

# РЕЖИМЫ С ОБОСТРЕНИЕМ В УРАН-ПЛУТОНИЕВОЙ ДЕЛЯЩЕЙСЯ СРЕДЕ ТЕХНИЧЕСКИХ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ И ГЕОРЕАКТОРА

*В.Д. Русов, В.А. Тарасов, С.А. Чернеженко*

*Одесский национальный политехнический университет, Одесса, Украина*

С открытием геореактора, существующего в виде волны медленного ядерного горения в уран-плутониевой делящейся среде на границе жидких и твердых фаз Земного ядра, становится крайне актуальным исследование его кинетики. Для уран-плутониевой делящейся среды получены расчетные зависимости плотности теплового источника от температуры делящейся среды при различных концентрациях плутония. Получены решения уравнения теплопереноса для параметров технических реакторов и геореактора уран-плутониевой делящейся среды, подтверждающие возможность реализации режимов с обострением. Показано, что в уран-плутониевой делящейся среде геореактора реализуется LS-режим, при котором за время порядка 5...10 с достигаются локальные температуры, достаточные для протекания реакций термоядерного синтеза.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Сегодня в связи с открытием геореактора [1], существующего в виде волны медленного ядерного горения в уран-плутониевой делящейся среде на границе жидких и твердых фаз Земного ядра, становится крайне актуальным исследование его кинетики при температурах вплоть до 6000 К и давлениях порядка  $10^6$  атм [2]. Реализация режимов с обострением Курдюмова [3] в уран-плутониевой делящейся среде может существенным образом повлиять на кинетику ядерных реакторов, в том числе и перспективных быстрых уран-плутониевых реакторов нового поколения (реактор типа Л.П. Феоктистова) [1, 4-12]. Математическое моделирование кинетики ядерных реакторов и математическое моделирование прочностных характеристик (радиационной ползучести, распухания и трещиностойкости) реакторного ядерного топлива требуют знания кинетики теплопереноса и зависимостей сечений основных реакторных нейтронных ядерных реакций от температуры реакторного ядерного топлива [13-15]. Для уран-плутониевой делящейся среды получены расчетные зависимости плотности теплового источника от температуры делящейся среды при различных концентрациях плутония, а также предварительные решения уравнения теплопереноса для параметров технических реакторов и параметров геореактора уран-плутониевой делящейся среды, подтверждающие возможность реализации режимов с обострением. В уран-плутониевой делящейся среде геореактора реализуется LS-режим, при котором за время порядка 5...10 с достигаются локальные температуры, достаточные для протекания реакций термоядерного синтеза.

## 2. УРАВНЕНИЕ ТЕПЛОПЕРЕНОСА ДЛЯ ДЕЛЯЩЕЙСЯ СРЕДЫ

Уравнение теплопереноса для уран-плутониевой делящейся среды можем записать в следующем виде:

$$\rho(\vec{r}, T, N_i, t) \tilde{C}(\vec{r}, T, N_i, t) \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = \mathfrak{N}(\vec{r}, T, N_i, t) \Delta T(\vec{r}, t) + \nabla \mathfrak{N}(\vec{r}, T, N_i, t) \nabla T(\vec{r}, t) + q_T^f(\vec{r}, T, N_i, t), \quad (1)$$

где  $\rho(\vec{r}, T, N_i, t) = \sum_i N_i(\vec{r}, T, t) \rho_i$  - плотность

вещества,  $\rho_i$  - табличные значения,  $N_i(\vec{r}, T, t)$  - концентрации компонентов среды;

$\tilde{C}(\vec{r}, t, T) = \sum_i C_i(T) N_i(\vec{r}, t, T)$  - удельная теплоемкость,  $C_i(T)$  - табличные значения теплоемкости компонентов среды;

$\mathfrak{N}(\vec{r}, t, T) = \sum_i \mathfrak{N}_i(T) N_i(\vec{r}, t, T)$  - коэффициент

теплопроводности делящегося вещества,  $\mathfrak{N}_i(T)$  - табличные значения теплопроводности компонентов среды;  $q_T^f(\vec{r}, T, N_i, t)$  - плотность источника тепла, порождаемая ядерными делениями и которая, как видно, также зависит от концентраций  $N_i$  компонент состава делящегося металла, которые меняются во времени.

Теоретический вид зависимости теплоемкости от температуры  $C_i(T)$  для металлов известен: при низких температурах  $C_i(T) \sim T^3$ , а при высоких -  $C_i(T) \rightarrow const$ , и значение константы задается законом Дюлонга-Пти ( $const \approx 6 \text{ Кал}/(\text{моль} \cdot \text{град})$ ). Также отметим: так как коэффициент термического расширения для металлов мал, удельная теплоемкость при постоянном объеме  $C_V$ , практически, равна теплоемкости при постоянном давлении  $C_P$ . Теоретический вид зависимости теплопроводности от температуры  $\mathfrak{N}_i(T)$  для металлов не известен.

Экспериментальный коэффициент теплопроводности делящейся среды - не линеен, так как экспериментальные теплопроводности  $\mathfrak{N}_i(T)$  зависят от температуры нелинейным образом [16, 17], и концентрации нуклидов в зависимости от времени также меняются нелинейным образом, например, для уран-плутониевого быстрого реактора типа Феоктистова.

Плотность теплового источника  $q_T^f(\vec{r}, \Phi, T, N_i, t)$  можно записать в следующем виде:

$$q_T^f(\vec{r}, \Phi, T, N_i, t) = \Phi(\vec{r}, T, t) \times \sum_i Q_i^f \bar{\sigma}_f^i(\vec{r}, T, t) N_i(\vec{r}, T, t), \quad (2)$$

где  $\Phi(\vec{r}, T, t) = \int_0^{E_n^{\max}} \Phi(\vec{r}, E_n, T, t) dE_n$  - полная

плотность потока нейтронов;  $\Phi(\vec{r}, E_n, T, t)$  - плотность потока нейтронов с энергией  $E_n$ ;

$\rho(\vec{r}, E_n, T, t) = \Phi(\vec{r}, E_n, T, t) / \Phi(\vec{r}, T, t)$  - функция плотности вероятности распределения по энергетическому спектру нейтронов;

$\bar{\sigma}_f^i(\vec{r}, T, t) = \int_0^{E_n^{\max}} \sigma_f^i(E_n, T) \rho(\vec{r}, E_n, T, t) dE_n$  - ус-

редненное по нейтронному спектру сечение деления  $i$ -го нуклида;  $Q_i^f$  - среднее количество тепла, выделяющееся при делении одного ядра  $i$ -го нуклида;  $\sigma_f^i(E_n, T)$  - микросечение реакции деления  $i$ -го нуклида, которое, как хорошо известно, зависит от энергии нейтронов и температуры делящейся среды (эффект Допплера [18]);  $N_i(\vec{r}, T, t)$  - плотность ядер  $i$ -го нуклида.

Если  $\bar{\sigma}_f^i(\vec{r}, T, t)$  с ростом температуры растет, то из-за экзотермического характера реакций делений ядер и при соответствующей кинетике реактора (система уравнений для  $\Phi, T, N_1, N_2, \dots, N_i$ ), так как во времени меняются  $\Phi$  и  $N_i$ , получаем рост количества выделяемого тепла, аналогичный автокаталитическому процессу для экзотермических химических реакций [19].

Напомним, что надо задать начальные и граничные условия для уравнения теплопроводности, например, для параметров технического реактора в следующем виде:  $T(x, t = 0) = 300 \text{ K}$

$$\text{и } j_n = \aleph(x = 0, t) [T(x = 0, t) - \tilde{T}_0],$$

где  $\aleph(x, t)$  - коэффициент теплопроводности;  $\tilde{T}_0$  - температура среды, граничащей с активной зоной.

### 3. ЗАВИСИМОСТИ УСРЕДНЕННЫХ ПО НЕЙТРОННОМУ СПЕКТРУ СЕЧЕНИЙ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ РЕАКТОРНОГО ТОПЛИВА

Рассмотрим для основных топливных реакторных нуклидов зависимости усредненных по нейтронному спектру сечений основных реакторных ядерных реакций от температуры делящейся среды. Как известно, влияние теплового движения ядер среды сводится к увеличению ширины резонансов и уменьшению их высоты. Этот эффект по аналогии с

оптикой принято называть эффектом Допплера [18]. Поскольку в области малых значений энергий резонансные уровни наблюдаются лишь у тяжелых ядер, то эффект Допплера заметен только при взаимодействии нейтронов с такими ядрами и тем сильнее, чем выше температура среды.

В программной среде Microsoft Fortran Power Station 4.0 (MFPS 4.0) была разработана компьютерная программа, позволяющая рассчитывать зависимости сечения резонансных нейтронных реакций от энергии нейтронов с учетом эффекта Допплера. При расчетах в качестве входных данных использовались зависимости сечений нейтронных реакций от энергии нейтронов для реакторных нуклидов из базы данных ENDF/B-VII [20] и соответствующие температуре среды 300 К. Например, на рис. 1 для  ${}_{92}^{235}\text{U}$  приведены результаты расчета зависимостей сечений радиационного захвата нейтрона от его энергии (для нижнего диапазона энергий) при различных температурах делящейся среды в диапазоне 300...3000 К. С помощью этой программы получены зависимости сечений реакций рассеяния, делений и радиационного захвата нейтрона для основных реакторных топливных нуклидов  ${}_{92}^{235}\text{U}$ ,  ${}_{92}^{238}\text{U}$ ,  ${}_{92}^{239}\text{U}$  и  ${}_{94}^{239}\text{Pu}$  при тех же температурах (от 300 до 3000 К).

Разработана также программа, с помощью которой получены расчетные зависимости усредненных по спектру нейтронов сечений  $\bar{\sigma}_f^i(\vec{r}, T, t)$  для основных реакторных нуклидов и основных реакторных ядерных нейтронных реакций и указанных температур. При расчетах этой программы в качестве входных данных использовались полученные при компьютерных расчетах зависимости сечений реакций от энергии нейтронов и температуры среды (эффект Допплера). При этом спектр нейтронов задавался в комбинированном виде: ниже граничной энергии термализации  $E_{sp}^{Term}$  - в виде спектра Максвелла  $\Phi_M(E_n)$ ; выше  $E_{sp}^{Term}$ , но ниже  $E_f$  ( $E_f$  - верхняя энергия нейтронов для спектра Ферми) - в виде спектра Ферми  $\Phi_\Phi(E_n)$  для замедляющей и поглощающей сред; выше  $E_f$ , но ниже  $E_n^{\max}$  - спектр деления для плутония-239 [21,22].

Температура нейтронного газа для распределения Максвелла, заданная соотношением, аналогичным выражению из [18], но несколько модифицированным на основе подхода, высказана также в [18]. Согласно этому подходу формально недостатки стандартной теории замедления для области термализации можно частично уменьшить, если вместо среднелогарифмической потери энергии стандартной теории  $\xi$ , которая не зависит от энергии нейтрона и, как известно, для среды из ядер с  $A > 10$   $\xi \approx 2/A$ , ввести переменную  $\xi(z) = \xi \varphi(z)$ , где  $\varphi(z) = (1 - 2/z)$ ,  $z = E_n/kT$ .

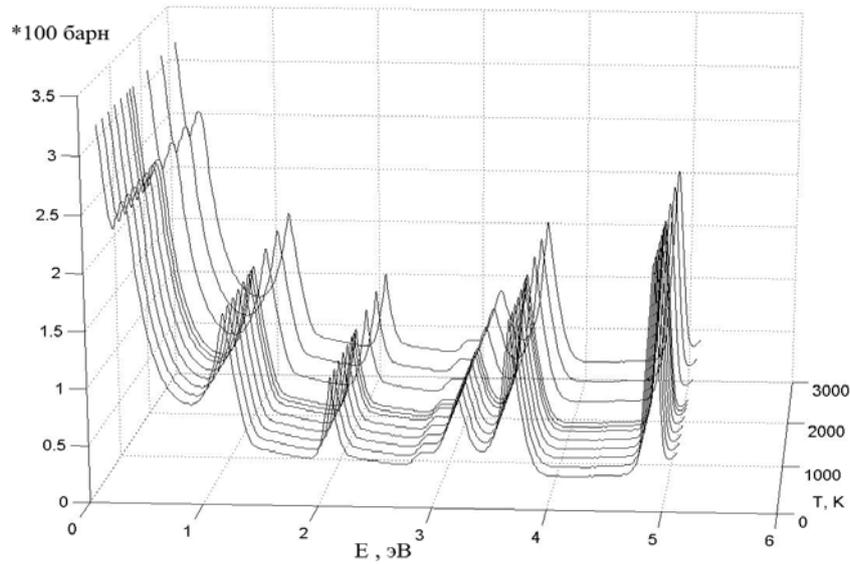


Рис. 1. Расчетные зависимости сечений реакции радиационного захвата нейтрона от его энергии для  $^{235}_{92}\text{U}$  при различных температурах в диапазоне от 300 до 3000 К

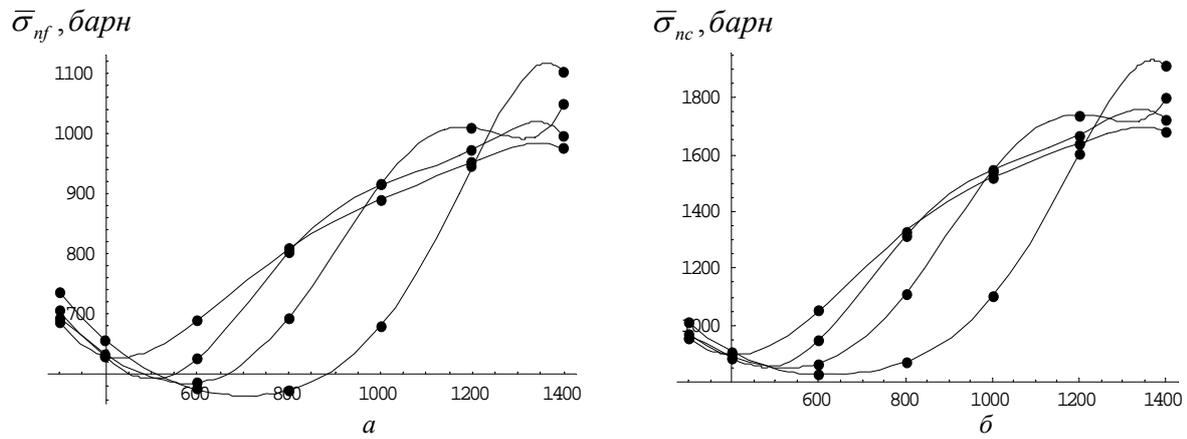


Рис. 2. Зависимости сечений деления (а) и радиационного захвата (б)  $^{239}_{94}\text{Pu}$ , усреднённых по спектру Максвелла, от температуры делящейся среды  $T$  и границы сшивания спектров Ферми и Максвелла (для четырех значений граничной энергии: 3 кТ; 3,5 кТ; 4 кТ; 5 кТ)

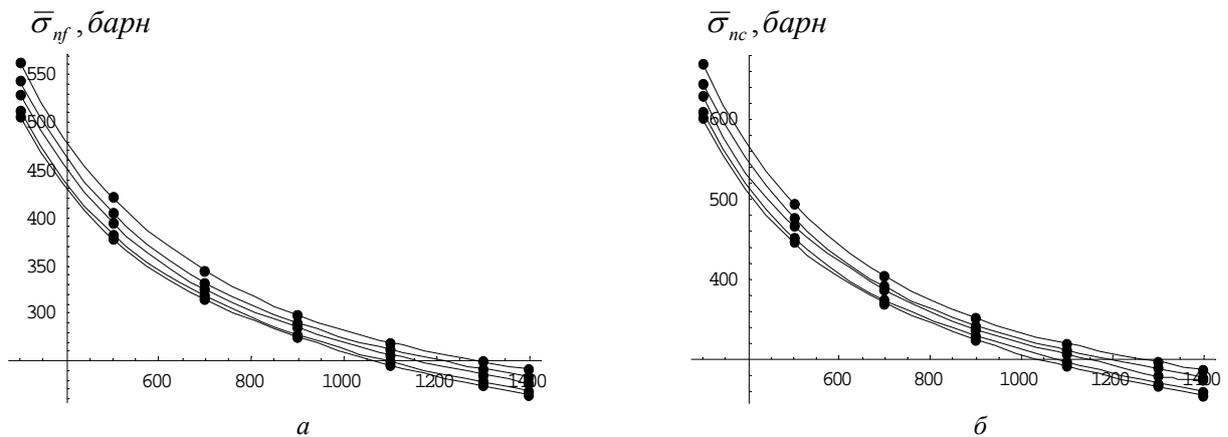


Рис. 3. Зависимости сечений деления (а) и радиационного захвата (б)  $^{235}_{92}\text{U}$ , усреднённых по спектру Максвелла, от температуры делящейся среды  $T$  и границы сшивания спектров Максвелла и Ферми (для пяти значений граничной энергии: 3 кТ; 3,5 кТ; 4 кТ; 5 кТ; 6 кТ)

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

$$T_n = T \left[ 1 + 1,8 \frac{\bar{\xi} \Sigma_a(kT)}{\bar{\xi} \Sigma_s} \right], \quad (3)$$

где  $\bar{\xi}$  - усредненная величина по всему интервалу энергий максвелловского спектра  $\xi(z)$  при  $kT = 1$  эВ.

Спектр Ферми нейтронов для замедляющей среды с поглощением (в качестве замедлителя рассматривался углерод, а в качестве поглотителей - уран-238, уран-239 и плутоний-239) задавался как [18,23]

$$\Phi_\phi(E_n) = \frac{S}{\bar{\xi} \Sigma_t E_n} \cdot \exp \left[ - \int_{E_n}^{E_f} \frac{\Sigma_a(E') dE'}{\bar{\xi} \Sigma_t(E') E'} \right], \quad (4)$$

где  $S$  - полная объемная скорость генерации нейтронов;  $\bar{\xi} = \sum_i (\xi_i \Sigma_s^i) / \Sigma_s$ ,  $\xi_i$  - среднелогарифмический декремент потери энергии и  $\Sigma_s^i$  - макросечение рассеяния для  $i$ -го нуклида;  $\Sigma_t = \sum_i \Sigma_s^i + \Sigma_a$  - полное макросечение делящегося вещества;  $\Sigma_s = \sum_i \Sigma_s^i$  - полное макросечение рассеяния делящейся среды;  $\Sigma_a$  - макросечение поглощения;  $E_f$  - верхняя энергия нейтронов для спектра Ферми.  $E_{ep}^{Терм}$  находится из равенства потоков нейтронов:  $\Phi_M(E_{ep}^{Терм}) = \Phi_\phi(E_{ep}^{Терм})$ . Высокоэнергетичная часть спектра нейтронов ( $E_n > E_f$ , где  $E_f$  из (4)) задается спектром деления [21-23]. Поэтому для входящей в выражение для спектра Ферми (4) полной объемной скорости генерации нейтронов  $S$  можем написать следующее выражение:

$$S(\vec{r}, T, t) = \int_{E_f}^{E_n^{\max}} \tilde{P}(\vec{r}, E_n, T, t) f(\vec{r}, E_n, T, t) dE_n, \\ f(\vec{r}, E_n, T, t) = \sum_i \nu_i(E_n) \Phi(\vec{r}, E_n, T, t) \times \\ \times \sigma_f^i(E_n, T) N_i(\vec{r}, T, t), \quad (5)$$

где  $E_n^{\max}$  - максимальная энергия для спектра деления нейтронов (обычно принимается  $E_n^{\max} \approx 10$  МэВ);  $E_f$  - энергия нейтронов, ниже которой спектр замедляющихся нейтронов описыва-

ется спектром Ферми (принимается  $E_f \approx 0,2$  МэВ);  $\tilde{P}(\vec{r}, E_n, T, t)$  - вероятность невылета нейтрона за границы делящейся среды, которая зависит помимо других параметров уже от геометрии делящейся среды и условий на ее границе, например, наличия отражателя.

Полученные расчетные результаты показывают, что усредненные по спектру сечения могут как расти с увеличением температуры делящейся среды (рис. 2 - для  ${}^{239}_{94}\text{Pu}$  и рис. 4 - для  ${}^{238}_{92}\text{U}$ ), так и падать (рис. 3 - для  ${}^{235}_{92}\text{U}$ ).

Неопределенность в выборе граничной энергии для сшивания спектров Максвелла и Ферми существенно не влияет на полученные зависимости.

Объяснить это можно тем, что у  ${}^{239}_{94}\text{Pu}$  резонансная область начинается со значительно более низких энергий, чем для  ${}^{235}_{92}\text{U}$ , и при увеличении 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 для  ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ , увеличивается, что и вызывает рост усредненных сечений. А для  ${}^{235}_{92}\text{U}$  этот процесс не столь существен, так как его резонансная область располагается выше по энергиям.

#### 4. НЕЛИНЕЙНЫЙ ТЕПЛОВОЙ ИСТОЧНИК ДЛЯ УРАН-ПЛУТОНИЕВОЙ ДЕЛЯЩЕЙСЯ СРЕДЫ

Нами были проведены оценочные компьютерные расчеты зависимостей плотности теплового источника  $q_T^f(\vec{r}, \Phi, T, N_i, t)$  (2) от температуры для нескольких составов уран-плутониевой делящейся среды при постоянной плотности потока нейтронов, результаты которых приведены на рис. 5. При расчетах были использованы зависимости усредненных сечений, показанных на рис. 2-4. Отметим, что расчеты проводились без учета изменения состава и плотности уран-плутониевой делящейся среды.

Полученные зависимости для плотности теплового источника  $q_T^f(\vec{r}, \Phi, T, N_i, t)$  могут быть достаточно точно аппроксимированы степенной функцией по температуре с показателем степени, равным 4. Это приводит к решениям уравнения теплопереноса типа режимов с обострением по Курдюмову, удовлетворяющих требованию:

$q_T(T) = \text{const} \cdot T^{(1+\delta)}$ , где  $\delta > 1$  [3,24], при нелинейной зависимости теплопроводности от температуры.

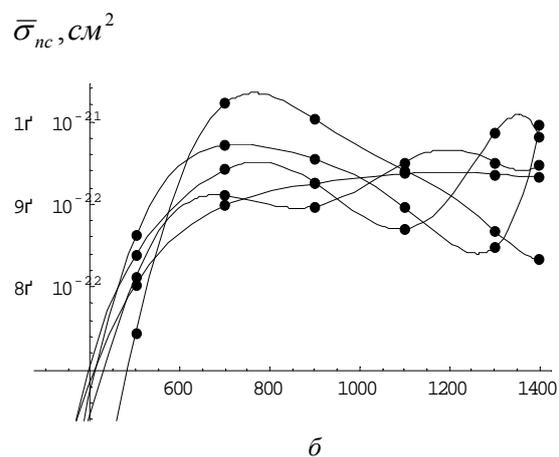
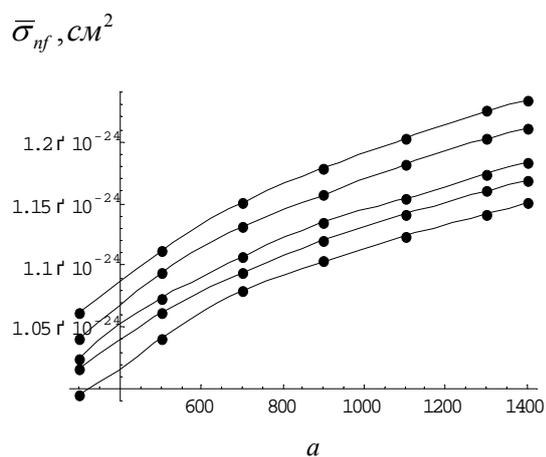


Рис. 4. Зависимости сечений деления (а) и радиационного захвата (б)  $^{238}_{92}\text{U}$ , усреднённых по комбинированному спектру Максвелла и Ферми, от температуры делящейся среды  $T$  и границы сшивания спектров Максвелла и Ферми (для пяти значений граничной энергии: 3 кТ; 3,5 кТ; 4 кТ; 5 кТ; 6 кТ)

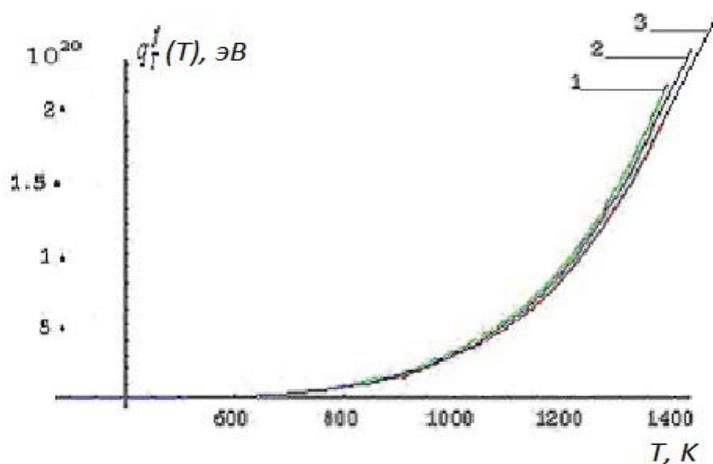


Рис. 5. Зависимости плотности теплового источника  $q_T^f(T)$ , эВ от температуры делящейся среды  $T$  для нескольких составов уран-плутониевой среды (1 – 10 % Pu; 2 – 5 % Pu; 3 – 1 % Pu) при постоянной плотности потока нейтронов  $\Phi = 10^{13}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$

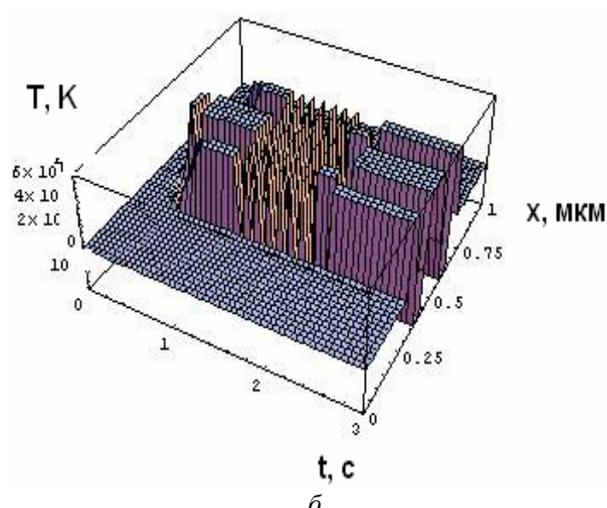
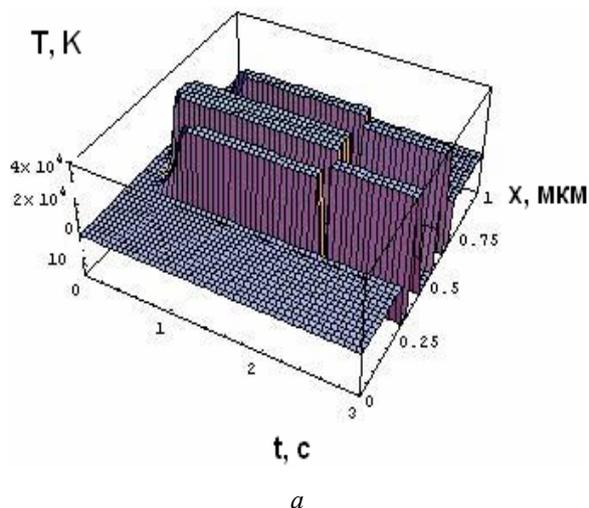


Рис. 6. Решение уравнения теплопереноса (1) для трехмерного случая (размеры кристалла 0,001x0,001x0,001 мм; начальная и граничная температуры 100 К): а - источник пропорционален 4-й степени температуры,  $\text{const} = 1,00$  Дж/ $(\text{см}^3 \cdot \text{с} \cdot \text{K}^4)$ , теплоёмкость и теплопроводность постоянны и равны 11,5 Дж/(К·моль) и 27,5 Вт/(м·К) соответственно; б - источник пропорционален 4-й степени температуры,  $\text{const} = 1,00$  Дж/ $(\text{см}^3 \cdot \text{с} \cdot \text{K}^4)$ , теплоёмкость и теплопроводность задавались зависимостями (6) и (7) соответственно

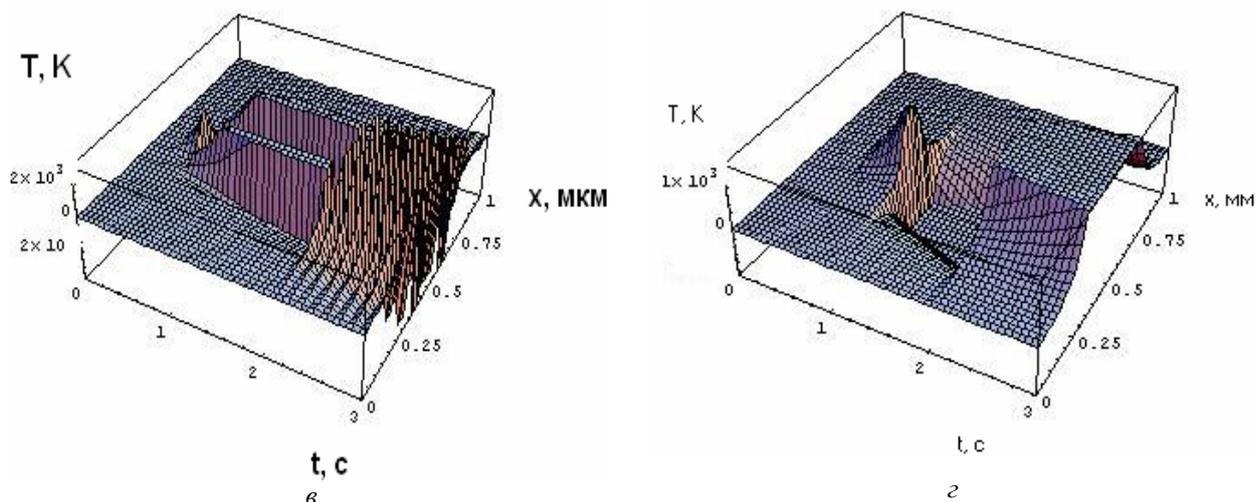


Рис. 6. Решение уравнения теплопереноса (1) для трехмерного случая (размеры кристалла  $0,001 \times 0,001 \times 0,001$  мм; начальная и граничная температуры  $100$  К):  
 а - источник пропорционален 2-й степени температуры,  $const = 1,00$  Дж/(см<sup>3</sup>·с·К<sup>2</sup>), теплоёмкость и теплопроводность задавались зависимостями (6) и (7) соответственно;  
 б - источник пропорционален 2-й степени температуры,  $const = 0,10$  Дж/(см<sup>3</sup>·с·К<sup>2</sup>), теплоёмкость и теплопроводность задавались зависимостями (6) и (7) соответственно

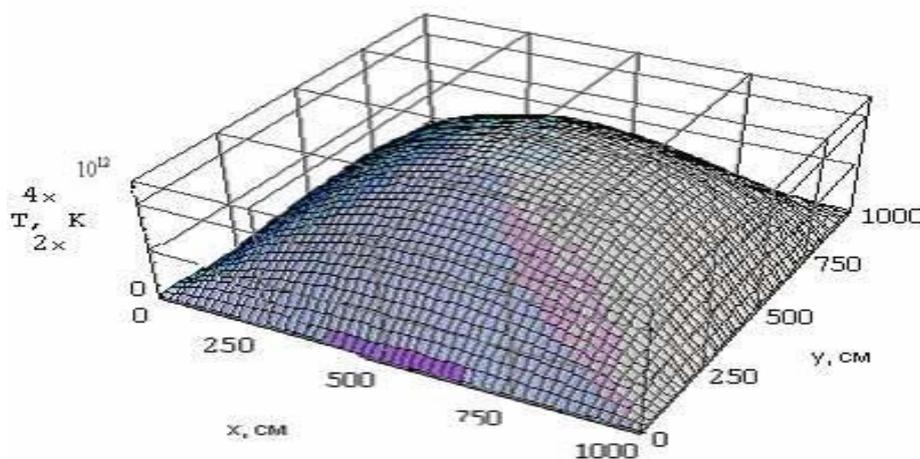


Рис. 7. Решение уравнения теплопереноса для геореактора (источник пропорционален 2-й степени температуры,  $const = 4,19$  Дж/(см<sup>3</sup>·с·К<sup>2</sup>); начальная и граничная температуры равны  $6000$  К; делящаяся среда – кубик размерами  $10,0 \times 10,0 \times 10,0$  м; представленные результаты соответствуют моменту времени эволюции температурного поля, равному  $0,5$  с)

## 5. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЖИМОВ С ОБОСТРЕНИЕМ

Расчеты проводились преимущественно в средах Mathematica 5.2-6.0, Maple 10, Matlab 7.0, были задействованы мультипроцессорные вычисления и методы Рунге-Куты 8-9 порядков и линий («the numerical methods of lines»). Погрешность не превышала  $0,01\%$ . Шаг по координатам и времени (особенно по последнему) был переменным и подбирался программой таким образом, чтобы находиться в рамках заданной погрешности.

### 5.1. Решения уравнения теплопереноса с нелинейным степенным тепловым источником в уран-плутониевой делящейся среде для граничных и начальных параметров соответствующих техническим реакторам

Получены решения уравнения теплопереноса (1) с нелинейным степенным тепловым источником (источник, удовлетворяющий требованию:  $q_T(T) = const \cdot T^{(1+\delta)}$ , где  $\delta > 1$  [3, 24]) в уран-плутониевой делящейся среде. Расчеты проводились для кубика делящейся среды, причем задавались разные его пространственные размеры и различные

значения для начальной и граничных температур. Так как температурные зависимости плотности теплового источника получены без учета изменения состава и плотности уран-плутониевой делящейся среды и согласно [3, 24] в зависимости от соотношения между показателями степени степенной зависимости теплопроводности от температуры и степенной зависимости от температуры теплового источника реализуются различные режимы с обострением (HS, S, LS), то рассматривались случаи для источника, пропорционального 1-, 2- и 4-й степеням температуры, причем мощность источника регулировалась при помощи доумножения его на разные коэффициенты пропорциональности  $const$  ( $const = 1,00$  Дж/(см<sup>3</sup>·с·К) - для источника, пропорционального 1-й степени температуры; 0,10; 0,15 и 1,00 Дж/(см<sup>3</sup>·с·К<sup>2</sup>) - 2-й степени; 1,00 Дж/(см<sup>3</sup>·с·К<sup>4</sup>) - 4-й степени). Получены решения уравнения теплопереноса (1) для постоянных значений теплопроводности и теплоемкости (11,5 Дж/(К·моль) и 27,5 Вт/(м·К) соответственно) (рис. 6, а), а также решения уравнения теплопереноса, учитывающие их зависимость от температуры (см. рис. 6, б-д). При расчетах зависимости теплоемкости и теплопроводности делящейся среды от температуры задавались следующими аналитическими выражениями, которые получены с использованием аппроксимации полиномиальной регрессией экспериментальных данных для  ${}_{92}^{238}U$ :

$$C_p(T) \approx -7,206 + 0,64T - 0,0047T^2 + 0,0000126T^3 + 2,004 \cdot 10^{-8}T^4 - 1,60 \cdot 10^{-10}T^5 - 2,15 \cdot 10^{-13}T^6,$$

$$\aleph(T) \approx 21,575 + 0,0152661T.$$

Представленные на рис. 6 результаты указывают на возможность локальных расплавлений уран-плутониевой делящейся среды, температура плавления которой практически совпадает с температурой плавления урана-238, равной 1400 К. Причем эти области локальных расплавлений не являются областями термических пиков и возможно являются теми областями расплава на поверхности урана, которые наблюдал Б.В. Эршлер [25] и которые упоминаются в [26].

### 5.2. Решения уравнения теплопереноса с нелинейным степенным тепловым источником в уран-плутониевой делящейся среде для граничных и начальных параметров, соответствующих геореактору

Согласно [1] быстрый уран-плутониевый типа Феокистова геореактор действует на границе твердого и жидкого ядра Земли, где [2] на глубине по радиусу Земли 5000 км температура 6000 К, давление порядка  $10^6$  атм и плотность  $12 \text{ г/см}^3$ . Вопрос о теплопроводности земного ядра не требует специального рассмотрения [2]. Дело в том, что в металлах коэффициент теплопроводности  $\aleph$  связан с коэффициентом электропроводности  $\sigma$  законом Видемана-Франца:

$$\aleph = \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{k}{e} \right)^2 \sigma T = L \sigma T,$$

где  $k$  – константа Больцмана;  $e$  – заряд электрона;  $L = 5,86 \cdot 10^{-9} \text{ кал} \cdot \text{Ом/с} \cdot \text{град}^2$ . Эксперимент дает  $\sigma \sim 3 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  для 5000 км [2], поэтому для теплоемкости получаем

$$\aleph \approx 0,18 \cdot 10^{-4} \cdot T \text{ кал/(см} \cdot \text{с} \cdot \text{град)}.$$

При расчетах коэффициент теплопроводности задавался (9), удельная теплоемкость при постоянном давлении -  $C_p \approx 6 \text{ кал/(моль} \cdot \text{град)}$  в соответствии с законом Дюлонга-Пти ( $C_V \approx 6 \text{ кал/(моль} \cdot \text{град)}$ ) и данными из [2], согласно которым  $C_p \approx C_V \cdot 1,05$ . Делящаяся уран-плутониевая среда задавалась в виде кубика с размерами 10,0x10,0x10,0 м и цилиндра с радиусом и длиной – 10 м. Для теплового источника принималось несколько значений показателя степенной зависимости от температуры делящейся среды. Пример полученных результатов показан на рис. 7.

Согласно результатам расчетов в локальной области ядерного горения уран-плутониевого геореактора достигаются температуры  $\geq 10^8$  К, при которых могут идти реакции термоядерного синтеза.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для уран-плутониевой делящейся среды полученные расчетные зависимости плотности теплового источника от температуры этой среды при различных концентрациях плутония. Эти зависимости (полученные без учета изменения состава и плотности уран-плутониевой делящейся среды) могут быть аппроксимированы степенной функцией по температуре с показателем степени, равным 4, т. е. получены режимы с обострением по Курдюмову.

Также получены предварительные результаты исследования уравнения теплопереноса уран-плутониевой делящейся среды для технических реакторов и для геореактора, подтверждающие возможность реализации режимов с обострением. Представленные результаты для технических реакторов указывают на возможность локальных расплавлений уран-плутониевой делящейся среды, а в уран-плутониевой делящейся среде геореактора реализуется LS-режим, при котором за короткое время поле температур достигает значений, достаточных для протекания реакций термоядерного синтеза ядер (например, ядер гелия  ${}^3_2\text{He}$  и  ${}^4_2\text{He}$ , которые порождаются волной ядерного горения геореактора [1, 27]), и остается устойчивым достаточно длительное время.

## ЛИТЕРАТУРА

1. V.D. Rusov, V.N. Pavlovich, V.N. Vashenko, V.A. Tarasov, et al. Geantineutrino spectrum and slow nuclear burning on the boundary of the liquid and solid phases of the Earth's core // *Journal of*

- Geophysical Research*. 2007, v. 112, B09203, doi: 10.1029/2005JB004212. P. 1-16.
2. В.Н. Жарков. *Внутреннее строение Земли и планеты*. М.: «Наука», 1983.
  3. *Режимы с обострением. Эволюция идеи: законы коэволюции сложных структур*. М.: «Наука», 1998.
  4. Л.П. Феоктистов. Нейтронно-делительная волна // *ДАН*. 1989, т. 309, № 4, с. 864-867.
  5. А.И. Ахиезер и др. К теории распространения цепной ядерной реакции в диффузионном приближении // *Ядерная физика*. 1999, т. 62, № 9, с. 1567-1575.
  6. В.Я. Гольдин, Д.Ю. Анистратов. Реактор на быстрых нейтронах в саморегулируемом нейтронно-ядерном режиме // *Мат. моделирование*. 1995, т. 7, № 10, с. 12-31.
  7. Н.С. Постников. Динамический хаос в реакторе с нелинейными обратными связями // *Атомная энергия*. 1993, т. 74, в. 4, с. 329-334.
  8. В. Русов, В. Тарасов, С. Косенко, В. Большаков. Урахування запізнилих нейтронів в нестационарних нейтронних мультиплікуючих системах та кінетичні рівняння реактора Л.П. Феоктистова // *Вісник Львівського університету. Серія фізична*. 2006, в. 39, ч. 1, с. 261-267.
  9. В.Д. Русов, В.А. Тарасов, С.М. Ушеренко, М.М. Овсянко. Моделирование диссипативных структур и волн концентраций точечных дефектов в открытой нелинейной физической системе «металл+нагрузка+облучение» // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 2001, № 4, с. 3-8.
  10. В.А. Тарасов, Т.Л. Бори́ков, Т.В. Крыжановская, С.А. Чернеженко, В.Д. Русов. Теория диссипативных структур кинетической системы для дефектов нелинейной физической системы «металл+нагрузка+облучение». Часть 1,2 // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 2007, № 2, с. 63-75.
  11. В.А. Тарасов, Т.Л. Бори́ков, Т.В. Крыжановская, С.А. Чернеженко, В.Д. Русов. Теория диссипативных структур кинетической системы для дефектов нелинейной физической системы «металл+нагрузка+облучение». Часть 3 // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 2007, № 6, с. 18-28.
  12. В.А. Тарасов. Математическое моделирование радиационной ползучести реакторного топлива на примере урана и его сплавов // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 2001, № 2, с. 23-30.
  13. В.Д. Русов, В.А. Тарасов, Д.А. Терещенко. Механизмы радиационной ползучести металлического уранового топлива и ее температурные нелинейности // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 2003, № 6, с. 20-23.
  14. В.Д. Русов, В.И. Скалозубов, В.А. Тарасов. Влияние облучения на упругопластическое развитие трещины при циклических нагрузках, вызванных термоакустической неустойчивостью теплоносителя в активной зоне // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 2002, № 3, с. 41-43.
  15. В. Русов, В. Тарасов, Т. Бори́ков. Пружно-пластичний розвиток тріщини в разі опромінення і циклічних навантажень, зумовлених термоакустичною нестійкістю теплоносія в активній зоні // *Вісник Львівського університету. Серія фізична*. 2005, в. 38, ч. 2, с. 288-293.
  16. Д.М. Скоров, Ю.Ф. Бычков, А.И. Дашковский. *Реакторное материаловедение*. М.: «Атомиздат», 1979.
  17. *Плутоний. Фундаментальные проблемы* / Под ред. Надыкто Б.А. Саров: изд-во РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003, т. 1 и 2.
  18. Г.Г. Бартоломей, Г.А. Бать, В.Д. Байбаков, М.С. Алхутов. *Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов*. М.: «Энергоатомиздат», 1989.
  19. Г. Николис, И. Пригожин. *Познание сложного*. М.: УРСС, 2003.
  20. ENSDF/B-VI. Los Alamos National Laboratory, 1998.
  21. Н.Д. Федоров. *Краткий справочник инженера-физика. Ядерная физика и атомная физика*. М.: Государственное издательство литературы в области атомной науки и техники, 1961.
  22. В.И. Владимиров. *Практические задачи по эксплуатации ядерных реакторов*. М.: «Энергоатомиздат», 1986.
  23. С.В. Широков. *Физика ядерных реакторов*. К.: «Наукова думка», 1992.
  24. С.П. Курдюмов, Е.С. Куркина. *Тепловые структуры в среде с нелинейной теплопроводностью*. М.: «Синергетика», 2006.
  25. Ф.С. Лаптева, П.В. Эршлер // *Атомная энергия*. 1956, №4, с. 63.
  26. И.М. Лифшиц, М.И. Каганов, Л.В. Танатаров. К теории радиационных изменений в металлах // *Атомная энергия*. 1959, т.6, №4, с. 391-402.
  27. В.Д. Русов, В.А. Тарасов, Д.А. Литвинов. *Физика реакторных антинейтрино*. М.: УРСС, 2008.

Статья поступила в редакцию 20.12.2010 г.

## **РЕЖИМИ ІЗ ЗАГОСТРЕННЯМ В УРАН-ПЛУТОНІЄВОМУ СЕРЕДОВИЩІ, ЩО ПОДІЛЯЄТЬСЯ, ТЕХНІЧНИХ ЯДЕРНИХ РЕАКТОРІВ І ГЕОРЕАКТОРА**

*В.Д. Русов, В.О. Тарасов, С.А. Чернеженко*

З відкриттям геореактора, що існує у вигляді хвилі повільного ядерного горіння в уран-плутонієвому середовищі, що поділяється, на границі рідких і твердих фаз Земного ядра, стає вкрай актуальним дослідження його кінетики. Для уран-плутонієвого середовища, що поділяється, отримані розрахункові залежності щільності теплового джерела від температури середовища, що поділяється, при різних концентраціях плутонію. Отримано рішення рівняння теплопереносу для уран-плутонієвого середовища, що поділяється, для технічних реакторів, які підтверджують можливість реалізації режимів із загостренням. Показано, що в уран-плутонієвому середовищі, що поділяється, геореактора реалізується LS-режим, при якому за час порядку 5...10 с досягаються локальні температури, достатні для протікання реакцій термоядерного синтезу.

## **THE MODES WITH THE SHARPENING IN THE URANIUM-PLUTONIUM FISSION ENVIRONMENT OF THE TECHNICAL NUCLEAR REACTORS AND GEOREACTOR**

*V.D. Rusov, V.A. Tarasov, S.A. Chernenchenko*

In the connection with opening of the georeactor, existing as a slow nuclear burning wave in the uranium - plutonium fission environment on border of liquid and solid phases of the Earth's core, is the extremely actual to research its kinetics. For the uranium - plutonium fission environment dependences of thermal source density on temperature of the fission environment are received at various concentration of plutonium. Obtained decisions of the exchanged heat equation for uranium - plutonium fission environment for the technical reactor conditions demonstrated the realizations of the modes with Kurdyumov's sharpening. It is shown, that in the uranium - plutonium fission environment of the georeactor it is realized LS – Kurdyumov's sharpening mode at which during the time order 5-10s the local temperatures have grown to the temperatures of the thermonuclear fusion.