

В. А. Тарасов, С. А. Чернеженко, А. А. Какаев,
С. И. Косенко, О. И. Пантак

Одесский национальный политехнический университет,
г. Одесса, Украина

Высокотемпературные различия плотностей теплового источника МОХ-топлива и диоксидного топлива и обусловленные этим особенности аварии на третьем блоке АЭС «Фукусима-1»

До аварии на АЭС «Фукусима-1» перспектива расширения топливной базы АЭС ориентировалась на использование МОХ-топлива. Авария же выявила недостаточное знание температурных свойств топливных нуклидов в более широком интервале температур (более 1000 К), чем интервалы рабочих температур действующих реакторов.

Обнаружено принципиальное различие температурных зависимостей сечений реакции деления, усреднённых по тепловому спектру нейтронов, для ^{235}U и ^{239}Pu . Получены расчётные температурные зависимости плотностей тепловых источников МОХ- и UO_2 -топлива тепловых реакторов.

Ключевые слова: МОХ-топливо, оксидное топливо, плотность теплового источника, температура, пароциркониевая реакция, авария.

В. О. Тарасов, С. А. Чернеженко, А. О. Какаев, С. І. Косенко,
О. І. Пантак

Високотемпературні відмінності густини теплового джерела МОХ-палива і діоксидного палива та пов'язані з цим особливості аварії на третьому блоці АЕС «Фукусима-1»

До аварії на АЕС «Фукусима-1» перспектива розширення паливної бази АЕС орієнтувалась на використання МОХ-палива. Аварія ж виявила недостатнє знання температурних властивостей паливних нуклідів у більш широкому інтервалі температур (понад 1000 К), ніж інтервали робочих температур діючих реакторів.

Виявлено принципову відмінність температурних залежностей усереднених по тепловому спектру нейтронів перерізів реакції поділу ^{235}U і ^{239}Pu . Отримано розрахункові температурні залежності густини теплових джерел МОХ- та UO_2 -палива теплових реакторів.

Ключові слова: МОХ-паливо, оксидне паливо, густина теплового джерела, температура, пароцирконієва реакція, аварія.

© В. А. Тарасов, С. А. Чернеженко, А. А. Какаев, С. И. Косенко,
О. И. Пантак, 2015

Наиболее важными задачами стратегии дальнейшего развития ядерной энергетики являются обеспечение безопасной эксплуатации АЭС, расширение топливной базы и переработка отработанного ядерного топлива. До аварии на АЭС «Фукусима-1» перспектива расширения топливной базы АЭС связывалась, в том числе, с использованием МОХ-топлива (смешанное оксидное уран-плутониевое топливо). Однако авария на АЭС «Фукусима-1», которая привела к расплавлению активной зоны реакторов, выявила недостаточное знание температурных свойств топливных нуклидов в более широком интервале температур (более 1000 К), чем интервалы рабочих температур действующих реакторов.

Целью статьи является освещение результатов исследований температурных свойств реакторных топливных нуклидов в интервале температур более 1000 К, а также температурных зависимостей плотностей тепловых источников для МОХ-топлива (смесь диоксидов урана и плутония-239) и оксидного уранового топлива (смесь диоксидов $^{238}_{92}\text{U}$ и $^{235}_{92}\text{U}$). Такие исследования проведены для выявления возможных различий упомянутых зависимостей, позволяющих, возможно, обнаружить и объяснить ряд характерных температурных особенностей аварии на энергоблоке № 3 АЭС «Фукусима-1», где треть топливной загрузки реактора составляло МОХ-топливо.

Зависимости усредненных по тепловому нейтронному спектру сечений от температуры реакторного топлива. Так как авария на АЭС «Фукусима-1» произошла на реакторах ВВР (кипящие водяные реакторы с тепловым спектром нейтронов), здесь представлены результаты расчётов температурных зависимостей усреднённых по тепловому спектру нейтронов сечений ядерных реакций деления и радиационного захвата $^{235}_{92}\text{U}$, $^{238}_{92}\text{U}$ и $^{239}_{94}\text{Pu}$. Как известно, энергетический спектр нейтронов в тепловых реакторах отличается от максвелловского спектра из-за неравновесности, обусловленной тем, что в активной зоне все время идут процессы образования нейтронов при делениях ядер (при этом энергии нейтронов распределены по спектрам деления для делящихся нуклидов), процессы замедления нейтронов и их поглощения.

Наиболее широко для описания энергетического спектра применяется метод, основанный на модели нейтронного газа, полагающей, что термализованные нейтроны распределены по энергиям максвелловского распределения, но не при температуре делящейся среды активной зоны, а при температуре нейтронного газа. При этом влияние указанных выше процессов на смещение стандартного максвелловского спектра задается с помощью вводимой температуры нейтронного газа, которая задается полуэмпирическим выражением [1, 2]

$$T_{\text{НГ}} = T \cdot \left[1 + 1,4 \cdot \Sigma_a(kT) / (\xi \Sigma_s(1 \text{ эВ})) \right], \quad (1)$$

где T — температура делящейся среды; Σ_a — макроскопическое сечение поглощения среды (тепловое); ξ — средне-логарифмический декремент энергии при замедлении; Σ_s — макроскопическое сечение рассеяния среды; $\xi \Sigma_s(1 \text{ эВ})$ — замедляющая способность среды при 1 эВ.

Ясно, что температура делящейся среды совпадает с температурой нейтронного газа только в двух случаях: нулевого поглощения и бесконечной замедляющей способности среды. Тем не менее, это выражение достаточно удобно для получения усредненных по нейтронному спектру сечений тепловых реакторов.

Усреднение сечений по нейтронному спектру проводится согласно следующему выражению:

$$\langle \sigma(E_{гр}, T) \rangle = \frac{\int_0^{E_{гр}} E^{1/2} e^{-E/(kT_{НГ})} \sigma(E, T) dE}{\int_0^{E_{гр}} E^{1/2} e^{-E/(kT_{НГ})} dE}, \quad (2)$$

где σ — микросечение ядерной реакции; E — энергия нейтронов; $E_{гр}$ — граничная энергия тепловых нейтронов.

Результат усреднения согласно выражению (2) для микросечений захвата, деления и поглощения с типичными для экзотермических ядерных реакций зависимостями микросечений σ от скорости нейтронов v_n вида $\sigma \sim 1/v_n$ (или отличными от них) имеет общий вид (здесь представлено выражение для микросечения реакции деления)

$$\langle \sigma_f \rangle \approx \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_f^T \cdot \sqrt{\frac{300}{T_{НГ}}} \cdot g_f(T_{НГ}) \cdot F(z_{гр}), \quad (3)$$

где σ_f^T — тепловое микросечение деления при скорости нейтронов 2200 м/с; $T_{НГ}$ — температура нейтронного газа, вычисляемая согласно (1); $g_f(T_{НГ})$ — фактор Весткотта (табл. 1, 2) для реакции деления [3, 4]; $F(z_{гр})$ — поправочная функция; $z_{гр} = E_{гр}/(kT)$ — безразмерная граничная энергия для спектра Максвелла, т. е. «энергия сшивки» нейтронных спектров Максвелла и Ферми.

Для микросечений других нейтронных ядерных реакций, например радиационного захвата и поглощения, выражение (3) при усреднённых по тепловому спектру нейтронов сечений имеет аналогичный вид.

Фактор Весткотта (табл. 1, 2) описывает отличие зависимости микросечений σ от скорости нейтронов v_n от закона « $\sim 1/v_n$ » и сильно зависит от температуры среды. Фактор Весткотта равен 1, если сечение соответствующей реакции точно подчиняется закону « $\sim 1/v_n$ ».

Поправочная функция $F(z)$ получается из решения трансцендентного уравнения сшивки спектров Максвелла и Ферми: $\Phi_M(E_{гр}) = \Phi_F(E_{гр})$. Известно, что ее аргумент z зависит от граничной «энергии сшивки» и приближённо равен 5 для ВВЭР и 6 — для РБМК [2, 3]. Значения функции $F(z)$ табулированы и приводятся в справочниках. Отметим, что значения функции изменяются с температурой, что влияет на средние сечения.

С помощью выражений (1) и (3) проведены расчёты температурных зависимостей усреднённых по тепловому

спектру нейтронов сечений ядерных реакций деления и радиационного захвата для $^{235}_{92}\text{U}$ и $^{239}_{94}\text{Pu}$, а для $^{238}_{92}\text{U}$ — температурных зависимостей усреднённых по тепловому спектру нейтронов сечений радиационного захвата.

При расчётах температур нейтронного газа согласно выражению (1) температура делящейся топливной среды изменялась в интервале от 300...2100 К, микросечения поглощения нейтронов — в диапазоне тепловых энергий 0,025...0,181 эВ; микросечения рассеяния нейтронов при энергии 1 эВ для нуклидов делящейся топливной среды были взяты из базы ядерных данных ENDF/B-VII.0. Верхняя граница исследуемого интервала температур 2100 К определена значениями фактора Весткотта, ограниченными этой температурой нейтронного газа [4].

При расчётах температур нейтронного газа согласно выражению (1) применительно к тепловым реакторам с водой в качестве замедлителя замедляющая способность среды, т. е. член ξ_{Σ_s} , определяется главным образом замедляющей способностью водорода. Макроскопическое сечение поглощения среды, входящее в выражение (1) как числитель второго слагаемого, находящегося в скобках, определяется главным образом значениями сечений поглощения в тепловой области для $^{238}_{92}\text{U}$ как нуклида, обычно составляющего более 90 % состава ядерного топлива для тепловых реакторов. Поэтому при значениях $\xi \approx \xi_H = 1,0$, $\sigma_s = \sigma_s^H \approx 20,4$ барн, $\sigma_a^{238} = \sigma_c^{238} \approx 2,7$ барн, где ξ_H — среднелогарифмический декремент энергии для водорода, σ_c^{238} — микросечение реакции радиационного захвата нейтронов для $^{238}_{92}\text{U}$, вторым слагаемым в скобках выражения (1) можно практически пренебречь, и температура нейтронного газа будет практически совпадать с температурой делящейся среды. Если бы в качестве главного замедлителя рассматривались более тяжёлые, чем водород, ядра, например углерод, кислород или сам $^{238}_{92}\text{U}$, то вторым слагаемым в скобках выражения (1) уже нельзя было бы пренебречь, и температуры нейтронного газа значительно превысили бы температуру делящейся среды. Например, в расчётах для диоксидного уранового топлива или МОХ-топлива без водяного замедлителя основной замедлитель — кислород, а основной поглотитель, как и в предыдущем случае, — $^{238}_{92}\text{U}$. Тогда, так как $\xi_O = 0,12$, $\sigma_s^O \approx 3,45$ барн, $\sigma_a^{238} = \sigma_c^{238} \approx 2,7$ барн, при вычислении температуры нейтронного газа согласно выражению (1) для температур делящейся среды из интервала 300...2100 К получим интервал значений температуры нейтронного газа 1200...4600 К. В этом случае применение подхода, опирающегося на соотношения (1) и (3), невозможно из-за отсутствия табличных значений фактора Весткотта для температур нейтронного газа, больших 2100 К [4].

Таблица 1. Фактор Весткотта для реакций деления и радиационного захвата $^{239}_{94}\text{Pu}$ [4]

T, K	300	400	500	600	700	900	1100	1300	1500	1600	1800	1900	2100
g_f	1,058	1,150	1,305	1,518	1,768	2,290	2,746	3,091	3,328	3,412	3,521	3,552	3,572
g_c	1,154	1,374	1,713	2,159	2,672	3,724	4,630	5,314	5,782	5,947	6,164	6,226	6,269

Таблица 2. Фактор Весткотта для реакций деления и радиационного захвата $^{235}_{92}\text{U}$ [4]

T, K	300	400	500	700	800	900	1000	1100	1200	1300	1400	1500	1700	2100
g_f	0,976	0,954	0,938	0,920	0,914	0,910	0,907	0,903	0,900	0,893	0,891	0,887	0,887	0,885
g_c	0,978	0,964	0,960	0,970	0,978	0,987	0,993	0,998	1,000	1,001	0,999	0,996	0,986	0,958

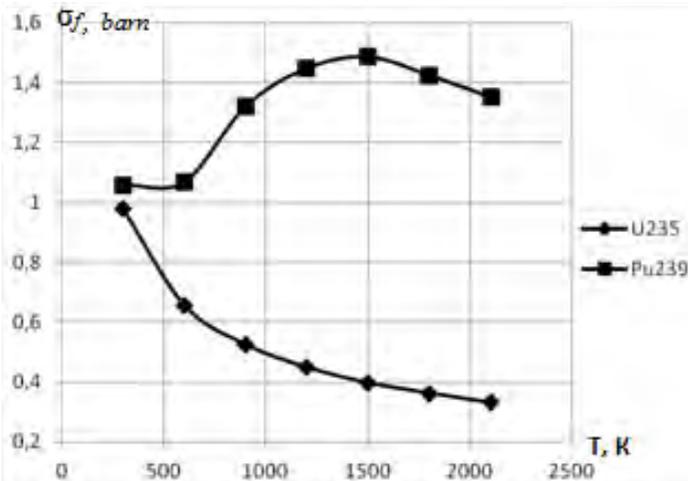


Рис. 1. Зависимость сечений деления $^{235}_{92}\text{U}$ и $^{239}_{94}\text{Pu}$, усредненных по тепловому спектру нейтронов, от температуры делящейся топливной среды

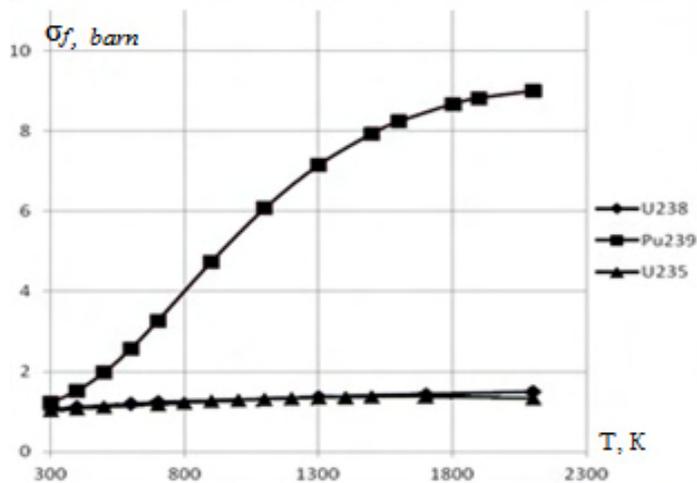


Рис. 2. Зависимость сечений радиационного захвата $^{235}_{92}\text{U}$, $^{238}_{92}\text{U}$ и $^{239}_{94}\text{Pu}$, усредненных по тепловому спектру нейтронов, от температуры делящейся топливной среды

Расчётные температурные зависимости усреднённых по тепловому спектру нейтронов сечений ядерных реакций деления и радиационного захвата для $^{235}_{92}\text{U}$ и $^{239}_{94}\text{Pu}$ представлены на рис. 1 и 2. На рис. 2 приведена также расчётная температурная зависимость усреднённых по тепловому спектру нейтронов сечений радиационного захвата для $^{238}_{92}\text{U}$.

Как видим из рис. 1, в исследованном интервале температур наблюдается принципиальное различие температурных зависимостей усреднённых по тепловому спектру нейтронов сечений ядерных реакций деления $^{235}_{92}\text{U}$ и $^{239}_{94}\text{Pu}$. Усреднённое сечение деления $^{239}_{94}\text{Pu}$ растёт с ростом температуры и достигает максимума при 1500 К, а далее с ростом температуры снижается, т. е. зависимость имеет резонансный вид. Усреднённое сечение деления $^{235}_{92}\text{U}$ плавно падает с ростом температуры. Аналогичные температурные зависимости усреднённых по тепловому спектру нейтронов сечений ядерных реакций деления $^{235}_{92}\text{U}$ и $^{239}_{94}\text{Pu}$ получены также в [5].

Представленные на рис. 2 зависимости показывают значительный рост сечения радиационного захвата $^{239}_{94}\text{Pu}$ с ростом температуры и незначительный рост сечения радиационного захвата $^{235}_{92}\text{U}$, $^{238}_{92}\text{U}$.

Зависимости усреднённых по полному нейтронному спектру сечений от температуры реакторного топлива. Как уже отмечалось, вычисление усреднённых по термализованной части спектра сечений с помощью выражения (3), в которое входят табличные значения фактора Весткотта, возможно для тепловых реакторов с водяным замедлителем и с замедлителями, состоящими из ядер с малым атомным числом, а потому обладающими высокой замедляющей способностью. Однако если основным замедлителем служат более тяжёлые ядра, например углерода и кислорода, уже возникают проблемы с вычислениями по (3) из-за отсутствия табулированных значений фактора Весткотта при температурах нейтронного газа, превышающих 2100 К.

Для вычисления зависимостей усреднённых по нейтронному спектру сечений от температуры делящейся среды разработан подход, который не опирается на использование значений фактора Весткотта. Этот подход, в отличие от представленного выше, разрабатывался не только для тепловых реакторов, и поэтому позволяет проводить вычисление усреднённых по полному нейтронному спектру (интервал энергий нейтронов от тепловых до 10 МэВ) сечений. Основные его положения опубликованы в [6–9].

В программной среде Microsoft Fortran Power Station 4.0 (MFPS 4.0) создана компьютерная программа, позволяющая рассчитывать зависимости сечения резонансных нейтронных реакций от энергии нейтронов с учётом эффекта Доплера. При расчётах в качестве входных данных использовались зависимости сечений нейтронных реакций от энергии нейтронов реакторных нуклидов из базы данных ENDF/B-VII.0 и соответствующие температуре среды 300 К. Например, на рис. 3 для $^{235}_{92}\text{U}$ представлены результаты расчёта зависимостей сечений радиационного захвата нейтрона от его энергии (в нижнем диапазоне энергий) при различных температурах делящейся среды в диапазоне от 300 до 3000 К. С помощью этой программы получены зависимости сечений реакций рассеяния, деления и радиационного захвата нейтрона основных реакторных топливных нуклидов $^{235}_{92}\text{U}$, $^{238}_{92}\text{U}$, $^{239}_{92}\text{U}$ и $^{239}_{94}\text{Pu}$ при различных температурах в диапазоне от 300 до 3000 К.

Разработана также программа, с помощью которой получены расчётные зависимости усреднённых по спектру

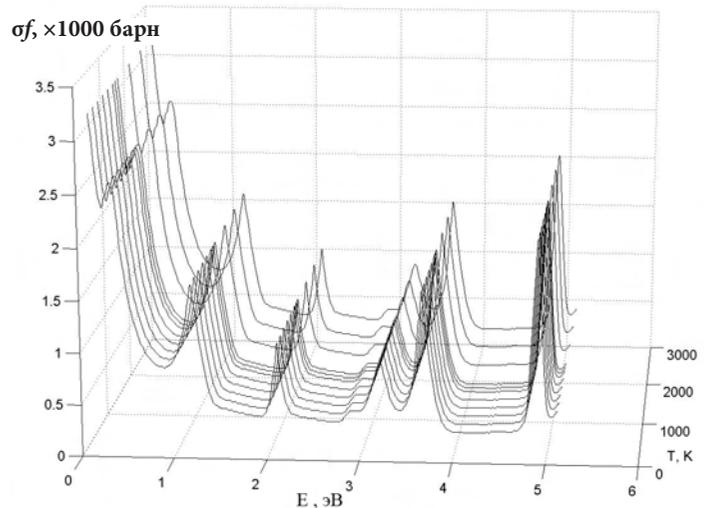


Рис. 3. Расчётные зависимости сечений реакции радиационного захвата нейтрона от его энергии $^{235}_{92}\text{U}$ при различных температурах в диапазоне от 300 до 3000 К

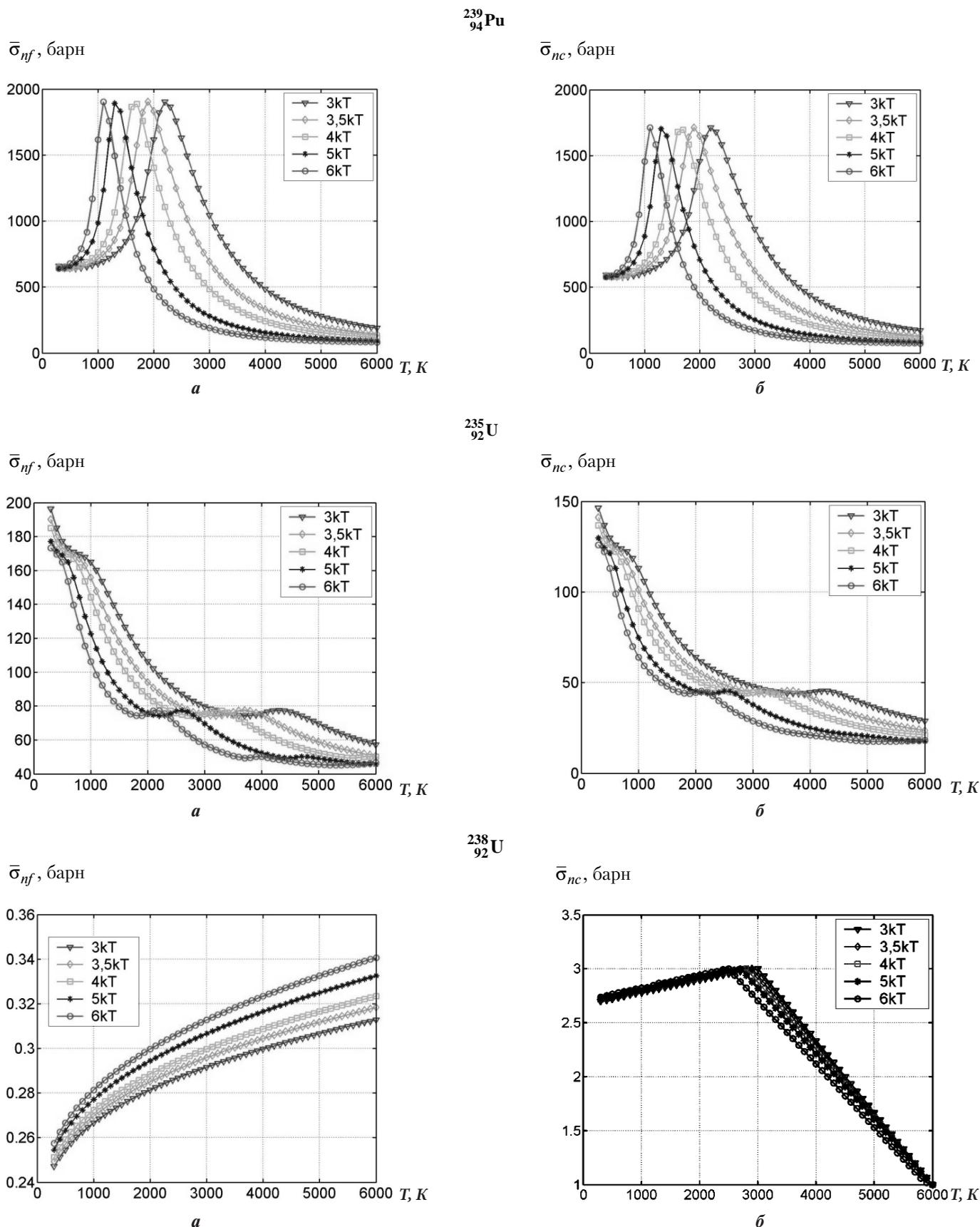


Рис. 4. Зависимости сечения деления (а) и сечения радиационного захвата (б) $^{239}_{94}\text{Pu}$, $^{235}_{92}\text{U}$, $^{238}_{92}\text{U}$, усреднённых по комбинированному спектру Максвелла и Ферми, от температуры делящейся среды при разных значениях граничной энергии спектров Ферми и Максвелла

нейтронов сечений $\bar{\sigma}_j^i(\bar{r}, T, t)$ основных реакторных нуклидов и основных реакторных ядерных нейтронных реакций в указанных температурах. При этом спектр нейтронов задавался в комбинированном виде: ниже граничной энергии термализации $E_{гр}^{терм}$ — в виде спектра Максвелла $\Phi_M(E_n)$; выше $E_{гр}^{терм}$, но ниже E_f (E_f — верхняя энергия нейтронов спектра Ферми), — в виде спектра Ферми $\Phi_F(E_n)$ для замедляющей и поглощающей среды; выше E_f но ниже E_n^{max} , — спектр деления для ^{239}Pu [10, 11]. Температура нейтронного газа для распределения Максвелла задавалась соотношением, аналогичным выражению (1), но в несколько модифицированном на основе подхода, приведенного в [2], виде. Согласно этому подходу, формально недостатки стандартной теории замедления в области термализации можно частично уменьшить, если вместо среднелогарифмической потери энергии стандартной теории ξ (которая не зависит от энергии нейтрона и, как известно, для среды из ядер с атомным номером больше 10 $\xi \approx 2/A$) ввести переменную $\xi(z) = \xi\varphi(z)$, где $\varphi(z) = (1 - 2/z)$, $z = E_n/(kT)$.

Итак, в рамках рассматриваемого формализма температура нейтронного газа задавалась следующим выражением:

$$T_n = T \left[1 + 1,8 \frac{\Sigma_a(kT)}{\xi \Sigma_s} \right], \quad (4)$$

где $\bar{\xi}$ — усреднённый логарифмический декремент энергии при замедлении по всему интервалу энергий максвелловского спектра $\xi(z)$ при $kT = 1$ эВ.

На рис. 4 представлены расчётные температурные зависимости усреднённых по спектру нейтронов сечений $\bar{\sigma}_j^i(\bar{r}, T)$ для основных реакторных нуклидов ^{235}U , ^{238}U и ^{239}Pu и для основных реакторных ядерных нейтронных реакций.

Как видим, расчётные зависимости сечений, усреднённых по комбинированному спектру Максвелла и Ферми, от температуры делящейся среды в диапазоне от 300 до 6000 К могут:

сначала расти, а затем падать с ростом температуры, т. е. иметь резонансный характер (например, для ^{239}Pu);

как расти с увеличением температуры делящейся среды (например, для ^{238}U), так и падать (например, для ^{235}U).

Объяснить это можно тем, что у ^{239}Pu резонансная область начинается со значительно более низких энергий, чем для ^{235}U , и с увеличением температуры топлива происходит увеличение температуры нейтронного газа, вызывающее смещения максимума максвелловского распределения нейтронов в сторону больших энергий нейтронов, т. е. ужесточение спектра нейтронного газа, при котором количество нейтронов, попадающее в резонансную область ^{239}Pu , увеличивается, что и вызывает рост усреднённых сечений. Для ^{235}U этот процесс не столь существен из-за того, что его резонансная область располагается выше по энергиям, и ужесточение спектра нейтронного газа, связанное с увеличением температуры топлива (в рассмотренном интервале), не вызывает существенного увеличения количества нейтронов, попадающих в резонансную область. Представленные на рис. 4 данные по ^{238}U (усреднённое сечение деления ^{238}U из-за высокого порога деления — больше 1 МэВ — практически нечувствительно к ужесточению спектра нейтронов, вызванному увеличением температуры топлива) подтверждают зависимость сечения радиационного захвата от температуры, так как его резонансная область расположена так же низко, как и резонансная область ^{239}Pu .

Зависимости плотностей теплового источника МОХ-топлива и уранового диоксидного топлива от температуры реакторного топлива. Плотность теплового источника МОХ-топлива (смесь двуокиси ^{238}U и ^{239}Pu) в тепловом реакторе с водой в качестве замедлителя, например BWR, рассчитывалась согласно выражению

$$S(T) = Q_{Pu} \cdot \Phi \cdot \langle \sigma_f^{Pu}(T) \rangle \cdot N^{Pu}, \quad (5)$$

где $Q_{Pu} = 210,3$ МэВ — тепловая энергия деления одного ядра ^{239}Pu ; $\Phi = 10^{13}$ 1/(см²·с) — плотность потока нейтронов; $\langle \sigma_f^{Pu} \rangle$ — усреднённое сечение деления по тепловому

спектру ^{239}Pu (см. выражение (3)); N^{Pu} — концентрация ядер плутония.

При расчётах значение плотности МОХ-топлива принято равным 10,82 г/см³.

Плотность теплового источника для уранового диоксидного топлива (смесь двуокиси ^{235}U и ^{238}U) в тепловом реакторе с водой в качестве замедлителя также рассчитывалась согласно выражению, аналогичному (5),

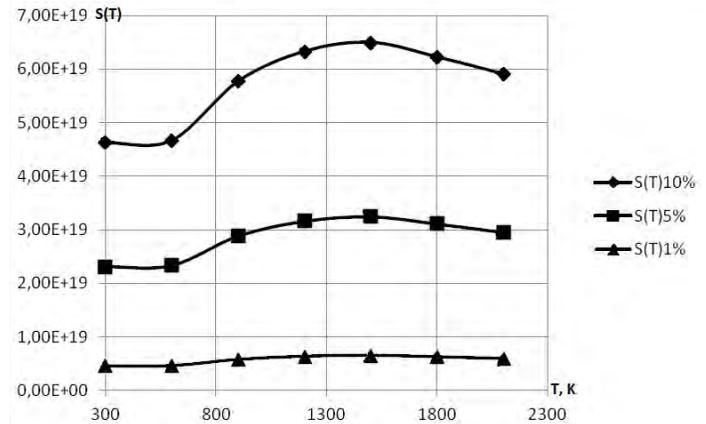


Рис. 5. Зависимости плотностей теплового источника от температуры топливной делящейся среды из смеси двуокиси ^{238}U и ^{239}Pu для трёх составов (обогащение по ^{239}Pu — 1 %, 5 %, 10 %)

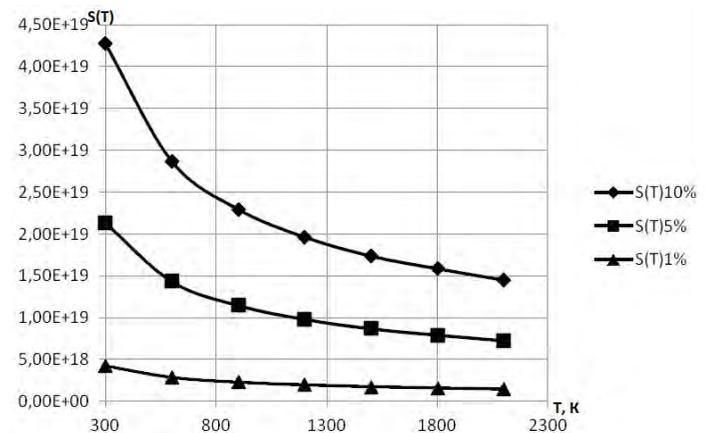


Рис. 6. Зависимости плотностей теплового источника для топливной смеси из диоксидов ^{238}U и ^{235}U от температуры смеси для трех составов (обогащение по ^{235}U — 10 %, 5 % и 1 %)

при $Q_{235} = 203,0$ МэВ и плотности уранового диоксидного топлива $10,82$ г/см³.

Полагалось, что плотность потока нейтронов Φ с ростом температуры делящейся среды остаётся постоянной, так как основное поглощение нейтронов мы связываем с $^{238}_{92}\text{U}$, а его усреднённое по тепловому спектру сечение радиационного захвата с ростом температуры среды в исследуемом диапазоне растёт незначительно (см. рис. 2, табл. 2).

Анализ полученных зависимостей плотности теплового источника от температуры делящейся среды для МОХ-топлива (рис. 5) показывает, что при росте температуры от 300 до 1500 К наблюдается нелинейный рост на 45 % плотности источника при 300 К. С дальнейшим увеличением температуры до 2100 К наблюдается некоторое падение плотности. Анализ же полученных зависимостей плотностей теплового источника от температуры делящейся среды для уранового диоксидного топлива (рис. 6) показывает, что при росте температуры от 300 до 2100 К наблюдается нелинейное уменьшение плотности теплового источника. Такое поведение плотностей теплового источника объясняется полученными температурными зависимостями усреднённых по тепловому спектру сечения деления $^{239}_{94}\text{Pu}$ и сечения деления ^{235}U (см. рис. 1).

Полученные температурные зависимости для плотности теплового источника и особенности аварии на энергоблоке № 3 АЭС «Фукусима-1». Таким образом, обнаружено и объяснено для исследованного интервала температур принципиальное различие температурных зависимостей плотностей тепловых источников для МОХ-топлива и оксидного уранового топлива. При этом полученные температурные зависимости плотности теплового источника делящейся топливной среды, представленные на рис. 5 и 6, позволяют выявить некоторые особенности аварии на энергоблоке № 3 АЭС «Фукусима-1».

Как известно, на этом блоке треть загрузки ядерного топлива составляла МОХ-топливо, две трети — урановое диоксидное топливо. Авария развивалась следующим образом. При попытке охлаждения перегретого ядерного реактора с помощью прокачивания через него холодной морской воды из-за разложения воды произошло неконтролируемое образование газообразного водорода, что привело к образованию гремучей смеси и ее взрыву, вызвавшему разрушение ядерного реактора. Температура термического разложения воды довольно высока — 3800 К. Поэтому, скорее всего, образование водорода происходило не в результате термического гидролиза воды, а при более низкой температуре в результате пароциркониевой реакции [12—15], т. е. экзотермической реакции взаимодействия циркониевой оболочки твэлов и воды с образованием двуокиси циркония и выделением газообразного водорода ($\text{Zr} + 2\text{H}_2\text{O} = \text{ZrO}_2 + 2\text{H}_2 + Q$, где $Q=6530$ кДж/кг — выделяющаяся теплота).

Пароциркониевая реакция имеет ряд особенностей: она начинается примерно при 1173...1223 К, а при 1473 К, развиваясь очень быстро (так как выделяющаяся теплота дополнительно разогревает цирконий, развивается автокатализ), становится самоподдерживающейся.

Поскольку произошёл водородный взрыв реактора после восстановления подачи охлаждающей воды в реактор, можно сделать вывод, что вследствие вызванного ударом цунами длительного нарушения работы системы теплосъёма температура перегретого реакторного топлива достигала значений начала пароциркониевой

реакции — 1173...1223 К. Полученная для МОХ-топлива зависимость плотности теплового источника от температуры топлива (рис. 5) показывает, что плотность теплового источника МОХ-топлива блока № 3 должна в этом случае расти, достигая максимума при 1500 К. Такое поведение плотности теплового источника МОХ-топлива может вызвать дальнейшее нагревание МОХ-топлива до температуры 1473 К, при которой пароциркониевая реакция образования газообразного водорода начинает развиваться очень быстро и становится самоподдерживающейся. Подчеркнём, что согласно полученной зависимости плотности теплового источника от температуры топлива для уранового диоксидного топлива (рис. 6) очень быстрого образования водорода для уранового диоксидного топлива не было бы.

Следовательно, различие температурных зависимостей плотностей тепловых источников для МОХ-топлива и оксидного уранового топлива могло вызвать более интенсивное выделение водорода, а следовательно, и более мощный водородный взрыв блока № 3 по сравнению со случаем, когда вся его топливная загрузка была бы из обычного уранового диоксидного топлива. Этот вывод совпадает с информационными сообщениями о более мощном водородном взрыве блока № 3 по сравнению с водородным взрывом блока № 1 АЭС «Фукусима-1», где не было загрузки МОХ-топлива.

Дальнейший разогрев топлива до температуры плавления 2800 К можно было бы объяснять разрушением при водородном взрыве системы прокачки воды, а значит, длительным отсутствием необходимого для предотвращения расплавления топлива теплосъёма. Это возможно и при тех же зависимостях плотностей тепловых источников для МОХ-топлива (рис. 5), хотя, как уже отмечалось, при росте температуры от 1500 до 2100 К наблюдается некоторое падение плотности теплового источника и, по-видимому, даже при зависимости плотностей тепловых источников уранового диоксидного топлива (рис. 6). Понятно: чтобы подтвердить все высказанные предположения, касающиеся изменения температуры топлива, необходимо находить решения уравнения теплопереноса с полученными плотностями теплового источника для заданных начальных и граничных условий. Сейчас мы этого не можем сделать как раз из-за отсутствия информации о начальных и граничных условиях и их возможных изменениях в ходе развития аварии на АЭС «Фукусима-1».

Однако для объяснения возможных особенностей кинетики разогрева топлива до температуры плавления 2800 К, связанных с обнаруженными температурными особенностями МОХ-топлива (рис. 5) и усреднённых сечений ^{239}Pu по спектру нейтронов (рис. 4), нам представляются интересными следующие соображения.

В результате протекания пароциркониевой реакции, особенно после водородного взрыва, нарушившего систему подачи воды в реактор, количество воды в реакторе уменьшается, что влечет за собой уменьшение ее замедляющей способности и ужесточает спектр нейтронов, т. е. максимум максвелловского распределения термализованных нейтронов смещается в сторону более высоких энергий. Для более жёсткого спектра нейтронов зависимость усреднённых по тепловому спектру нейтронов сечений деления ^{239}Pu от температуры, представленную на рис. 1 и использованную при вычислениях температурной зависимости плотности теплового источника МОХ-топлива (рис. 5), следует заменить зависимостью усреднённых по спектру нейтронов

сечений деления $^{239}_{94}\text{Pu}$ от температуры, представленную на рис. 4, для $E_{\text{гр}}^{\text{терм}} = 3kT$. Так как эта зависимость усреднённых по спектру нейтронов сечений деления $^{239}_{94}\text{Pu}$ от температуры демонстрирует нелинейный рост с максимумом при температуре 3000 К, то таким же образом должна вести себя и температурная зависимость плотности теплового источника для МОХ-топлива, которая рассчитывается согласно выражению (5). Другими словами, в отличие от зависимости на рис. 5, получаем температурную зависимость плотности теплового источника для МОХ-топлива с максимумом при 3000 К. Таким образом, в силу подобной температурной зависимости плотности теплового источника в МОХ-топливе может происходить плавный, нелинейный рост его температуры от температуры начала парациркониевой реакции 1173...1223 К, через ее температуру автокатализа 1473 К, к температуре расплавления топлива 2800 К. Следовательно, МОХ-топливо в блоке № 3 АЭС «Фукусима-1» должно было плавиться в первую очередь и способствовать расплавлению уранового диоксидного топлива реактора.

Периодическое (пульсирующее) аварийное повышение температуры и давления в разрушенном реакторе блока № 3 в ходе работ по охлаждению реактора, причина которого ранее была неизвестна, может быть также объяснено полученной нелинейной температурной зависимостью плотности теплового источника для МОХ-топлива, имеющей резонансный вид (рис. 5).

Обнаруженные особенности температурного поведения МОХ-топлива и их предполагаемое влияние на кинетику аварии в блоке № 3 можно было бы устранить, исключив из спектра нейтронов деления для делящихся ядер [2] термализованный хвост (максвелловская часть спектра). Для этого на первом этапе охлаждения перегретого реактора надо было бы технически реализовать замену водяного замедлителя-теплоносителя на замедлитель-теплоноситель с массовым числом, значительно большим массового числа водорода, например на окись углерода, жидкометаллические олово, свинец, ртуть, висмут или смесь висмута и свинца, что привело бы к ужесточению спектра нейтронов и позволило бы избежать водородных взрывов.

Выводы

Обнаружено и объяснено принципиальное различие температурных зависимостей сечений деления, усреднённых по тепловому спектру нейтронов, для $^{235}_{92}\text{U}$ и $^{239}_{94}\text{Pu}$.

Получены расчётные температурные зависимости плотностей тепловых источников для МОХ- и UO_2 топлива для тепловых реакторов.

Обнаруженные в работе особенности температурного поведения МОХ-топлива позволили объяснить некоторые особенности динамики аварии на третьем блоке АЭС «Фукусима-1».

Список использованной литературы

1. Вейнберг А. Физическая теория ядерных реакторов / А. Вейнберг, Е. Вигнер. — М. : Изд-во иностр. лит-ры, 1961. — 725 с.
2. Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов / Г. Г. Бартоломей, Г. А. Бать, В. Д. Байбаков, М. С. Алхутов. — М. : Энергоатомиздат, 1989. — 501 с.

3. Фейнберг С. М. Теория ядерных реакторов / С. М. Фейнберг, С. Б. Шихов, В. Б. Троянский. — Т. 1. — М. : Атомиздат, 1978. — 393 с.

4. Групповые константы для расчета реакторов и защиты / П. Л. Абагян, Н. О. Базазянц, М. Н. Николаев, А. М. Цибуля. — М. : Энергоиздат, 1981. — 233 с.

5. Украинцев В. Ф. Эффекты реактивности в энергетических реакторах / В. Ф. Украинцев. — Обнинск : ИАТЭ, 2000. — 57 с.

6. Traveling wave reactor and condition of existence of nuclear burning soliton-like wave in neutron-multiplicating media / V. D. Rusov, E. P. Linnik, V. A. Tarasov, T. N. Zelentsova, I. V. Sharph, V. N. Vaschenko, S. I. Kosenko, M. E. Beglaryan, S. A. Chernozhenko, P. A. Molchinikolov, S. I. Saulenko, O. A. Byegunova // Energies. — 2011. — № 4. — P. 1337–1361. — doi: 10.3390/en4091337.

7. Теория диссипативных структур кинетической системы для дефектов нелинейной физической системы «металл+нагрузка+облучение»: Ч. 1, 2 / В. А. Тарасов, Т. Л. Бориков, Т. В. Крыжановская, С. А. Чернеженко, В. Д. Русов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение». — 2007. — № 2(90). — С. 63–75.

8. Теория диссипативных структур кинетической системы для дефектов нелинейной физической системы «металл+нагрузка+облучение». Часть 3, 4 / В. А. Тарасов, Т. Л. Бориков, Т. В. Крыжановская, С. А. Чернеженко, В. Д. Русов // Вопросы атомной науки техники. Сер. «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение». — 2007. — № 6(91). — С. 18–35.

9. Русов В. Д. Режимы с обострением в уран-плутониевой делящейся среде технических ядерных реакторов и геореактора / В. Д. Русов, В. А. Тарасов, С. А. Чернеженко // Вопросы атомной науки техники. Сер. «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение». — 2011. — № 2(97). — С. 112–121.

10. Федоров Н. Д. Краткий справочник инженера-физика. Ядерная физика и атомная физика / Н. Д. Федоров. — М. : Гос. изд-во лит-ры в области атомной науки и техники, 1961. — 507 с.

11. Владимиров В. И. Практические задачи по эксплуатации ядерных реакторов / В. И. Владимиров. — М. : Энергоатомиздат, 1986. — 304 с.

12. Heinz Neeb. The radiochemistry of nuclear power plants with light water reactors. — Berlin, New York : Walter de Gruyter, 1997. — 145 с.

13. Самойлов О. Б. Безопасность ядерных энергетических установок / О. Б. Самойлов, Г. Б. Усынин, А. М. Бахметьев. — М. : Энергоатомиздат, 1989. — 280 с.

14. Safety and security of commercial spent nuclear fuel storage: public report. — Washington, D.C. : National Academies Press, 2006. — 126 p.

15. Кабакчи С. А. Радиационная химия в ядерном топливном цикле / С. А. Кабакчи, Г. П. Булгакова. — М. : РХТУ им. Д. И. Менделеева, 1997. — 96 с.

References

1. Weinberg, A.M., Wigner, E.P. (1961), The Physical Theory of Neutron Chain Reactors, Izdatel'stvo inostrannoi literatury, 725 p.
2. Bartolomei, G.G., Bat, G.A., Baibakov V.D., Alkhutov, M.S. (1989), Theory and Design Methods of Nuclear Reactors [Osnovy teorii i metody rascheta yadernykh energeticheskikh reaktorov], Energoatomizdat, Moscow, 501 p. (Rus)
3. Feinberg, S.M., Shihov, S.B., Troyanskii, V.B. (1978), Theory of Nuclear Reactors [Teoriia yadernykh reaktorov], Atomizdat, Moscow, 393 p. (Rus)
4. Abaghian, P.L., Bazazyanc, N.O., Nikolaev, M.N., Tsibulya, A.M. (1981), Group Constants for Reactors and Shielding Calculation [Gruppovyye konstanty dlia rascheta reaktorov i zaschity], Energoizdat, Moscow, 233 p. (Rus).
5. Ukrainsev, V.F. (2000), Reactivity Effects in Power Reactors [Effekty reaktivnosti v energeticheskikh reaktorakh], Obninsk Institute for Nuclear Power Engineering, Obninsk, 57 p. (Rus).
6. Rusov, V.D., Linnik, E.P., Tarasov, V.A., Zelentsova, T.N., Sharph, I.V., Vaschenko, V.N., Kosenko, S.I., Beglaryan, M.E., Chernozhenko, S.A., Molchinikolov, P.A., Saulenko, S.I., Byegunova, O.A.

(2011), “Traveling wave reactor and condition of existence of nuclear burning soliton-like wave in neutron-multiplicating media”, *Energies*, doi: 10.3390/en4091337, No. 4, pp. 1337–1361.

7. *Tarasov, V.A., Borikov, T.L., Kryzhanovskaya, T.V., Chernenchenko, S.A., Russov, V.D.* (2007), “The theory of dissipative structures for kinetic system defects nonlinear physical system “metal + load + irradiation” [Teoriya dissipativnykh struktur kineticheskoy sistemy dlya defektov nelineynoy fizicheskoy sistemy “metall nagruzka obluchenie”] Part 1, 2. *Voprosy atomnoi nauki i tekhniki*. No. 2(90), pp. 63–75. (Rus)

8. *Tarasov, V.A., Borikov, T.L., Kryzhanovskaya, T.V., Chernenchenko, S.A., Russov, V.D.* (2007), “The theory of dissipative structures for kinetic system defects nonlinear physical system “metal + load + irradiation” [Teoriya dissipativnykh struktur kineticheskoy sistemy dlya defektov nelineynoy fizicheskoy sistemy “metall nagruzka obluchenie”], Part 3,4, *Voprosy atomnoi nauki i tekhniki*, No. 6(91), pp. 18–35. (Rus)

9. *Rusov, V.D., Tarasov, V.A., Chernenchenko, S.A.* (2011), “Modes with peaking in uranium-plutonium fissile technical environment of nuclear reactors and georeactors” [Rezhimy s obostreniem v uran-plutonievoy delyasheysya srede tehniceskikh yadernykh reaktorov i georeaktora], *Voprosy atomnoi nauki i tekhniki*, No. 2 (97), pp. 112–121. (Rus)

10. *Fedorov, N.D.* (1961), *Concise Handbook of Physical Engineer Quick Reference engineer physicist. Nuclear Physics and Atomic Physics* [Kratkiy spravochnik inzhenera-fizika. Yadernaya fizika i atomnaya fizika], Gos. Izd. Lit v oblasti atomnoi nauki i tekhniki, Moscow, 507 p. (Rus)

11. *Vladimirov, V.I.* (1986), *Practical tasks in the operation of nuclear reactors* [Prakticheskie zadachi po ekspluatatsii yadernykh reaktorov], Energoatomizdat, Moscow, 304 p.

12. *Karl-Heinz Neeb* (1997), *The radiochemistry of nuclear power plants with light water reactors*, Walter de Gruyter, Berlin, New York, 725 p.

13. *Samoylov, O.B., Usynin, G.B., Bakhmetyev, A.M.* (1989), *The safety of nuclear power plants* [Bezopasnost yadernykh energeticheskikh ustanovok], Energoatomizdat, Moscow, 280 p.

14. *Public Report* (2006), *Safety and Security of Commercial Spent Nuclear Fuel Storage*, National Academies Press, Washington D.C., 126 p.

15. *Kabakchi, S.A., Bulgakova, G.P.* (1997), *Radiation chemistry in the nuclear fuel cycle* [Radiatsionnaya himiya v yadernom toplivnom tsikle], RKhTU im. D.I. Mendeleeva, 96 p.

Получено 06.03.2015.