168$ МэВ [17]; здесь и далее приводятся оценки суммарной энергии на акт деления ^{235}U). После вылета мгновенных нейтронов деления ($\bar{E}_n^p = 5$ МэВ [17]) возбуждение первичного осколка в дальнейшем снимается путем излучения мгновенного γ -излучения ($\bar{E}_\gamma^p = 7.2$ МэВ) и, в случае перехода ядра в изомерное состояние, — путем запаздывающих γ -квантов ($\bar{E}_\gamma^d = 0.8$ МэВ) малой интенсивности [7, 18, 19], испускаемых до времен, характерных для β -распада продуктов деления (более 0.1 с) [18]. В последнем случае сброс энергии идет с задержкой через серию последовательных β -переходов ($\sim 6\beta$ /дел) с испусканием β -частиц (6.5 МэВ [20]), $\bar{\nu}_e$ (8.9 МэВ [20]) и сопутствующих γ -квантов (6.5 МэВ [20]). Помимо нейтронного, β - и γ -излучения выделение энергии также происходит посредством рентгеновского излучения, связанного с перестройкой электронных оболочек осколков, испускания конверсионных электронов и запаздывающих нейтронов.

Не участвующие в акте деления нейтроны замедляются и поглощаются в активной зоне реактора. Небольшая часть нейтронов и γ -квантов утекает за пределы активной зоны. Энергия, переданная осколками деления, нейтронами, β - и γ -квантами, превращается в тепловую энергию движения атомов, и лишь незначительная ее величина идет на образование дефектов или изменение химических связей в материале [17].

Последовательность вычисления тепловой энергии E_f , выделяемой в активной зоне реактора на один акт деления, такова. Сначала рассчитывается средняя энергия, выделяемая при одном акте деления для изотопов ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U и ^{241}Pu :

- полная энергия деления E_{tot}^i ;
- эффективная энергия деления E_{eff}^i :

$$E_{\text{eff}}^i = E_{\text{tot}}^i - E_\nu^i - \Delta E_{\beta\gamma}^i, \quad (2)$$

т.е. часть полной энергии, остающейся в реакторе после вычета энергии антинейтрино E_ν^i и энергии β - и γ -излучения нераспавшихся долгоживущих продуктов деления $\Delta E_{\beta\gamma}^i$;

- полное тепловыделение E_f^i :

$$E_f^i = E_{\text{eff}}^i + E_c^i, \quad (3)$$

включающее вклад от деления E_{eff}^i и вклад от захвата нейтронов, не участвующих в поддержании цепной реакции E_c^i . Далее проводятся вычисления тепловыделения, усредненного по составу топлива реактора:

$$E_f = \sum \alpha_i E_f^i. \quad (4)$$

3. ПОЛНАЯ E_{tot} И ЭФФЕКТИВНАЯ E_{eff} ЭНЕРГИИ ДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ УРАНА И ПЛУТОНИЯ

Вычисление полной энергии деления E_{tot} путем суммирования средних энергий отдельных процессов (см. разд. 2) приводит к неоправданно большим ошибкам, достигающим 2–3 МэВ. Ошибка получается существенно меньшей при расчете с использованием атомных масс нуклидов делящегося ядра $M(A, Z)$ и образующихся конечных стабильных продуктов деления $M(A_i, Z_i)$:

$$E_{\text{tot}} = M(A, Z) + M_n - \sum y_i M(A_i, Z_i) - \bar{\nu}_{pd} M_n, \quad (5)$$

где M_n — масса нейтрона; y_i — полный выход продукта деления (A_i, Z_i) ; $\bar{\nu}_{pd}$ — суммарный выход (мгновенных и запаздывающих) нейтронов; выходы для тяжелого и легкого осколков должны быть нормированы строго на единицу, так что их сумма $\sum y_i = 2$.

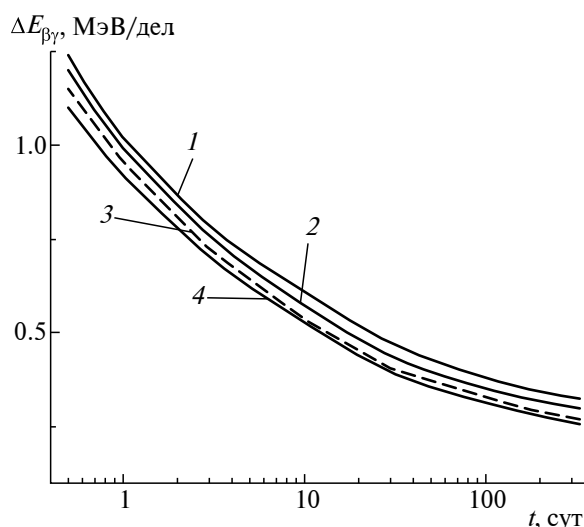


Рис. 1. Энергия β- и γ-излучения нераспавшихся продуктов деления $\Delta E_{\beta\gamma}$ в зависимости от времени t протекания цепной реакции деления стандартной годовой кампании реактора с трехгодичным топливным циклом: 1 — ^{235}U ; 2 — ^{238}U ; 3 — ^{239}Pu ; 4 — ^{241}Pu .

Такой расчет учитывает все возможные компоненты, из которых складывается величина E_{tot} . Используя условие сохранения числа нуклонов при делении, перепишем выражение (5) через избытки масс нуклидов $m(A, Z)$:

$$E_{\text{tot}} = m(A, Z) - \sum y_i m(A_i, Z_i) - (\bar{\nu}_{pd} - 1)m_n, \quad (6)$$

где $m(A, Z) = M(A, Z) - Am_0$ (m_0 — атомная единица массы); $m_n = M_n - m_0 = (8071.3181 \pm 0.0004)$ кэВ — избыток массы нейтрона [12].

В табл. 1 представлены результаты вычислений E_{tot} и отдельных слагаемых, входящих в соотношение (6). Избытки масс нуклидов взяты из работы [12], данные по выходам — из таблиц работы [13], а выходы нейтронов приведены по работе [14].

Величины E_{tot} получены без учета тройного деления, происходящего в 0.2% случаев с испусканием в основном длиннопробежной α-частицы, а также получены без учета образующихся при делении α-излучателей — продуктов деления ^{144}Nd , ^{147}Sm , ^{149}Sm . В первом случае, как показывают оценки,

изменение величины E_{tot} при учете тройного деления не превысит 0.01%, а во втором — из-за больших периодов полураспада ($T_{1/2} > 10^{11}$ лет) вклад α-излучателей в общее энерговыделение ничтожен.

Ошибка E_{tot} определяется неточностью знания величины выхода нейтронов и ошибкой вычисления избытка массы стабильных продуктов деления $\sum y_i m(A_i, Z_i)$. Последняя величина, несмотря на большое число продуктов деления, вычисляется, тем не менее, с небольшой погрешностью. Это обусловлено как высокой точностью данных по избыткам масс $m(A_i, Z_i)$ нуклидов, так и тем, что $m(A_i, Z_i)$ — почти постоянная величина в области больших выходов y_i . Поэтому возможные погрешности в y_i , а также отличия в выходах продуктов деления y_i урана и плутония мало сказываются на величине $\sum y_i m(A_i, Z_i)$ (см. табл. 1).

До сих пор речь шла об энергии, выделяющейся в единичном акте деления ядра. Вместе с тем в реакторе протекает длительная цепная реакция деления ядер. Для выявления связи этих двух процессов рассмотрим цепную реакцию, начинающуюся в момент времени $t = 0$ и идущую со скоростью 1 дел./с. Пусть функция $E_{\text{tot}}(t)$ описывает энерговыделение в секунду в момент времени t с начала цепного процесса деления. Величина $E_{\text{tot}}(t)$ включает все виды энергии от момента деления ядра до завершения β-распадов продуктов деления за исключением энергии E_c , которая выделяется от захвата нейтронов, не участвующих в поддержании цепной реакции. Введем также функцию $f_{\text{tot}}(t)$, описывающую энерговыделение в единицу времени в результате единичного акта деления в момент времени t после деления ядра. Рассматривая общую картину этих двух процессов, становится очевидна их связь:

$$E_{\text{tot}}(t) = \int_0^t f_{\text{tot}}(\tau) d\tau. \quad (7)$$

Очевидно, что $E_{\text{tot}}(\infty) = E_{\text{tot}}$ [МэВ/дел].

Перейдем теперь к вычислению эффективной энергии деления E_{eff} (2). В табл. 2 показаны величины E_{eff} изотопов урана и плутония для середины стандартной годовой кампании. В этот период

Таблица 1. Полная энергия деления изотопов урана и плутония E_{tot} , МэВ/дел

Изотоп	Вид деления	Избыток массы делящегося ядра $m(A, Z)$	Избыток массы стабильных продуктов деления $\sum y_i m_i$	Полный выход нейтронов $\bar{\nu}_{pd}$	$(\bar{\nu}_{pd} - 1)m_n$	Полная энергия деления E_{tot}
^{235}U	Тепловые нейтроны	40.9188 ± 0.0011	-173.35 ± 0.05	2.436 ± 0.002	11.59 ± 0.02	202.68 ± 0.06
^{238}U	Нейтроны спектра деления	47.3077 ± 0.0015	-173.31 ± 0.10	2.82 ± 0.02	14.69 ± 0.16	205.93 ± 0.14
^{239}Pu	Тепловые нейтроны	48.5882 ± 0.0011	-173.78 ± 0.07	2.883 ± 0.005	15.20 ± 0.04	207.17 ± 0.07
^{241}Pu	Тепловые нейтроны	52.9551 ± 0.0011	-173.65 ± 0.10	2.948 ± 0.006	15.72 ± 0.04	210.88 ± 0.11

кампании ошибки величин нераспавшихся долгоживущих продуктов деления $\Delta E_{\beta\gamma}$ невелики, так же как и их абсолютные значения, а погрешности E_{eff} определяются погрешностями энергии уходящих антинейтрино $E_{\bar{\nu}}$.

Для нахождения величин $E_{\bar{\nu}}$ делящихся изотопов проводилась шивка конверсионных частей $\bar{\nu}_e$ -спектров ^{235}U , ^{238}U [2], а также ^{239}Pu , ^{241}Pu [21] для области энергий выше 2 МэВ, полученных путем восстановления из соответствующих измеренных спектров β -частиц, с расчетными $\bar{\nu}_e$ -спектрами этих изотопов для области 0–2 МэВ из работы [22]. При этом вносились небольшие поправки, связанные с неучтенным вкладом долгоживущих продуктов деления в конверсионные $\bar{\nu}_e$ -спектры. Заметим, что на область 0–2 МэВ приходится около 40% уносимой $\bar{\nu}_e$ энергии. Вместе с тем, так как эта область формируется в основном долгоживущими продуктами деления с известными схемами распада и выходами, мы оцениваем погрешность $E_{\bar{\nu}}$ этой части спектра $\leq 3\%$.

Для расчета величин $\Delta E_{\beta\gamma}$ выразим энергию β -частиц и γ -квантов нераспавшихся продуктов деления $\Delta E_{\beta\gamma}(t)$, используя связь между энерговыделением в единичном акте деления с энерговыделением в цепной реакции деления (см. выше (7) аналогию с $E_{\text{tot}}(t)$):

$$\Delta E_{\beta\gamma}(t) = \int_t^{\infty} f_{\beta\gamma}(\tau) d\tau = E_{\beta\gamma}(\infty) - E_{\beta\gamma}(t), \quad (8)$$

где $E_{\beta\gamma}(t)$ — величина тепловыделения в секунду в момент времени t после начала цепной реакции деления, идущей со скоростью 1 дел/с; $f_{\beta\gamma}(t)$ — тепловыделение в единицу времени в результате единичного акта деления спустя время t после деления ядра.

Описанная связь дает возможность при расчете $\Delta E_{\beta\gamma}$ учесть особенности выгорания топлива в ядерных реакторах. В настоящей работе расчет $\Delta E_{\beta\gamma}$ проводился для стандартной годовой кампании реактора трехгодичного облучения топлива, где учтено остаточное тепловыделение от

предыдущих двух кампаний. Энергия нераспавшихся продуктов деления $\Delta E_{\beta\gamma}$ с течением времени быстро падает, а примерно через 0.5 года становится незначительной, и в дальнейшем спад замедляется (см. рис. 1 и табл. 2).

Для быстрых реакторов средняя энергия налетающих нейтронов, под действием которых происходит деление ядра, составляет $T_n \sim 0.3\text{--}0.4$ МэВ. Однако полная E_{tot} (5), (6) и эффективная E_{eff} (2) энергии здесь рассчитываются так же, как и для тепловых реакторов, из-за того, что при протекании цепной реакции деления такая же часть энергии T_n не переходит в тепло, а передается следующему налетающему нейтрону. Обратим далее внимание на такую отличительную особенность величин E_{tot} и E_{eff} , как устойчивость их значений по отношению к вариации энергии нейтронов T_n .

В выражении (6) для E_{tot} первый член — величина постоянная, а второй $\sum u_i m(A_i, Z_i)$ практически не зависит от энергии нейтронов. Это объясняется небольшими изменениями в выходах u_i на горбах массовых распределений при изменении T_n . Прямой расчет величин $\sum u_i m(A_i, Z_i)$ для деления ^{235}U и ^{239}Pu нейтронами спектра деления [8] показал, что их отличие от данных табл. 1 не превышает 0.1 МэВ/дел. Третий член в выражении (6) линейно зависит от выхода нейтронов $\bar{\nu}_{pd}$. Величина $\bar{\nu}_{pd}$ растет пропорционально T_n , но коэффициент пропорциональности мал и для изотопов урана и плутония лежит в пределах от ≈ 0.11 до 0.16 МэВ $^{-1}$ [18].

В соотношении для эффективной энергии E_{eff} (2) оба дополнительных члена $E_{\bar{\nu}}$ и $\Delta E_{\beta\gamma}$ слабо зависят от энергии T_n . Для широкого диапазона энергий T_n это объясняется отмеченными выше небольшими изменениями полных выходов продуктов деления u_i на горбах массовых распределений, а также неизменностью относительных независимых выходов продуктов в изобарных цепочках распада. По данным работы [23] отличия в значениях энергии $E_{\bar{\nu}}$ при делении тепловыми нейтронами и нейтронами спектра деления не превышают 0.1 МэВ/дел.

Из проведенного обсуждения следует, что связь E_{tot} и E_{eff} с T_n слабая, а ее характер и величина обусловлены изменением полного выхода нейтронов $\bar{\nu}_{pd}$ в выражении (6). Учет указанной выше энергетической зависимости $\bar{\nu}_{pd}$ от T_n и избытка массы для нейтрона (см. выражение (6)) приводит к простому соотношению $\Delta E_{\text{tot}} \approx \Delta E_{\text{eff}} \approx -\Delta T_n$. Это означает, что величины E_{tot} и E_{eff} для быстрого реактора меньше по сравнению с теми же величинами для теплового реактора всего лишь примерно на 0.2%.

Таблица 2. Эффективные энергии деления E_{eff} изотопов урана и плутония для середины стандартной стационарной годовой кампании реактора ВВЭР, МэВ/дел

Изотоп	Энергия, уносимая антинейтрино $E_{\bar{\nu}}$	Энергия нераспавшихся продуктов деления $\Delta E_{\beta\gamma}$	Эффективная энергия E_{eff}
^{235}U	8.85 ± 0.25	0.35 ± 0.02	193.5 ± 0.2
^{238}U	11.40 ± 0.50	0.33 ± 0.03	194.2 ± 0.4
^{239}Pu	7.32 ± 0.20	0.30 ± 0.02	199.6 ± 0.3
^{241}Pu	8.90 ± 0.22	0.29 ± 0.03	201.7 ± 0.3

4. ЭНЕРГИЯ, ВЫДЕЛЯЮЩАЯСЯ ПРИ ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ РЕАКТОРНЫМИ МАТЕРИАЛАМИ E_c

Из полного числа нейтронов $\bar{\nu}_{pd}$, испускаемых в расчете на акт деления ядра, только один участвует в поддержании цепной реакции, приводящей к тепловыделению $E_{\text{эф}} \sim 200$ МэВ. Роль остальных $\bar{\nu}_{pd} - 1$ нейтронов здесь заметно скромнее — при захвате тепловыделение составляет около 5% от $E_{\text{эф}}$. Однако нейтроны способны проникать на большие расстояния от точки деления ядра и после замедления их эффективно захватывают многие конструкционные материалы. Основным механизмом поглощения — это реакция (n, γ) . При этом в некоторых из них (поглощающие органы регулирования и др.) энергосодержание является существенным.

Средние величины тепловых энергий для изотопов урана и плутония, реализуемые при захвате в активной зоне нейтронов, не участвующих в поддержании цепной реакции, в расчете на один акт деления E_c^i , записываются как

$$E_c^i = (\bar{\nu}_{pd}^i - 1)E_{nc}, \quad (9)$$

где E_{nc} — среднее тепловыделение по активной зоне от захвата одного нейтрона.

Вычисление E_{nc} требует знания баланса нейтронов. В табл. 3 приведены вероятности поглощения нейтронов различными материалами в реакторе типа ВВЭР-1000 и выделяющаяся при этом тепловая энергия в расчете на один нейтрон. Расчет включает как непосредственно энергию реакции захвата, так и последующие возможные радиоактивные превращения дочернего ядра за вычетом энергии $\bar{E}_e$ и долгоживущих продуктов.

Сопоставление данных расчетов величины E_{nc} для середины стандартной кампании от первой оценки в работе [7] (6.1 ± 0.3) МэВ и последующих работ: (5.75 ± 0.25) МэВ [8], (5.8 ± 0.2) МэВ [9], (5.97 ± 0.15) МэВ [10], а также настоящей работы (5.86 ± 0.12) МэВ показывает их хорошее совпадение. Это связано с тем, что захватчиками нейтронов являются в основном топливо и его производные, а также штатные компоненты активной зоны: вода, бор и конструкционные материалы. Так, топливо и другие накопившиеся тяжелые элементы, а также продукты деления поглощают от 80 до 90% нейтронов в зависимости от момента кампании реактора.

При этом суммарная доля захватов нуклидами ^{238}U , ^{235}U и ^{239}Pu составляет примерно 60% и практически не меняется за кампанию. К тому же последние два изотопа имеют практически одинаковые энергии захвата. Доля захватов конструкционными материалами, водой, а также выделенными в табл. 3 продуктами деления ^{135}Xe и ^{149}Sm также

практически не меняется и составляет в сумме около 13%. Перечисленные реакторные материалы дают вклад в постоянную часть энергосодержания при захвате. Динамика энергосодержания E_{nc} обусловлена поглощением нейтронов в боре, прочих продуктах деления и в оставшейся части тяжелых элементов (см. табл. 3). Гадолиний вводится непосредственно в топливо в качестве выгорающей присадки, что обеспечивает более равномерное выгорание топлива и выравнивание мощности по активной зоне, а также приводит к выравниванию динамики энергосодержания E_{nc} за кампанию реактора.

Отметим, что при расчете энергии от захвата нейтронов продуктами деления нуклиды ^{135}Xe и ^{149}Sm были выделены ввиду их особой роли в реакторном цикле. Для прочих продуктов деления проведено усреднение с учетом их выходов, сечений поглощения нейтронов и времен жизни. Расчет энергии захвата продуктами деления обнаружил ее слабую зависимость от делящегося нуклида. В расчете полной энергии деления E_{tot} обычным образом считалось, что ядра ^{135}Xe испытывают радиоактивный распад. Так как ^{135}Xe убывает в реакторе главным образом за счет поглощения нейтронов, то в дальнейших вычислениях энергия от захвата нейтронов принималась равной 7.49 МэВ/нейтрон, т.е. уменьшалась по сравнению с указанной в табл. 3 на величину уже учтенной энергии β -распада ^{135}Xe .

График роста тепловыделения E_{nc} при захвате нейтронов за первые три кампании и до выхода на стационарный режим работы представлен на рис. 2. В стационарном режиме величина E_{nc} возрастает за кампанию от ≈ 5.68 до 6.04 МэВ/нейтрон. Для середины кампании $E_{nc} = 5.86$ МэВ/нейтрон.

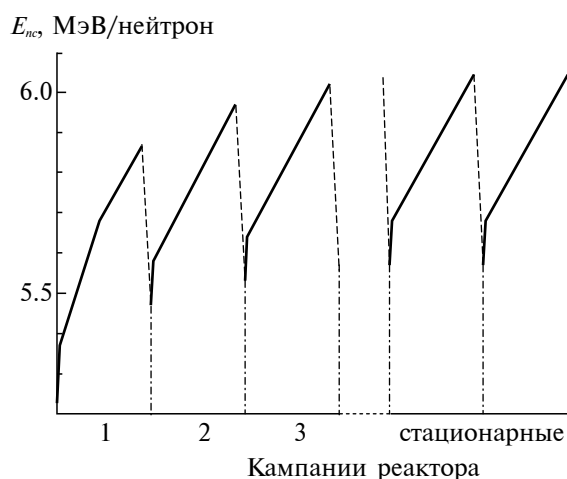


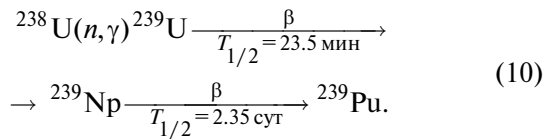
Рис. 2. Тепловыделение (непрерывные кривые) при захвате нейтронов без деления в ходе первых трех кампаний реактора ВВЭР и далее при выходе на стационарный режим работы. Пунктирные линии между кампаниями показывают перегрузки топлива в реакторе. Штрихпунктир разделяет отдельные кампании реактора.

Таблица 3. Баланс поглощения нейтронов, не участвующих в цепной реакции деления, в расчете на один нейтрон для стационарной стандартной годовой кампании реактора; указана выделяющаяся при захвате нейтрона в данном материале тепловая энергия E_{nc}^i и средняя тепловая энергия E_{nc} , выделяющаяся в активной зоне в начале (10-е сут), середине и конце кампании

Материал	E_{nc}^i , МэВ/нейтрон	Вероятность захвата нейтронов без деления, %		
		Момент кампании реактора		
		Начало (10 сут)	Середина	Конец
^{235}U	6.54	10.3	8.5	7.0
^{238}U	5.72	40.4	40.2	40.2
^{239}Pu	6.53	9.1	11.5	13.3
^{240}Pu	5.24	6.0	7.6	9.3
^{241}Pu	6.31	1.0	1.4	1.9
Прочие тяжелые элементы: ^{236}U , ^{237}Np , ^{242}Pu и др.	5.43	1.6	2.4	3.0
^{135}Xe	7.99 ¹	3.4	3.4	3.4
^{149}Sm	7.99	1.2	1.1	1.1
Прочие продукты деления	7.88	7.1	9.5	12.0
Gd	8.04	1.6	1.0	0.4
Zr	8.11	1.8	1.8	1.8
^{10}B	2.79	10.2	5.3	0
Вода	2.22	5.7	5.8	6.1
Прочие материалы: Nb, Hf и др.	7.50	0.6	0.6	0.6
Активная зона реактора	E_{nc} , МэВ/нейтрон	5.68 ± 0.12	5.86 ± 0.12	6.04 ± 0.12

¹Примечание: см. текст.

На рис. 2 показана также небольшая задержка тепловыделения в первую неделю каждой кампании, обусловленная захватом нейтронов основным поглотителем — изотопом ^{238}U (см. табл. 3) и связанная с незавершенностью процесса β -распада ^{239}Np :



Расчет проведен по аналогии с вычислением нераспавшихся продуктов деления $\Delta E_{\beta\gamma}(t)$ (см. выражение (8)). Обратим внимание в этой связи, что на каждый акт деления в активной зоне реактора приходится в среднем 0.6 случаев радиационного захвата нейтрона изотопом ^{238}U . Энерговыведение при

β -распаде (10) в целом малосущественно при работающем реакторе, однако после остановки реактора оно может составлять более 30% энерговыведения от распада продуктов деления [17].

Расчет тепловыделения E_{nc} выполнен с учетом утечки небольшой части нейтронов из активной зоны реактора. Величины тепловых энергий для изотопов урана и плутония E_c (9) представлены в табл. 4.

5. ПОЛНАЯ ТЕПЛОВАЯ ЭНЕРГИЯ E_f В ДИНАМИКЕ ЗА КАМПАНИЮ РЕАКТОРА

Величина E_f включает все виды тепловыделения в активной зоне реактора за полный цикл превращения делящегося ядра и его фрагментов, а также тепловыделение от захвата нейтронов, не участвующих в поддержании цепной реакции. Для отдельных делящихся изотопов ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U и ^{241}Pu значения E_f^i могут быть записаны в виде

$$E_f^i = E_{\text{eff}}^i + (\bar{\nu}_{pd}^i - 1)E_{nc}. \quad (11)$$

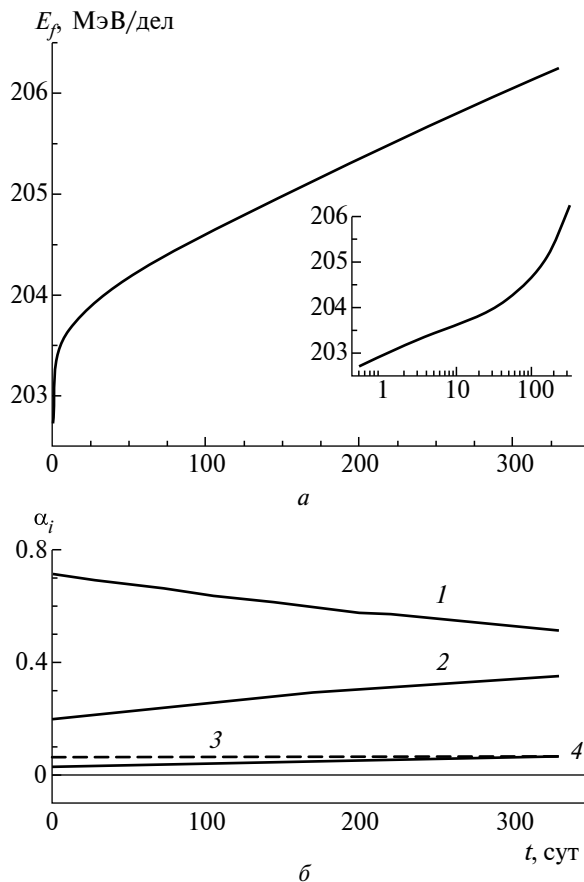
В табл. 5 представлены полные тепловые энергии E_f^i , а также усредненная по составу топлива полная тепловая энергия E_f (4) для начала, середины и конца стандартной стационарной кампании реактора типа ВВЭР (рис. 3, а). Долевые вклады по числу делений α_i изотопов топлива приведены на рис. 3, б. Для середины кампании $E_f = (205.1 \pm 0.6)$ МэВ/дел.

Таблица 4. Тепловые энергии для изотопов урана и плутония E_c , выделяемые в активной зоне реактора в середине стандартной стационарной кампании при захвате нейтронов, не участвующих в поддержании цепной реакции деления

Делящееся ядро	E_c , МэВ/дел
^{235}U	8.41 ± 0.17
^{238}U	10.67 ± 0.23
^{239}Pu	11.04 ± 0.23
^{241}Pu	11.42 ± 0.24

Таблица 5. Полные тепловые энергии делящихся изотопов E_f^i (11) и полная тепловая энергия реактора E_f (4), полученная усреднением по составу ядерного топлива стандартной стационарной годовой кампании

Изотоп	E_f^i и E_f , МэВ/дел					
	Моменты кампании реактора					
	Начало				Середина (165 сут)	Конец (330 сут)
	0.1 сут	0.5 сут	3 сут	10 сут		
^{235}U	199.9	200.6	201.1	201.4	201.9 ± 0.4	202.2 ± 0.4
^{238}U	202.9	203.5	204.0	204.3	204.9 ± 0.5	205.2 ± 0.5
^{239}Pu	208.6	209.2	209.7	210.0	210.6 ± 0.4	211.0 ± 0.4
^{241}Pu	211.2	211.8	212.3	212.5	213.1 ± 0.5	213.5 ± 0.5
Реактор	202.1	202.8	203.3	203.6	205.1 ± 0.6	206.3 ± 0.6

**Рис. 3.** Полная тепловая энергия E_f (а) и вклады отдельных делящихся изотопов α_i (1 — ^{235}U ; 2 — ^{239}Pu ; 3 — ^{238}U ; 4 — ^{241}Pu , $\sum \alpha_i = 1$) в полное число делений (б) для стандартной годовой кампании реактора ВВЭР. На вставке (а) показана кривая E_f с логарифмической шкалой времени t .

Погрешность величины E_f составляет $\approx 0.3\%$. Она включает погрешности всех слагаемых (см. табл. 1, 2, 4, 5), а также погрешности вкладов α_i , которые достигают $\approx 5\%$ (относительных). Рост величины E_f за кампанию составляет около 4 МэВ и обусловлен наработкой плутония, ростом энергии захвата нейтронов E_{nc} , а также накоплением

β - и γ -активности, особенно заметным в первую декаду каждой кампании (см. табл. 5 и рис. 1, 3).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Прогресс в нейтринных измерениях на реакторах требует лучшего понимания реактора как источника $\bar{\nu}_e$. В настоящей работе рассчитано полное тепловыделение, приходящееся на один акт деления E_f для стандартной стационарной годовой кампании реактора. Для нейтринных измерений это прямо связано с точностью предсказаний потока реакторных $\bar{\nu}_e$. В вычислениях использованы новые данные о спектрах $\bar{\nu}_e$ основных компонентов ядерного топлива ^{235}U и ^{238}U и обновленные базы ядерных данных. Прослежена динамика $E_f(t)$, ее составляющих, а также тепловых энергий делящихся изотопов E_f^i . С этой целью использована связь единичного акта деления с цепной реакцией деления ядер.

Развиваемый в настоящей работе метод может быть использован для расчета энергии E_f для других топливных циклов тепловых реакторов (18- и 24-месячных и др.) и других видов (РЕМИКС) топлива, а также расчета энергии E_f для быстрых реакторов с высокообогащенным (МОКС) топливом. Специфика расчетов проявляется здесь в необходимости использования данных о балансе поглощения нейтронов в реакторе. Кроме того, реальный цикл реактора ВВЭР может заметно отличаться от стандартного. Возможны кратковременные остановки, работа на пониженной мощности и др. Во всех таких случаях предлагаемая методика может быть использована для расчета энергии E_f и ее динамики.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-12-00219).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. Reines and C. L. Cowan, Jr., Phys. Rev. **92**, 830 (1953).
2. V. Kopeikin, M. Skorokhvatov, and O. Titov, Phys. Rev. D **104**, L071301 (2021).

3. В. И. Копейкин, Ю. Н. Панин, А. А. Сабельников, ЯФ **85**, 3 (2021).
4. В. В. Петрунин, Ю. П. Фадеев, А. Н. Пахомов, К. Б. Вешняков, В. И. Полуничев, С. В. Кабин, А. Ю. Турусов, ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, № 1, 91 (2019).
5. А. В. Лысиков, Е. Н. Михеев, А. Н. Самохвалов, Ю. Р. Ярополов, А. Е. Глушенков, О. П. Константинов, ВАНТ. Сер. Материаловедение и новые материалы **115**, 97 (2022).
6. Г. А. Кравченко, С. В. Рассамгин, С. В. Русанов, И. Ю. Косарев, Исследования наукограда **1**, 60 (2014).
7. M. F. James, J. Nucl. Energy **23**, 517 (1969).
8. В. И. Копейкин, Препринт ИАЭ-4305/2, Москва (1986).
9. А. Ф. Бадалов, В. И. Копейкин, ВАНТ. Сер. Ядерные константы, № 2, 22 (1988).
10. В. И. Копейкин, Л. А. Микаэлян, В. В. Синев, ЯФ **67**, 1916 (2004).
11. X. B. Ma, W. L. Zhong, L. Z. Wang, Y. X. Chen, and J. Cao, Phys. Rev. C **88**, 014605 (2013).
12. M. Wang, W. J. Huang, F. G. Kondev, G. Audi, and S. Naimi, Chin. Phys. C **45**, 030002 (2021).
13. D. A. Brown, M. B. Chadwick, R. Capote, A. C. Kahler, A. Trkov, M. W. Herman, A. A. Sonzogni, Y. Danon, A. D. Carlson, M. Dunn, D. L. Smith, G. M. Hale, G. Arbanas, R. Arcilla, C. R. Bates, B. Beck, et al., Nuclear Data Sheets **148**, 1 (2018).
14. A. L. Nichols, D. L. Aldama, and M. Verpelli, *Handbook of Nuclear Data for Safeguards: Database Extensions. IAEA Nuclear Data Section* (Vienna, 2008).
15. D. Adey et al. (Daya Bay Collab.), Phys. Rev. Lett. **123**, 11801 (2019).
16. В. Н. Выродов, И. Декле, Э. де Керрет, Ю. В. Козлов, Б. Лефиевр, В. П. Мартемьянов, И. Н. Мачулин, Л. А. Микаэлян, М. С. Оболенский, М. Д. Скорохатов, С. В. Сухотин, А. В. Этенко, Письма в ЖЭТФ **61**, 161 (1995).
17. Е. С. Глушков, В. Е. Демин, Н. Н. Пономарев-Степной, А. А. Хрулев, *Тепловыделение в ядерном реакторе* (Энергоатомиздат, Москва, 1985).
18. В. М. Горбачев, Ю. С. Замятнин, А. А. Лбов, *Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер* (Атомиздат, Москва, 1976).
19. *Таблицы физических величин*, Под ред. акад. И. К. Киикоина (Атомиздат, Москва, 1976).
20. В. И. Копейкин, ЯФ **75**, 165 (2012).
21. Д. В. Попов, М. Д. Скорохатов, Письма в ЭЧАЯ **20**, 5 (2023).
22. L. Perisse, A. Onilion, X. Maugeot, M. Vivier, T. Lasserre, A. Letourneau, D. Lhuillier, and G. Mention, arXiv: 2304.14992v2 [nucl-ex].
23. P. Vogel, G. K. Schenter, F. M. Mann, and R. E. Schenter, Phys. Rev. C **24**, 1543 (1981).

DYNAMICS OF ENERGY RELEASE IN A NUCLEAR REACTOR CORE

V. I. Kopeikin¹⁾, D. V. Popov^{1), 2)}, M. D. Skorokhvatov^{1), 2)}

¹⁾NRC "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

²⁾NRNU MEPhI, Moscow, Russia

The development of the reactor technology and neutrino physics with nuclear reactors requires a continuous refinement and expansion of our knowledge of the reactor as an antineutrino source. The new estimation of the thermal energy released per fission for the standard campaign of the thermal neutron reactor has been performed. The calculation takes into account the new reactor antineutrino spectrum, updated nuclear databases, and the fuel burnup details.