

МОДЕЛЬ ВЫХОДА ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ИЗ БАСЕЙНА РАСПЛАВА ВО ВРЕМЯ ТЯЖЕЛОЙ АВАРИИ В РЕАКТОРЕ С ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИМ ОХЛАЖДЕНИЕМ

© 2021 г. Э. В. Усов^а, *, В. И. Чухно^а, И. А. Климонов^а, В. Д. Озрин^а,
Н. А. Мосунова^а, В. Ф. Стрижов^а

^аИнститут проблем безопасного развития атомной энергетики РАН,
Большая Тульская ул., д. 52, Москва, 115191 Россия

*e-mail: usovev@gmail.com

Поступила в редакцию 17.01.2020 г.

После доработки 22.05.2020 г.

Принята к публикации 24.06.2020 г.

Сценарии аварий, подразумевающие несрабатывание системы активных и пассивных защит реактора, являются наиболее тяжелыми по своим последствиям, поскольку сопровождаются плавлением твэлов, тепловыделяющих сборок и всей активной зоны и, как следствие, выходом продуктов деления (ПД) из расплава топлива и конструкционных материалов. Расположение реакторных установок вблизи населенных пунктов требует понимания того, к каким последствиям приведут гипотетические аварии с разрушением активной зоны. Наиболее важной является информация о количестве вышедших в окружающую среду ПД. Для оценки возможной дозовой нагрузки на персонал и окружающую среду при гипотетической аварии необходимы данные по выходу радиоактивных нуклидов из поврежденной, в том числе расплавленной, активной зоны. В настоящей работе представлены подходы, которые могут быть использованы для расчета количества вышедших продуктов деления из расплава топлива. В основе предложенных подходов – общие закономерности поведения и выхода примесей из жидких растворов. Для моделирования этого процесса решается система дифференциальных уравнений. Предложенные подходы были реализованы в виде программного модуля для расчета выхода ПД из расплава. С использованием разработанного модуля была решена тестовая задача по выходу ПД из расплава оксидного топлива, а также выполнен анализ результатов реальных экспериментов, проведенных в Национальной лаборатории в Ок-Ридже. Показана удовлетворительная сходимость расчетных данных по выходу из расплава как нелетучих (Ce, Sr), так и летучих (Xe, Kr) продуктов деления.

Ключевые слова: реактор на быстрых нейтронах, тяжелая авария, летучие и нелетучие продукты деления, расплав, ЕВКЛИД/V2, SAFR/V1

DOI: 10.1134/S0040363621020065

Для анализа тяжелых аварий в реакторных установках на быстрых нейтронах (быстрых реакторах) в ИБРАЭ РАН разрабатывается вторая версия интегрального кода ЕВКЛИД [1, 2]. В состав этого кода входят следующие модули: теплогидравлический, твэльный, нейтронно-физический, расчета переноса продуктов деления в теплоносителе и помещениях АЭС, тяжелоаварийный [3, 4]. Последний из перечисленных модулей позволяет рассчитывать процессы плавления твэла, перемещения расплава по твэлу, выброса расплава в теплоноситель, диссоциации нитридного топлива, выхода ПД из расплава.

Во время тяжелой аварии в реакторной установке, когда материал активной зоны реактора плавится и перемещается, в нижней части реактора может образовываться бассейн расплава, который нагревается остаточным теплом, выделяющимся в результате радиоактивного распада

продуктов деления, содержащихся в расплаве. Повышение температуры в бассейне активизирует выход газообразных продуктов деления из бассейна. Большая часть летучих продуктов деления (Xe, Kr, Cs, I) выходят из расплавленного топлива уже при формировании бассейна расплава, в то время как менее летучие продукты могут оставаться в конденсированном состоянии в расплаве из-за низкого давления насыщенных паров. Выход оставшихся в расплаве благородных газов и летучих/слаболетучих продуктов деления в большей степени определяется движением газонаполненных пузырей в расплаве. Выход нелетучих ПД зависит от конвективно-диффузионного переноса ПД в расплаве и их испарения с открытой поверхности расплава. К летучим ПД относятся следующие элементы: Cs, Cr, Mn, Kr, Te, Xe; к слаболетучим и нелетучим – Am, Ba, Ce, Cm, Co, Fe, Mn, Mo, Np, Nd, Ni, Sr, La, Pu, Ru, U, Zr.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЫХОДА ПД С ЗЕРКАЛА РАСПЛАВА

В этом разделе детально рассматривается процесс выноса веществ с зеркала расплава во время испарения ПД. Расплавы топлива с ПД могут быть представлены как идеальный раствор. В этом случае в соответствии с законом Рауля давление пара вещества над раствором (в модели идеального раствора) можно рассчитать по формуле

$$p = x_s p_s(T), \quad (1)$$

где x_s – мольная доля ПД в приповерхностном слое раствора (расплава); p_s – давление насыщенных паров над чистым веществом, индекс “s” относится к веществу в насыщенном состоянии; T – температура расплава.

Выход ПД из расплава может быть разделен на три этапа (рис. 1). На первом этапе происходит конвективно-диффузионный перенос ПД из объема расплава к его поверхности, затем в результате испарения ПД переходят в приповерхностный слой газа (второй этап) и далее из приповерхностного слоя переносятся в газовый объем (третий этап).

Поток массы из объема расплава в приповерхностный слой (см. рис. 1) можно определить по выражению

$$j_{cf} = \alpha_{cf} (C_\infty - C_s), \quad (2)$$

где α_{cf} – коэффициент массопереноса к поверхности расплава для заданного продукта деления; C_∞ – массовая концентрация ПД в объеме расплава; C_s – массовая концентрация ПД на поверхности расплава. Индекс “cf” относится к конвективному переносу в жидком расплаве, а индекс ∞ – к объему расплава на большом удалении от поверхности.

Поток массы (2) можно выразить через мольные доли продуктов деления в растворе x_∞ , x_s следующим образом:

$$j_{cf} = \alpha_{cf} (x_\infty - x_s) N_{tot} M / V. \quad (3)$$

Здесь N_{tot} – полное количество молей вещества в расплаве; M – молярная масса ПД; V – объем расплава.

Если предположить, что ПД составляют малую долю расплава топлива, то

$$N_{tot} = m_m / M_m,$$

где M_m и m_m – масса и молярная масса расплава; индекс “m” означает расплав.

Молекулярный перенос с приповерхностного слоя расплава в приповерхностный слой газа (см. рис. 1) описывается следующим выражением:

$$j_k = 2\sqrt{M/(2\pi RT)} [x_s p_s(T) - p_{b\infty}]. \quad (4)$$

Здесь R – универсальная газовая постоянная; $p_{b\infty}$ – парциальное давление пара вещества на некото-

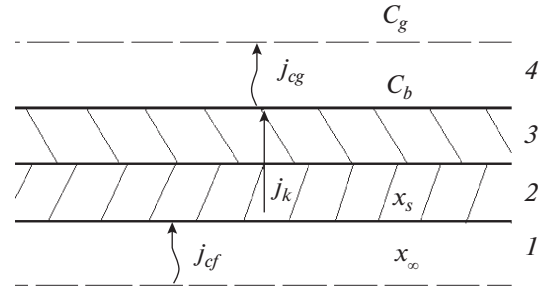


Рис. 1. Схема выхода ПД с зеркала расплава.

1 – внутренний объем расплава; 2 – приповерхностный слой расплава; 3 – приповерхностный слой газа; 4 – газовый объем

ром удалении от поверхности (расстояние порядка длины свободного пробега), индекс “b ∞ ” относится к слою газа на удалении от поверхности на расстоянии порядка длины свободного пробега молекулы.

При использовании массовой концентрации молекул, кг/м³, формула (4) примет вид

$$j_k = 2\sqrt{RT/(2\pi M)} [x_s C_s(T) - C_{b\infty}],$$

а в мольных долях

$$j_k = 2\sqrt{RT/(2\pi M)} C_s(T) [x_s - C_{b\infty}/C_s(T)].$$

На третьем этапе происходит конвективно-диффузионный перенос ПД из приповерхностного слоя газа в газовый объем (см. рис. 1)

$$j_{cg} = \alpha_{cg} (C_{b\infty} - C_g), \quad (5)$$

где C_g – концентрация молекул в буферном слое газа, индекс “cg” означает конвективный перенос в газе.

В долях давления насыщения формула (5) примет вид

$$j_{cg} = \alpha_{cg} C_s(T) [C_{b\infty}/C_s(T) - C_g/C_s(T)].$$

С использованием приведенных формул, а также условия баланса массы можно записать

$$j_{cf} = j_k = j_{cg}.$$

Потоки, выраженные через массовые доли, имеют вид

$$dm/dt = S \left\{ (\alpha_{cf} N_{tot} M / V)^{-1} + \left[2\sqrt{RT/(2\pi M)} C_s \right]^{-1} + (\alpha_{cg} C_s)^{-1} \right\}^{-1} (x_\infty - C_g / C_s),$$

где S – площадь поверхности расплава; $x_\infty = (C_\infty / M) / (\rho_m / M_m)$ – мольная доля; ρ_m – плотность расплава.

Концентрация насыщения может быть найдена по формуле для определения давления насыщения:

$$C_s(T) = p_s(T) M / (RT).$$

**РАСЧЕТ
КОЭФФИЦИЕНТОВ МАССООТДАЧИ**

Коэффициент массоотдачи ПД в жидкости может быть рассчитан с учетом аналогии между массо- и теплоотдачей с использованием безразмерного коэффициента массоотдачи – числа Шервуда Sh – от плоской горизонтальной поверхности

$$\alpha_{cf} = Sh D/L,$$

где D – коэффициент диффузии молекул i -го вещества в расплаве; L – линейный размер поверхности расплава, который может быть оценен по соотношению $L = \sqrt{4S/\pi}$.

Число Шервуда для естественной конвекции определяется по формуле [5]

$$Sh = 0.27(GrSc)^{0.25}.$$

Здесь $Gr = \frac{gL^3|C_\infty - C_s|}{\nu_m^2 C_\infty}$ – число Грасгофа; $Sc = \nu_m/D$ – число Шмидта; ν_m – кинематический коэффициент вязкости расплава; g – ускорение свободного падения.

Коэффициент диффузии молекул в жидкости может быть рассчитан с использованием соотношения Стокса–Эйнштейна:

$$D = k_B T / (3\pi\mu_m d),$$

где k_B – постоянная Больцмана; μ_m – динамический коэффициент вязкости расплава; d – размер молекулы ПД.

Коэффициент массоотдачи в газовой фазе также определяется с помощью вышеприведенных соотношений. Для расчета коэффициента диффузии молекул ПД в газе была использована формула из [6] в несколько модифицированном виде:

$$D = 2/3 \sqrt{k_B^3/\pi^3} \sqrt{[N_A/(2M_g)] + [N_A/(2M)]} \times 4p^{-1} T^{3/2} / (d + d_a)^2,$$

где d_a – эффективный диаметр молекулы буферного слоя газа над атмосферой (аргон или пары натрия); N_A – число Авогадро; M_g – молекулярная масса буферного газа.

**МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЫХОДА
ЛЕТУЧИХ ПД В ВИДЕ ПУЗЫРЕЙ**

Летучие ПД могут выходить не только с зеркала расплава, но и из бассейна в виде формирующихся и всплывающих пузырей, в которых испаряются ПД. Рост пузыря определяется скоростью диффузии ПД в пузырь из окружающей жидкости. В работе [7] на основе данных Скривена [8]

было получено следующее выражение для оценки скорости роста пузыря:

$$C_m/\rho_g = 2\beta^3 \exp(3\beta^2) \times \int_\beta^\infty \xi^{-2} \exp(-\xi^2 - 2\beta^3 \xi^{-1}) d\xi. \quad (6)$$

Здесь C_m – массовая концентрация ПД в расплаве, определяемая как сумма массовых концентраций всех летучих ПД; $C_m = \sum_i C_{i\infty}$ ($C_{i\infty} = m_{iПД}/V$, $m_{iПД}$ – масса i -го компонента ПД); ρ_g – плотность смеси ПД в газовом пузыре; $\beta = D_b / (4\sqrt{D_i t})$ – безразмерный параметр роста, который определяет скорость роста пузыря в зависимости от разности концентраций в объеме раствора и концентрации насыщения; D_b – диаметр пузыря; D_i – коэффициент диффузии i -го ПД; t – время; $\xi = r/R_{max}$ – автомодельная переменная [8] (r – радиус пузыря в момент времени t ; $R_{max} = D_b/2$ – максимальный радиус пузыря).

Плотность смеси ПД в газовом пузыре вычисляется по формуле

$$\rho_g = \sum_i x_{i\infty} p_{si}(T) M_i / (RT),$$

где индекс “ i ” соответствует i -му компоненту летучих ПД.

В полученном выражении (6) предполагается, что летучие ПД подчиняются уравнению состояния идеального газа. В приведенных выражениях учтено, что полная концентрация ПД в расплаве и в газовой фазе складывается из концентраций отдельных ПД.

При $\beta \geq 5.0$ используется асимптотическое приближение [8]

$$\varphi(\beta) = 2\beta^3 \exp(3\beta^2) \int_\beta^\infty \xi^{-2} \exp(-\xi^2 - 2\beta^3 \xi^{-1}) d\xi \approx \sqrt{\pi/3} (\beta - 4/9),$$

а при $\beta \leq 0.5$ [8]

$$\varphi(\beta) \approx 2\beta^2.$$

Для промежуточных значений $0.5 < \beta < 5.0$ используется линейная интерполяция.

Если известно значение β , то можно найти частоту образования пузырей минимального диаметра [8] f как обратную величину времени роста до этого диаметра:

$$f = t^{-1} = 16\beta^2 D_i / d_b^2; \quad D_b(t) = d_b = 4\beta\sqrt{D_i t}, \quad (7)$$

где D_i – коэффициент диффузии; $d_b = \sqrt{\sigma/(\rho_m g)}$ – минимальный диаметр пузыря, значение которого

принято равным капиллярной постоянной; σ – коэффициент поверхностного натяжения.

Скорость образования пузырей минимального диаметра рассчитывается по формуле

$$dn_1/dt = fs_n/V,$$

где n_1 – число пузырей минимального диаметра (индекс “1”); s_n – число центров, участвующих в образовании пузырей.

Образовавшиеся пузыри начинают всплывать. В процессе всплытия размер пузырей увеличивается как из-за продолжения их роста, так и вследствие коагуляции. Стоит отметить, что закон роста всплывающего пузыря отличается от закона Сквивена, принятого в настоящей работе для оценки скорости роста пузыря. Доработка подходов к учету различных эффектов – задача будущих исследований.

Диапазон размеров пузырей разбивается на конечное число фракций: $k = 1, \dots, N$. Первая фракция соответствует пузырям, имеющим диаметр, равный минимальному:

$$D_{b1} = d_b.$$

Изменение числа пузырей k -го размера из-за их слияния имеет следующий вид [9]:

$$dn_k/dt = 0.5 \sum_{i+j=k} B_{ij} n_i n_j - \sum_{i=1}^N B_{ik} n_i n_k.$$

Первая сумма этого выражения отвечает за образование пузырей k -го размера из пузырей меньшего размера, а вторая – за их исчезновение вследствие слияния с другими пузырями. Далее предполагается, что основной механизм слияния пузырей – их столкновение. Тогда скорость коагуляции

$$B_{ij} = 0.25\pi(D_{bi} + D_{bj})^2 |U_i - U_j|,$$

где U_i – скорость i -го пузыря; U_j – скорость j -го пузыря.

Изменение числа пузырей из-за их роста можно определить по выражению

$$dn_k/dt = n_{k-1}/\tau_{kk-1} - n_k/\tau_{k+1k},$$

где τ_{kk-1} – время роста пузыря размером D_{bk-1} до пузыря размером D_k . Значение этого времени можно получить из (7):

$$\tau_{kk-1} = (D_{bk}^2 - D_{bk-1}^2) / (16D\beta^2).$$

Уменьшение числа пузырей из-за их всплытия на поверхность равно отношению концентрации пузырей ко времени их всплытия, определяемого отношением глубины бассейна H к скорости движения пузырей U_k :

$$dn_k/dt = -U_k n_k / H.$$

Скорость движения пузыря вычисляется по выражению

$$U_k = (4gD_{bk}\zeta_{bk}/3)^{0.5},$$

где ζ_{bk} – коэффициент трения пузыря о жидкость.

Для расчета коэффициента трения пузыря используется формула из работы [9], которая, по утверждениям самих авторов, автоматически учитывает изменение коэффициента трения газового пузыря при изменении его формы. Необходимо отметить, что для поиска скорости движения пузыря решается нелинейное уравнение с использованием метода Ньютона.

Итоговое изменение числа пузырей k -го размера может быть представлено следующим образом [10]

$$\left. \begin{aligned} dn_1/dt &= fs_n/V - n_1/\tau_{21} - \sum_{i=1}^N B_{i1} n_i n_1 - U_1 n_1 / H; \\ &\dots \\ dn_k/dt &= n_{k-1}/\tau_{kk-1} - n_k/\tau_{k+1k} + \\ &+ 0.5 \sum_{i+j=k} B_{ij} n_i n_j - \sum_{i=1}^N B_{ik} n_i n_k - U_k n_k / H. \end{aligned} \right\}$$

При решении этой системы могут быть получены значения n_k в любой момент времени. В свою очередь, зная n_k , можно вычислить число пузырей заданного размера N_k , покидающих бассейн расплава в единицу времени:

$$\frac{dN_k}{dt} = n_k U_k S.$$

Отсюда полный объем газов V_g , выходящих с поверхности расплава в единицу времени,

$$\frac{dV_g}{dt} = \sum_{k=1}^N \frac{1}{6} \pi D_{bk}^3 n_k U_k S$$

и, соответственно, масса i -го летучего продукта деления, выходящего в единицу времени,

$$\frac{dm_i}{dt} = \rho_i(T) \sum_{k=1}^N \frac{1}{6} \pi D_{bk}^3 n_k U_k S.$$

Здесь $\rho_i(T)$ – плотность (массовая концентрация) ПД в пузыре при температуре T , которая рассчитывается по уравнению состояния идеального газа с учетом закона Рауля

$$\rho_i = \frac{C_{i\infty}/M_i}{\rho_m/M_m} \frac{p_{si}(T) M_i}{RT}.$$

В итоге уравнение для расчета изменения концентрации ПД в газовой фазе над расплавом выглядит следующим образом:

$$V_g \frac{dC_g}{dt} = S \left\{ \frac{1}{\alpha_{cf}} + \left[2\sqrt{RT/(2\pi M)} C_s \right]^{-1} \times \right. \\ \left. \times \frac{\rho_m/M_m}{C_s(T)/M} + \frac{1}{\alpha_{cg}} \frac{\rho_m/M_m}{C_s(T)/M} \right\}^{-1} \times \\ \times \left[C_\infty - C_g \frac{\rho_m/M_m}{C_s(T)/M} \right] + \frac{C_\infty/M}{\rho_m/M_m} C_s(T) \times \\ \times \sum_{k=1}^N \frac{1}{6} \pi D_{bk}^3 n_k U_k S.$$

Последний член этого уравнения описывает выход ПД в составе пузырей.

Уравнение для определения изменения концентрации ПД в расплаве

$$V \frac{dC_\infty}{dt} = -V_g \frac{dC_g}{dt}.$$

Полная масса ПД в атмосфере над расплавом составляет

$$m(t) = \sum_i V C_{ig}(t),$$

где $C_{ig}(t)$ – концентрация i -го ПД в атмосфере над расплавом.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Разработанная модель была реализована в составе тяжелоаварийного модуля SAFR/V1 [3, 4] интегрального кода ЕВКЛИД/V2 [1, 2]. Для демонстрации правильности программной реализации заложенных моделей были проведены расчеты задач с известным аналитическим решением, а для оценки погрешности расчетов выполнено моделирование экспериментов по выходу ПД из расплава топлива.

Далее приводится вывод аналитического решения. Изменение массы нелетучего ПД в атмосфере над расплавом находится путем решения следующего уравнения:

$$\frac{dm_g}{dt} = S \left[\frac{1}{\alpha_{cf}} + \frac{\rho_m M/M_m}{2\sqrt{RT} C_s(T)} + \frac{\rho_m M/M_m}{\alpha_{cg} C_s(T)} \right]^{-1} \times \\ \times \left(C_\infty - C_g \frac{\rho_m M/M_m}{C_s(T)} \right). \quad (8)$$

Масса продуктов деления, оставшихся в расплаве, равна

$$\frac{dm_m}{dt} = -\frac{dm_g}{dt}, \quad (9)$$

что отражает закон сохранения массы.

Выражение для массы продуктов деления можно переписать так:

$$m_m = V C_\infty, \quad m_g = V_g C_g. \quad (10)$$

В этом случае система уравнений (8)–(10) преобразуется к виду

$$V_g \frac{dC_g}{dt} = S \left[\frac{1}{\alpha_{cf}} + \frac{\rho_m M/M_m}{2\sqrt{RT} C_s(T)} + \frac{\rho_m M/M_m}{\alpha_{cg} C_s(T)} \right]^{-1} \times \\ \times \left[C_\infty - C_g \frac{\rho_m M/M_m}{C_s(T)} \right]; \\ V \frac{dC_\infty}{dt} = -S \left[\frac{1}{\alpha_{cf}} + \frac{\rho_m M/M_m}{2\sqrt{RT} C_s(T)} + \frac{\rho_m M/M_m}{\alpha_{cg} C_s(T)} \right]^{-1} \times \\ \times \left[C_\infty - C_g \frac{\rho_m M/M_m}{C_s(T)} \right]. \quad (11)$$

Систему уравнений (11) можно записать следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dC_g}{dt} &= \frac{S}{V_g} \alpha_{eff} \left(C_\infty - C_g \frac{\rho_m M/M_m}{C_s(T)} \right); \\ \frac{dC_\infty}{dt} &= -\frac{S}{V} \alpha_{eff} \left(C_\infty - C_g \frac{\rho_m M/M_m}{C_s(T)} \right). \end{aligned} \right\}$$

Здесь

$$\alpha_{eff} = \left(\frac{1}{\alpha_{cf}} + \frac{\rho_m M/M_m}{2\sqrt{RT} C_s(T)} + \frac{\rho_m M/M_m}{\alpha_{cg} C_s(T)} \right)^{-1}.$$

Система (11) представляет собой линейную систему дифференциальных уравнений, решение которой ищется в виде

$$C_g = C_1 e^{\lambda t}, \quad C_\infty = C_2 e^{\lambda t}.$$

В результате подстановки этих выражений в (11) получаем

$$\left\{ \begin{aligned} \left[\lambda + \frac{S}{V_g} \alpha_{eff} \frac{\rho_m/M_m}{C_s(T)/M} \right] C_1 - \frac{S}{V_g} \alpha_{eff} C_2 &= 0; \\ -\frac{S}{V} \alpha_{eff} \frac{\rho_m/M_m}{C_s(T)/M} C_1 + \left(\lambda + \frac{S}{V} \alpha_{eff} \right) C_2 &= 0. \end{aligned} \right\}$$

Нетривиальные решения могут быть только в том случае, если определитель системы равен 0, поэтому значения λ могут быть найдены при решении характеристического уравнения.

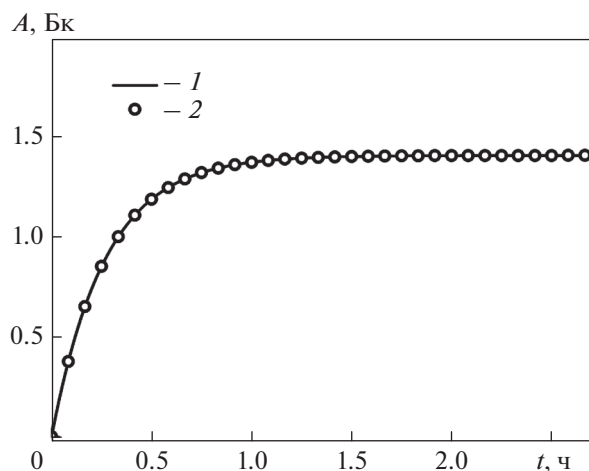


Рис. 2. Зависимость активности A продуктов деления от времени (выход нелетучих ПД из расплава). 1 – расчет по ЕВКЛИД/V2; 2 – аналитическое решение

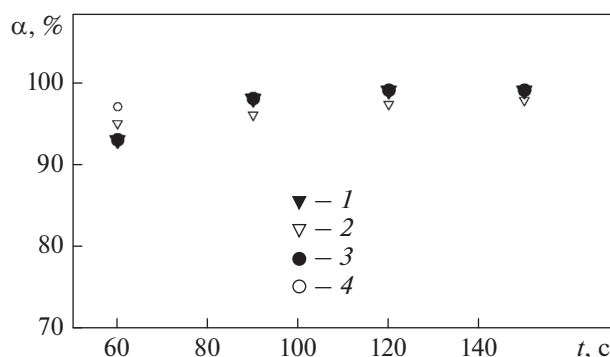


Рис. 3. Доля выхода из расплава топлива летучих ПД: ксенона (1, 2) и криптона (3, 4) – в зависимости от времени. 1, 4 – эксперимент [11]; 2, 3 – расчет авторов

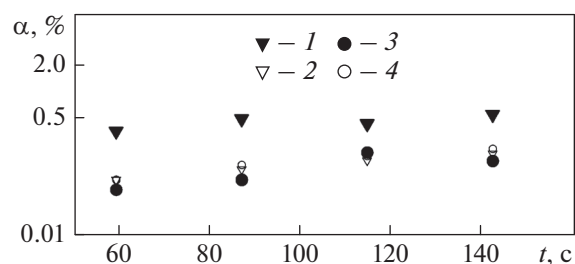


Рис. 4. Доля выхода из расплава топлива нелетучих ПД: стронция (1, 2) и церия (3, 4) – в зависимости от времени. Обозначения см. рис. 3

Общее решение имеет вид

$$C_{ig} = -\frac{V}{V_g} A e^{\lambda t} + \frac{C_{si}(T)/M_i}{\rho_m/M_m} B, \quad C_{i\infty} = A e^{\lambda t} + B. \quad (12)$$

При $t = 0$ (начальное условие): $C_{ig} = 0$ и $C_{i\infty} = C_0$, тогда

$$C_g = \left\{ 1 - \exp \left[-S \alpha_{eff} \left(\frac{1}{V} + \frac{1}{V_g} \frac{\rho_m/M_m}{C_s(T)/M} \right) t \right] \right\} \times \frac{C_s(T)/M}{\rho_m/M_m} V \times \frac{\rho_m/M_m}{C_s(T)/M V_g + V} C_0. \quad (13)$$

Активность A рассчитывается по формуле

$$A = \lambda_d C_g,$$

где λ_d – постоянная распада для данного изотопа.

На рис. 2 представлены результаты расчета и аналитического решения для выхода нелетучих ПД с зеркала расплава в виде зависимости активности (числа частиц, умноженных на постоянную распада) от времени. Как можно видеть из рисунка, результаты аналитического решения хорошо согласуются с расчетными данными.

Рисунок 3 иллюстрирует зависимость от времени доли выхода летучих ПД (ксенона и криптона) из расплава диоксида урана, а рис. 4 – нелетучих ПД (стронция и церия). В эксперименте, проведенном в Национальной лаборатории в Ок-Ридже [11], топливо удерживалось в расплавленном состоянии в течение определенного промежутка времени, в котором происходил выход ПД. Плавление таблеток общей массой 29 г осуществлялось путем пропускания электрического тока через вольфрамовый стержень, который был вставлен в отверстие таблеток. Таблетки топлива обдувались гелием, который уносил вышедшие из печи ПД. Эти рисунки показывают удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных данных для выхода как нелетучих, так и летучих продуктов деления.

ВЫВОДЫ

1. Механизмы выхода летучих и нелетучих продуктов деления из расплава различны и описываются разными дифференциальными уравнениями.
2. Предложенные механизмы выхода продуктов деления позволяют с хорошей точностью моделировать выход ПД в реальных экспериментах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Верификация** кода ЕВКЛИД/V2 на основе экспериментов с разрушением элементов активной зоны реактора с жидкометаллическим теплоносителем / А.А. Бутов, В.С. Жданов, И.А. Климонов, И.Г. Кудашов, А.Э. Кутлиметов, П.Д. Лобанов, Н.А. Мосунова, А.А. Сорокин, В.Ф. Стрижов, Э.В. Усов, В.И. Чухно // Теплоэнергетика. 2019. № 5. С. 16–24. <https://doi.org/10.1134/S0040363619050035>

2. **Физические** модели для расчета разрушений твэла и активной зоны реактора с жидкометаллическим теплоносителем, реализованные в коде ЕВКЛИД/V2 / А.А. Бутов, В.С. Жданов, И.А. Климонов, И.Г. Кудашов, А.Э. Кутлиметов, Н.А. Мосунова, В.Ф. Стрижов, А.А. Сорокин, С.А. Фролов, Э.В. Усов, В.И. Чухно // Теплоэнергетика. 2019. № 5. С. 5–15. <https://doi.org/10.1134/S0040363619050023>
3. **Моделирование** процессов плавления твэла и затвердевания расплава, образующегося при термическом разрушении твэла быстрого реактора, с помощью модуля SAFR/V1 интегрального кода ЕВКЛИД/V2 / Э.В. Усов, А.А. Бутов, В.И. Чухно, И.А. Климонов, И.Г. Кудашов, В.С. Жданов, Н.А. Прибатурин, Н.А. Мосунова, В.Ф. Стрижов // Атомная энергия. 2018. Т. 124. Вып. 3. С. 123–126.
4. **Моделирование** перемещения расплава по поверхности твэла быстрого реактора при тяжелой аварии с помощью модуля SAFR/V1 интегрального кода ЕВКЛИД/V2 / Э.В. Усов, А.Л. Бутов, В.И. Чухно, И.А. Климонов, И.Г. Кудашов, В.С. Жданов, Н.А. Прибатурин, Н.А. Мосунова, В.Ф. Стрижов // Атомная энергия. 2018. Т. 124. Вып. 4. С. 197–200.
5. **Дрейцер Г.А.** Теплообмен при свободной конвекции. М.: МАИ, 2002.
6. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Теоретическая физика. Физическая кинетика. Т. 10. М.: Физматлит, 2002.
7. **McClure P.R., Leonard M.T., Razani A.** A model for fission product release from liquid metal pool: Development and sensitivity investigation // Nucl. Sci. Eng. 1993. V. 114. Is. 2. P. 102–111. <https://doi.org/10.13182/NSE93-A24021>
8. **Scriven L.E.** On the dynamic of phase growth // Chem. Eng. Sci. 1959. V. 10. Is. 1–2. pp. 1–13. [https://doi.org/10.1016/0009-2509\(59\)80019-1](https://doi.org/10.1016/0009-2509(59)80019-1)
9. **Friedlander S.** Smoke, dust, and haze. Fundamentals of aerosol dynamics. N.Y.: Oxford University Press, 2000.
10. **Loth E.** Quasi-steady shape and drag of deformable bubbles and drops // Int. J. Multiphase Flow. 2008. V. 34. Is. 6. P. 523–546. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2007.08.010>
11. **Release of fission products during in-pile melting of UO₂** / W.E. Browning, C.E. Miller, R.P. Shields, B.F. Roberts // Nucl. Sci. Eng. 1964. V. 18. P. 151–162. <https://doi.org/10.13182/NSE64-1>

A Model of the Outlet of Fission Products from the Melt Pool during a Severe Accident in a Liquid-Metallic Cooled Reactor

E. V. Usov^{a,*}, V. I. Chukhno^a, I. A. Klimonov^a, V. D. Ozrin^a, N. A. Mosunova^a, and V. F. Strizhov^a

^a*Institute for Safe Development of Nuclear Power Engineering (IBRAE), Russian Academy of Sciences, Moscow, 115191 Russia*

**e-mail: usovev@gmail.com*

Abstract—Accident scenarios implying the failure of the active and passive reactor protection system are the most severe in their consequences since they are accompanied by the melting of fuel elements, fuel assemblies, and the entire core and, as a consequence, the release of fission products (FP) from the fuel melt and structural materials. The location of reactor facilities near populated areas requires an understanding of the consequences of hypothetical accidents with the destruction of the core. The information on the amount of FP released into the environment is the most important. To assess the possible dose load on personnel and the environment in a hypothetical accident, data on the release of radioactive nuclides from the damaged, including molten, core are required. This work presents approaches that can be used to calculate the amount of fission products released from the fuel melt. The proposed approaches are based on general patterns of behavior and release of impurities from liquid solutions. To simulate this process, a system of differential equations is solved. The proposed approaches were implemented in the form of a software module for calculating the release of FP from the melt. Using the developed module, a test problem for the release of FP from a molten oxide fuel was solved, and an analysis of the results of real experiments carried out at the National Laboratory in Oak Ridge was carried out. Satisfactory convergence of the calculated data on the yield of both nonvolatile (Ce, Sr) and volatile (Xe, Kr) fission products is shown.

Keywords: fast neutron reactor, severe accident, volatile and nonvolatile fission products, melt, EUCLID/V2, SAFR/V1