

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИАЦИОННОЙ ГЕТЕРОГЕННОСТИ И ПОВРЕЖДЕННОГО ОБЪЕМА МНОГОФАЗНЫХ АКТИНОИДНЫХ КОМПОЗИЦИЙ

А.А. Козарь

Учреждение Российской Академии наук, Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, г. Москва



Предложено количественное определение радиационной гетерогенности многофазных актиноидных композиций, позволяющее сравнивать их по степени радиационной устойчивости к самооблучению тяжелыми заряженными частицами без подробного описания этих систем. Определена радиационная гетерогенность матриц в зависимости от диаметра включенных в них актиноидных микросфер и микроцилиндров. Проведен расчет поврежденного объема матриц, содержащих различные концентрации актиноидов в виде микросфер и микроцилиндров. Показано, что увеличение размеров актиноидной фазы дает возможность повысить ее содержание в матрице без роста дозовой нагрузки на каркас.

Ключевые слова: радиационная устойчивость, гетерогенность, актиноид, трансмутационные мишени.

Key words: radiation stability, heterogeneity, actinide, transmutation targets.

ВВЕДЕНИЕ

Повышение радиационной устойчивости материалов, содержащих актиноиды, к самооблучению тяжелыми заряженными частицами – ядрами гелия, ядрами отдачи и осколками деления – является одной из важных задач ядерного топливного цикла. К указанным материалам относятся трансмутационные мишени и ядерное топливо, для которых становится возможным увеличение предельно допустимого выгорания, а также предназначенные для долговременного хранения или захоронения иммобилизаторы, в которых можно заметно повысить содержание актиноидных отходов.

Одним из путей решения проблемы может стать переход к радиационно гетерогенной структуре рассматриваемых композиций, т.е. к формированию их в виде многофазной системы, в которой размеры излучающей фазы (или смеси фаз) превышают длину пробега конкретных тяжелых заряженных частиц в актиноидном материале. Поглощение части тяжелых ядер внутри излучающих актиноидных включений позволяет, иногда довольно значительно, снизить дозовую нагрузку на скелет матрицы. Понятие радиационной гетерогенности системы относительно дан-

ного короткопробежного излучения впервые введено в публикации [1], где также проведено расчетное сравнение количества вызванных тяжелыми частицами повреждений в гомогенных и гетерогенных матрицах в зависимости от размеров излучающих включений шаровой и цилиндрической формы. Некоторые характеристики гетерогенных систем изучались в рамках программы по созданию ядерного топлива с инертной матрицей (IMF) – прочность, теплопроводность, приближенная величина неповрежденного объема и др. [2–4]. В то же время количественного определения радиационной гетерогенности, позволяющего легко сравнивать между собой гетерогенные системы, содержащие излучающий материал в виде разных по форме и размерам частиц, до сих пор введено не было. В данной работе сделана попытка восполнить указанный пробел, а также уточнить оценки неповрежденного объема в рассматриваемых актиноидных системах.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИАЦИОННОЙ ГЕТЕРОГЕННОСТИ

Функция радиационной гетерогенности должна монотонно расти при снижении выхода короткопробежного излучения за пределы актиноидной частицы. Кроме того, требуется, чтобы она принимала нулевое значение при размерах актиноидных включений, излучающих данный вид тяжелых заряженных частиц, менее длины пробега последних в материале актиноидной фазы, когда система становится радиационно-гомогенной. Указанным условиям удовлетворяет следующее определение радиационной гетерогенности

$$g = \lg \frac{I^{tot}}{I}, \quad (1)$$

где I^{tot} – суммарная мощность генерации данного короткопробежного излучения в гетерогенной системе; I – суммарный поток этого излучения, выходящий за пределы актиноидных частиц-источников. Величина, обратная стоящей под знаком

логарифма $Y = \left(\frac{I^{tot}}{I} \right)^{-1} = 10^{-g}$, есть относительный выход короткопробежного из-

лучения из актиноидной фазы. Хотя функция g может принимать любое неотрицательное значение, реально интерес представляет сравнение систем, в которых выход Y составляет не менее 1%, что соответствует отрезку значений радиационной гетерогенности [0,2] (рис. 1а).

В наиболее общем виде величину I можно найти так:

$$I = \sum_i n_i \iiint_{(x,y,z)} I_i(x,y,z) P_i(x,y,z) dx dy dz, \quad (2)$$

где n_i – относительное количество актиноидных частиц i -той геометрической формы; $I_i(x, y, z)$ – суммарный поток излучения, покидающего объем этих частиц в зависимости от их размеров в координатах (x, y, z) ; $P_i(x, y, z)$ – нормированное распределение этих частиц по размерам. Следует отметить, что даже частицы актиноидных порошков имеют довольно ограниченное количество геометрических форм, не говоря уже о наиболее перспективных для производства рассматриваемых систем микросферах, получаемых обычно методом «золь-гель» [5]. Диапазон изменения размеров частиц также очень узок, что диктуется необходимостью стандартизации физико-химических свойств ядерного топлива, трансмутационных мишеней и иммобилизаторов. Это значительно облегчает практическое использование выражения (2). Стоящие под знаком интеграла функции в (2) могут быть приведены к виду зависимостей от одного характерного параметра, поскольку в данном случае предполагается раздельное рассмотрение геометрически подобных фигур. Например, для удовлетворяющих принципу подобия конусовидных

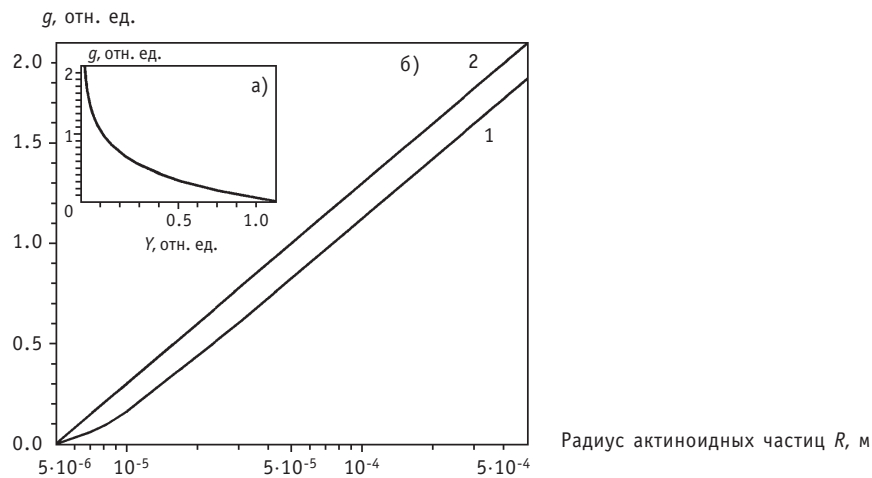


Рис. 1. Зависимость радиационной гетерогенности g от относительного выхода Y короткопробежного излучения из актиноидной фазы а) и от радиуса R сферических 1 и цилиндрических 2 актиноидных частиц при пробеге ядер гелия и осколков деления в актиноидном материале $\bar{R} = 10^{-5}$ м – б)

частиц с эллиптическим основанием в качестве характерного параметра может быть выбрана одна из осей последнего.

При единичной объемной мощности излучающего материала поток частиц из не имеющих внутренних полостей микросферы радиуса R и микроцилиндра с длиной h , намного превосходящей его радиус R ($h \gg R$), дается соответственно выражениями [1]

$$I_{sph}(R) = 2\pi \left(\frac{R^3}{3} - \frac{R^4}{8\bar{R}} + \frac{R^2\bar{R}}{4} \right) \text{ и } I_{cyl}(R) \approx \pi \left(\frac{R^2}{2} - \frac{R^3}{4\bar{R}} + \frac{R\bar{R}}{4} \right) h \text{ при } \bar{R}/2 < R \leq \bar{R}, \quad (3)$$

$$I_{sph}(R) = 2\pi \left(\frac{R^2\bar{R}}{2} - \frac{\bar{R}^3}{24} \right) \text{ и } I_{cyl}(R) \approx \pi \frac{R\bar{R}}{2} h \text{ при } R \geq \bar{R}, \quad (4)$$

где \bar{R} – длина пробега тяжелых частиц в материале актиноидных включений.

В точке $R = \bar{R}/2$ система становится радиационно-гомогенной ($g = 0$), но результаты расчета по формулам (3) $I_{sph}(R = \bar{R}/2) = \frac{37}{24}\pi R^3$ и $I_{cyl}(R = \bar{R}/2) \approx \frac{7}{8}\pi R^2 h$ несколько

отличаются от ожидаемых величин $I_{sph}^{tot} = \frac{4}{3}\pi R^3$ и $I_{cyl}^{tot} = \pi R^2 h$, поскольку граница

раздела материалов имеет отличную от нулевой протяженность. Подставив

$I_{sph}^{tot}/I_{sph}(R)$ и $I_{cyl}^{tot}/I_{cyl}(R)$ в выражение (1) с использованием формул (3) и (4), найдем зависимость радиационной гетерогенности композиций, содержащих актиноидные микросферы или длинные цилиндры, относительно ядер гелия и осколков деления с пробегом в материале включений $\bar{R} = 10^{-5}$ м, от радиусов этих включений (рис. 16):

$$g_{sph}(R) = \lg 2 - \lg \left(1 - \frac{3}{8} \frac{R^2 - 2\bar{R}^2}{R\bar{R}} \right) \text{ и } g_{cyl}(R) \approx \lg 2 - \lg \left(1 - \frac{1}{2} \frac{R^2 - \bar{R}^2}{R\bar{R}} \right) \text{ при } \bar{R}/2 < R \leq \bar{R},$$

$$g_{sph}(R) = \lg \frac{4}{3} - \lg \frac{\bar{R}}{R} - \lg \left(1 - \frac{1}{12} \left(\frac{\bar{R}}{R} \right)^2 \right) \text{ и } g_{cyl}(R) \approx \lg 2 - \lg \frac{\bar{R}}{R} \text{ при } R \geq \bar{R}.$$

Если уменьшить масштаб на рис. 16 по оси абсцисс в 10^3 раз, можно получить радиационную гетерогенность рассматриваемых систем относительно ядер отдачи с длиной пробега в актиноидном материале $\bar{R} = 10^{-8}$ м, вклад которых в среднюю по объему дозовую нагрузку на гетерогенную матрицу оценивался ранее [1]. В связи с малым пробегом ядер отдачи в перспективных материалах матриц-носителей, который обычно не превышает $2 \cdot 10^{-8}$ м, соответствующая составляющая дозовой нагрузки будет существенной только при сравнимых размерах актиноидных частиц, поскольку количество повреждений, создаваемых ядрами отдачи в 5–10 раз выше, чем от бомбардировки ядрами гелия [6]. При размерах актиноидных включений свыше 10^{-6} м самооблучением системы ядрами отдачи можно пренебречь. Кроме того, в этом случае прилегающая к актиноидным частицам соответствующая область повреждений ядрами отдачи столь узка относительно расстояния действия α -частиц, что практически не влияет на радиационную устойчивость матрицы-носителя.

Кривые на рис. 16 близки к параллельным почти во всем диапазоне размеров актиноидных включений, а радиационная гетерогенность системы с микросферами ниже, чем с включениями длинных цилиндров того же радиуса примерно на 0.2, т. е. относительный выход короткопробежного излучения из микросфер составляет $\sim 10^{-0.2} \cdot 100\% \approx 60\%$ от выхода из длинных цилиндров. Однако при одинаковом объемном заполнении актиноидами гетерогенность композиции с микросферами радиуса R_{sph} будет заметно выше, чем с длинными цилиндрами радиуса R_{cyl} высотой $h = kR_{cyl}$ для реально рассматриваемых $k \geq 10$, поскольку

$$R_{cyl} = \left(\frac{3k}{4} \right)^{-1/3} R_{sph} > R_{sph} \text{ уже при } k > \frac{4}{3} \text{ (если } k = 10, \text{ то } R_{cyl} \approx 0.5 R_{sph}).$$

Радиационная гетерогенность, согласно (1), показывает уровень внешнего воздействия со стороны актиноидных частиц-излучателей на материал матрицы-носителя. Однако результат этой дозовой нагрузки, т.е. суммарная степень повреждений скелета композиции, зависит от объемного содержания актиноидов в ней, поэтому устойчивость к облучению рассматриваемых объектов может быть различной при одинаковой радиационной гетерогенности. Для сравнения степени повреждений в гетерогенных системах представляется возможным ввести характеристику объемной радиационной гетерогенности относительно данного вида излучения, которая по смыслу может быть названа и коэффициентом радиационной устойчивости матрицы к определенному излучению:

$$g_v = \lg \left(\frac{V^{tot}}{V^{ir}} \frac{I^{tot}}{I} \right) = \lg \frac{V^{tot}}{V^{ir}} + g, \quad (5)$$

где V^{tot} – полный объем гетерогенной системы, V^{ir} – объем материала-излучателя тяжелых заряженных частиц в ней. Первое слагаемое в выражении (5) представляет собой объемную составляющую функции g_v , которая, очевидно, больше нуля. Поскольку композиции с объемным содержанием актиноидных частиц менее 1% рассматриваются редко, то значения этого компонента на практике будут, в основном, находиться в интервале $]0,2]$, так что вклад обоих слагаемых в формуле (5) в величину g_v примерно равнозначен. Практическое значение коэффициента g_v особенно наглядно в области низких концентраций актиноидов в матрице, когда даже радиационно-гомогенная система тем не менее может обладать значительной радиационной устойчивостью, что будет отражено высоким значением рассматриваемого параметра.

Следует отметить, что в отдельных случаях положительный результат приносит снижение радиационной гетерогенности системы. Для того, чтобы искусственный рутений, полученный трансмутацией литых металлических дисков ^{99}Tc [7], мог применяться без ограничений спустя 8–10 лет (в зависимости от выгорания мишени) после облучения, проводилась предварительная глубокая очистка выделенного из отработавшего ядерного топлива технеция от актиноидов в соответствии с ранее выдвинутыми требованиями [8], поскольку образующийся при облучении продукт деления ^{106}Ru ($T_{1/2} = 371.6$ сут.) химическими методами не отделяется. Однако требования к степени удаления актиноидов из технеция можно снизить или вообще исключить из технологии эту трудоемкую операцию за счет использования явления, несколько сходного с известным эффектом изотопного разделения Сцилларда-Чалмерса. Для этого мишень должна иметь низкую радиационную гетерогенность и состоять из ядерно-инертного разбавителя и порошка ^{99}Tc с размером зерна, близким к пробегу осколков деления в технеции. Тогда часть ^{106}Ru из частиц сплава Tc-Ru попадет в материал матрицы и будет удалена вместе с ним при переработке мишени [9].

ПОВРЕЖДЕННЫЙ ОБЪЕМ В ГЕТЕРОГЕННОЙ СИСТЕМЕ

Концентрация повреждений в материале матрицы, вызванных тяжелыми заряженными ядрами, убывает с увеличением расстояния от поверхности актиноидной частицы. Поэтому система может сохранять приемлемые эксплуатационные характеристики даже если в ней отсутствует свободная от треков пространственно-непрерывная замкнутая область, а неповрежденные участки представлены островками в каркасном материале. Оценка поврежденного объема в системе дает представление о степени ее радиационной устойчивости.

Поскольку зачастую в литературе приводится массовая доля ξ включенных в композицию актиноидов, то при рассмотрении характеристик, связанных с величиной объема, удобно переходить к объемному содержанию материала-излучателя:

$$p = \frac{V^{ir}}{V^{tot}} = \frac{\xi \rho_2}{\rho_1 - \xi(\rho_1 - \rho_2)},$$

где ρ_1 и ρ_2 – плотности актиноидного и каркасного материалов соответственно.

Если минимальное расстояние между центрами соседних регулярно расположенных микросфер или осями длинных микроцилиндров радиуса R составляет r , то относительный объем, занимаемый излучающим материалом в композиции, соответственно

$$p_{sph} = \frac{4}{3}\pi\left(\frac{R}{r}\right)^3 \text{ и } p_{cyl} = \pi\left(\frac{R}{r}\right)^2. \quad (6)$$

Минимальные радиусы актиноидных микросфер или микроцилиндров, при которых в матрице существует свободная от треков короткопробежного излучения пространственно-непрерывная замкнутая область, соответственно есть [1]:

$$R_{sph}^{min} = \bar{R}^m \left[\left(\frac{\pi}{6p_{sph}} \right)^{1/3} - 1 \right]^{-1} \text{ и } R_{cyl}^{min} = \bar{R}^m \left[\left(\frac{\pi}{4p_{cyl}} \right)^{1/2} - 1 \right]^{-1}, \quad (7)$$

где \bar{R}^m – длина пробега тяжелых заряженных частиц в каркасном материале.

В области, где в соответствии с равенством (7) радиусы актиноидных микросфер и микроцилиндров удовлетворяют условию $R \geq R_{sph}^{min}$ или $R \geq R_{cyl}^{min}$, относительный поврежденный объем в матрице согласно схеме на рис. 2а с учетом (6) составляет соответственно

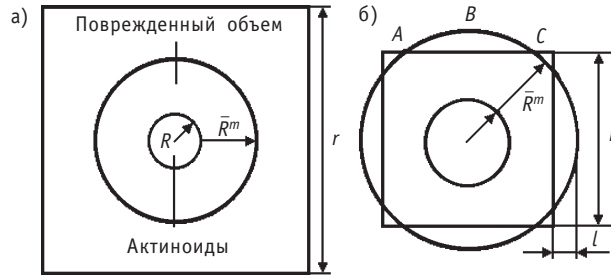


Рис. 2. Схема для расчета поврежденного объема в матрице, содержащей актиноидные микросферы и микроцилиндры

$$v_{sph} = \frac{4}{3} \pi \frac{(R + \bar{R}^m)^3}{r^3} = p \left(1 + \frac{\bar{R}^m}{R} \right)^3 \quad \text{и} \quad v_{cyl} = \frac{\pi h (R + \bar{R}^m)^2}{h r^2} = p \left(1 + \frac{\bar{R}^m}{R} \right)^2.$$

Как следует из рис. 2б, когда радиус актиноидных микросфер и микроцилиндров соответственно уменьшается до

$$R < R_0^{sph} = \frac{\bar{R}^m}{\left(\frac{\pi}{6p} \right)^{1/3} \sqrt{2} - 1} \quad \text{и} \quad R < R_0^{cyl} = \frac{\bar{R}^m}{\left(\frac{\pi}{4p} \right)^{1/2} \sqrt{2} - 1}, \quad (8)$$

неповрежденный объем в матрице отсутствует, т.е. $v_{sph} = 1$ и $v_{cyl} = 1$.

В области, где $R_0^{sph} < R \leq R_{sph}^{min}$ и $R_0^{cyl} < R \leq R_{cyl}^{min}$ поврежденный объем уменьшается за счет пересечения областей, доступных тяжелым заряженным частицам, испускаемым из соседних микросфер и микроцилиндров. Элементарная кубическая ячейка вырезает из шаровой зоны повреждений шесть областей объемом \bar{v}_{sph} каждая, одна из которых обозначена на рис. 2б как ABC ; для цилиндров элементарной ячейкой является длинный параллелепипед, который в аналогичной ситуации вырезает из цилиндрической зоны повреждений четыре области объемами \bar{v}_{cyl} (рис. 2б):

$$v_{sph} = p \left(1 + \frac{\bar{R}^m}{R} \right)^3 - \frac{6\bar{v}_{sph}}{r^3}; \quad v_{cyl} = p \left(1 + \frac{\bar{R}^m}{R} \right)^2 - \frac{4\bar{v}_{cyl}}{h r^2}. \quad (9)$$

Для микросфер объем каждой из фигур ABC определяется по поперечным сечениям и равен

$$\bar{v}_{sph} = \pi \int_0^l ((R + \bar{R}^m)^2 - (R + \bar{R}^m - x)^2) dx = \pi l^2 \left(R + \bar{R}^m - \frac{l}{3} \right),$$

где $l = R + \bar{R}^m - \frac{r}{2}$.

Таким образом, с учетом (9) относительный поврежденный объем композиции с микросферами в рассматриваемой области значений R

$$v_{sph} = p \left(1 + \frac{\bar{R}^m}{R} \right)^3 - \frac{3p}{R^3} \left[(R + \bar{R}^m) - \frac{1}{2} \left(\frac{4\pi}{3p} \right)^{1/3} R \right]^2 \left[(R + \bar{R}^m) + \frac{1}{4} \left(\frac{4\pi}{3p} \right)^{1/3} R \right].$$

Вывод выражения для поврежденного объема в системе с микроцилиндрами аналогичен, хотя довольно громоздок. В данном случае задача несколько проще решается методами планиметрии. Конечный результат

$$v_{cyl} = \left(1 + \frac{\bar{R}^m}{R}\right)^2 \left[p - \left(\frac{\pi}{4p}\right)^{-1} \arccos \left[\left(\frac{\pi}{4p}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{\bar{R}^m}{R}\right)^{-1} \right] \right] + \left(\frac{\pi}{4p}\right)^{1/2} \left[\left(1 + \frac{\bar{R}^m}{R}\right)^2 - \frac{\pi}{4p} \right]^{1/2}.$$

На рисунке 3 проведено сравнение расчетов поврежденного объема по приведенным формулам с опубликованными данными [4] для трансмутационной мишени с каркасом MgO, содержащей 20 (мас. %) AmO_x ($x \approx 1.62$, 0.83 г Am/см³) в виде микросфер. Представлена только часть графика [4], относящаяся к малым размерам микросфер; в области больших размеров обе кривые совпадают. Расхождение кривых заметно при $R \leq 16.5$ мкм, неповрежденный объем в матрице будет отсутствовать согласно выражению (8) при $R < 9$ мкм, в то время как кривая [4] дает значение $R \approx 11$ мкм. Хотя на первый взгляд эти несовпадения не слишком значительны, тем не менее вопрос об использовании мелких фракций актиноидных порошков в гетерогенных системах технологически довольно важен. Кроме того, данный расчет проведен для мишеней с малым содержанием оксида америция около 7.5% объема мишени. Однако, поскольку фракцию ^{241,243}Am обычно планируется трансмутировать в быстром нейтронном спектре, реальные мишени должны будут содержать более высокие концентрации америция. В этом случае расхождения в вычислениях поврежденного объема в них двумя указанными методами становятся более заметными.

На рисунке 4 представлены зависимости относительного поврежденного объема в мишенях на основе ZrO₂ от размера микросфер и микроцилиндров ²³⁷NpO₂, которые также справедливы и для AmO₂ вследствие близкой плотности этих соединений. Невысокая концентрация ²³⁷Np в мишени (10% масс. ²³⁷NpO₂ соответствует ~ 0.5 г ²³⁷Np/см³) особенно оправдана при его сжигании в сверхвысоких потоках тепловых нейтронов с плотностью 10¹⁵ см⁻²Чс⁻¹ и выше с целью использования ускорения трансмутации данного актиноида за счет деления короткоживущего дочернего ²³⁸Np ($T_{1/2} = 2.117$ сут) [10 – 12]. Низкое содержание делящегося материала в композиции позволяет эффективно решать проблемы теплоотвода и сохранять достаточный уровень нейтронного потока в ее объеме. В данном случае при одинаковом набранном нейтронном флюенсе выгорание мишени возрас-

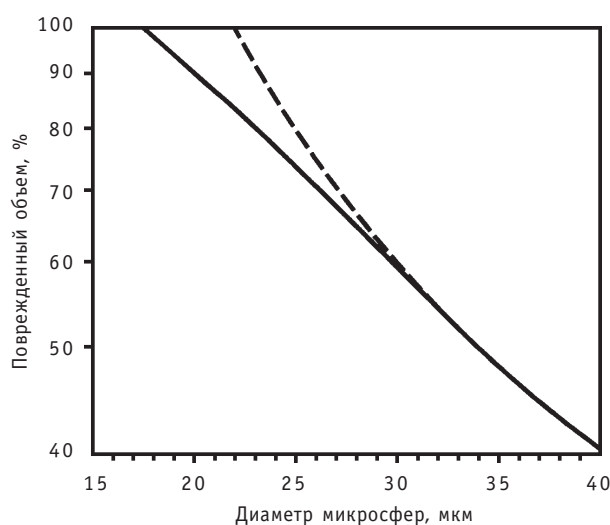


Рис. 3. Сравнение расчета зависимости относительного поврежденного объема каркаса матрицы MgO, содержащей 20% масс. микросфер AmO_x, от их диаметра (—) с данными публикации [4] (- -)

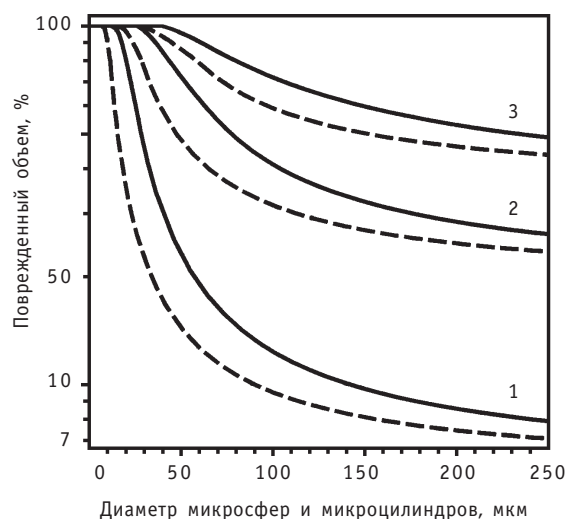


Рис. 4. Относительный поврежденный объем матричного материала ZrO_2 в зависимости от диаметра микросфер (—) и длинных микроцилиндров (- -) NpO_2 при его содержании 10 (1), 30 (2) и 50 (3)% масс.

тает, если облучение проводится в более плотных потоках нейтронов (рис. 5). Следует отметить, что при повышении плотности потока тепловых нейтронов до уровня более $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ эффект ускорения трансмутации будет заметен и для ^{241}Am вследствие выгорания короткоживущего ^{242}Am ($T_{1/2} = 16.1 \text{ ч}$). В рамках такого подхода к трансмутации ^{237}Np и ^{241}Am их низкая концентрация около 10% масс. в мишени на основе ZrO_2 позволяет обеспечить достаточный уровень ее радиационной устойчивости при размерах зерен актиноидного порошка $\sim 20 \text{ мкм}$, что дает возможность исключить из технологии производства мишеней трудоемкую стадию синтеза микросфер. При большом содержании ^{237}Np (или ^{241}Am) в системе (50% масс. $^{237}\text{NpO}_2$ соответствует $\sim 3.2 \text{ г } ^{237}\text{Np}/\text{см}^3$) для повышения ее радиационной устойчивости актиноидные частицы должны иметь размеры свыше 100 мкм.

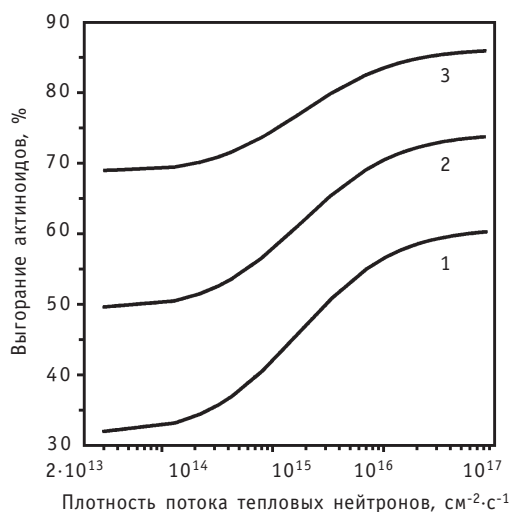


Рис. 5. Зависимость суммарного выгорания актиноидов в трансмутационной мишени ^{237}Np от плотности потока тепловых нейтронов в спектре жесткостью 0.1 при наборе нейтронного флюенса 10^{22} см^2 : 1 — 0.5; 2 — 0.7; 3 — 1

Таким образом, оценка поврежденного объема в трансмутационных мишенях, ядерном топливе или иммобилизаторах позволяет оптимизировать размеры частиц актиноидов в зависимости от их заданной концентрации в указанных многофазных композициях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обычно от предложения использования впервые введенных в данную область науки параметров до их широкого применения на практике проходит некоторое время. Тем не менее удобство количественного определения свойств радиационной гетерогенности многофазных композиций, позволяющее сравнивать их между собой по конкретному существенному отличительному признаку, избегая комплексного описания свойств системы по многим не связанным между собой параметрам с различным физическим смыслом, дает возможность рассчитывать на будущий переход к описанию гетерогенных трансмутационных мишеней и иммобилизаторов, а также, вероятно, и определенных типов ядерного топлива с помощью данных характеристик.

Литература

1. Козарь А.А. Гетерогенная иммобилизация для повышения концентрации актиноидных отходов в материалах их длительного хранения // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2001. – № 4. – С. 61-70.
2. Горский В.В. Ядерное топливо с инертной матрицей (IMF). Часть II // Атомная техника за рубежом. – 2000. – № 11. – С. 3-11.
3. Горский В.В. Ядерное топливо с инертной матрицей (IMF). Часть V // Атомная техника за рубежом. – 2001. – № 1. – С. 3-9.
4. Chauvin N., Konings R.J.M., Matzke H. Optimisation of inert matrix fuel concepts // J. of Nuclear Materials – 1999. – Vol. 274. – № 2. – P. 105-111.
5. Горский В.В. Ядерное топливо с инертной матрицей (IMF). Часть I // Атомная техника за рубежом. – 2000. – № 10. – С. 3-8.
6. Ewing R.C., Chakoumakos B.C., Lumpkin G.R. et. al. Metamict minerals: natural analogues for radiation damage effects in ceramic nuclear waste forms // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 1988. – B32. – P. 487 – 497.
7. Peretroukhine V., Radchenko V., Kozar A. et. al. Technetium transmutation and production of artificial stable ruthenium // Comptes Rendus Chimie. Académie des sciences. Paris. – 2004. – Tome 7. – № 12. – P. 1215-1218.
8. Козарь А.А., Перетрухин В.Ф. Возможность получения искусственного рутения из продуктов трансмутации ^{99}Tc // Атомная энергия. – 1996. – Т. 80. – Вып. 4. – С. 274-279.
9. Kozar A.A. Radiation heterogeneity principle for creation transmutation targets // VII International workshop «Fundamental Plutonium Properties». Snezhinsk, Chelyabinsk Region, Russia, September 8 – 12, 2008. Abstracts. – P. 146 – 148. – Snezhinsk, 2008. – 160 p.
10. Захаров М.А., Козарь А.А., Никифоров А.С. Перспективы обезвреживания долгоживущих актиноидов методом трансмутации // Доклады АН СССР. – 1990. – Т. 314 – № 6. – С. 1441-1444.
11. Никифоров А.С., Захаров М.А., Козарь А.А. Перспективы трансмутационного обезвреживания ^{237}Np и ^{241}Am при облучении их тепловыми нейтронами внутри пористых иммобилизаторов // Атомная энергия. – 1991. – Т. 70. – Вып. 3. – С. 188 – 191.
12. LaBauve R., Cappiello M., Perry R. Neutronics Analysis of LANLs Accelerator Transmutation of Waste // Transaction of the American Nuclear Society, 1991. – Vol. 63. – P. 89-90.

Поступила в редакцию 16.03.2009

condensation mode in the event of the beyond design basis accident has been carried out at the GE2M-PG large-scale facility. The tests were carried out under conditions of natural circulation, both in primary (condensing steam) and in the secondary (boiling water) circuits of the facility at primary circuit steam pressures P_{s1} : 0.21, 0.36, 0.77 MPa. The empirical correlations for prediction of the thermal capacity of heat-exchange apparatus working in the mode of steam condensation from pressure difference between circuits were obtained.

УДК 621.039.53

VVER-1000 Fuel Irradiation in the MIR Reactor under Conditions Simulating II and III Stage of the Design-Basis «Large-leak» Accident \A.V. Alekseev, A.V. Goryachev, V.V. Kalygin, I.V. Kiseleva, V.N. Shulimov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2009. – 5 pages, 5 illustrations. – References, 2 titles.

Presented are the testing procedure and results of a VVER-1000 fuel assembly fragment incorporating 19 fuel elements in the MIR reactor channel under conditions of the second and third stage of the «Large Leak» accident. In the experiment the final stage of the accident was simulated which takes place under non-compensatory escape of coolant from the primary cooling circuit as a result of rupture of the pipe having maximum diameter. The main purpose of the test is obtaining data on the cladding deformation of fuel elements with different fuel burnup under the above conditions.

УДК 621.039.7:546

Determination of Radiation Heterogeneity and Damaged Volume of Multiphase Actinide Compositions \A.A. Kozar; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2009. – 9 pages, 5 illustrations. – References, 12 titles.

The quantitative determination of radiation heterogeneity is proposed for multiphase actinide compositions. This parameter gives possibility to compare them radiation stability degree relative to a self-irradiation by heavy charged particles without the detailed description of these systems. The matrixes radiation heterogeneity is determined depending on diameter of included actinide microspheres and microcylinders. The calculation of matrixes damaged volume is made for different concentrations of included actinide microspheres and microcylinders depending on them diameter. It is shown, that increase of actinide phase size enables to increase its contents in a matrix without rise of dose load on a frame.

УДК 621.039.526:621.039.54

Investigation of Properties of Modified Oxides Structured by Nanotechnology \I.S. Kurina, O.V. Serebrennikova, V.N. Rumyantsev, A.M. Dvoryashin; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2009. – 8 pages, 1 table, 4 illustrations. – References, 17 titles.

Research results on the $\text{PuO}_2 + \text{MgO}$ fuel composition with CeO_2 as a PuO_2 simulator are presented. The water nanotechnology for the production of oxide ceramic materials, developed in IPPE, is used for fabrication of powders and pellets. This technology includes obtaining precipitate, consisting of particles of different sizes as well as of nanoparticles, which is further calcinated, pressed and sintered. It results in modifying structure of the sintered pellets. Modified pellets have anomalously high thermal conductivity measured by the axial thermal current method.

УДК 621.039.534

Specificities of Reactor Coolant Pumps Units with Lead and Lead-Bismuth Coolant \A.V. Beznosov, M.A. Anotonenkov, P.A. Bokov, V.S. Baranov, M.C. Kustov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2009. – 6 pages, 3 illustrations.

The results of analysis of the impact of specific properties of lead and lead-bismuth coolant in the characteristics of their flow in the flow of the main circulating pumps and auxiliary power units with these coolants. The impossibility of cavitation (in its traditional sense) in a flow of impeller pumps, pumping lead and lead-bismuth coolants. The results of experimental studies discontinuities of the heavy liquid metal coolant and discussed conditions for the occurrence of cavitation in the flow of gas coolant. Is substantiated miscalculation of circulation pumps, pumping lead and lead-bismuth coolants, wetting the walls restricting the flow of traditional methods for water and sodium coolant.