

СПРАВОЧНО-ИНФОРМАЦИОННАЯ СИСТЕМА “ТРАНСМУТАЦИЯ НУКЛИДОВ В ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРАХ”

В.И. Пляскин, Р.А. Косилов

Обнинский институт атомной энергетики, г.Обнинск



Приводится описание справочно-информационной системы (СИС), дающей возможность на ПЭВМ выполнять расчеты трансмутации нуклидов в ядерных реакторах. Предложенные алгоритмы расчета основных параметров трансмутации нуклидов в реакторе, основанные на направленном графе превращений нуклидов, позволили повысить скорость вычислений. Расчеты выполняются с помощью новейших баз данных по ядерно-физическим константам, что повышает надежность получаемых результатов.

ВВЕДЕНИЕ

Под воздействием нейтронного облучения изменяется нуклидный состав материалов. Задача расчета этих изменений, именуемых трансмутациями, возникает в широком круге теоретических исследований и практических работ, связанных с ядерными реакторами. В частности, при облучении мишеней для получения радионуклидов.

Созданная справочно-информационная система (СИС) дает возможность выполнять расчеты трансмутации нуклидов в ядерных реакторах с помощью ПЭВМ. Для расчета трансмутаций нуклидов в ядерных реакторах необходимо знание сечений для тепловых нейтронов, резонансных интегралов, факторов Вескотта. Нами [1] была выполнена новая оценка этих величин, учитывающая все современные данные. В созданной СИС расчеты выполняются на основе ядерно-физических констант этой новой оценки, что повышает надежность получаемых результатов.

Решение задачи по расчету трансмутаций включает в себя следующие этапы:

- составление схемы нуклидных превращений в результате реакций, вызываемых нейтронами реактора, и распадом радионуклидов;
- определение скоростей всех рассматриваемых каналов нуклидных превращений;
- расчет спектров излучений как отдельного нуклида, так и всего вещества в целом на заданный момент времени;
- определение оптимальных режимов облучения образца.

В общем случае, расчет параметров трансмутации вещества произвольного состава в ядерном реакторе является сложной и ресурсоемкой задачей даже для современных ЭВМ, т.к. требует одновременного решения пространственно-энергетической задачи и задачи выгорания нуклидов. В работе [2] теория, лежащая в основе расчетов трансмутации нуклидов в реакторе, представлена достаточно полно, но предложенные алгоритмы расчетов сложны и времязатратны, что делает их малоприменимыми для широкого круга прикладных задач.

Ниже представлены алгоритмы расчета основных параметров трансмутации веществ в ядерном реакторе, в основе которых лежат расчеты по графу превращений нуклидов. Указанные алгоритмы были использованы в расчетной части справочно-информационной системы.

ПОСТРОЕНИЕ ЦЕПОЧКИ ТРАНСМУТАЦИИ

В общем случае, задача построения схемы трансмутации вещества произвольного состава при облучении потоком нейтронов формулируется следующим образом: пусть задан состав вещества мишени в виде набора составляющих его нуклидов (с указанием концентрации каждого нуклида) и поток нейтронов. Необходимо определить наиболее значимые нуклиды-продукты ядерных реакций и построить схему взаимного превращения нуклидов.

Заметим, что результирующая схема представляет собой направленный граф, вершинами которого являются нуклиды, а ребра соответствуют превращениям нуклидов в процессе ядерных реакций.

Будем представлять граф в виде списка вершин, для каждой из которых приводится список дочерних вершин (т.е. нуклидов, образующихся из данного, в результате ядерной реакции). Тогда алгоритм построения графа можно записать следующим образом:

- 1). Первоначально список вершин пуст.
- 2). Для каждого нуклида I из состава вещества мишени выполняется рекурсия:
 - нуклид I добавляется в список вершин графа, если нуклид уже содержится в списке, то построение заканчивается, и происходит возврат к предыдущему шагу рекурсии;
 - для нуклида I строится список дочерних нуклидов;
 - если список дочерних нуклидов пуст, то построение заканчивается, и происходит возврат к предыдущему шагу рекурсии;
 - иначе, п. 2.1-2.4 выполняются для каждого нуклида из списка дочерних.
- 3). Получен полный список вершин графа.

В результате построения получается список вершин графа и списки дочерних нуклидов для каждой вершины. Таким образом полностью определяется направленный граф, соответствующий цепочке трансмутации вещества мишени. Особенностью данного графа является то, что он может иметь более одной вершины-источника (т.е. вершины, не являющейся дочерней ни для одной другой вершины в графе), а также граф может иметь циклы, содержащие две и более вершины.

Особое внимание следует обратить на следующее обстоятельство: список дочерних нуклидов для заданного нуклида I строится на основе информации о протекающих ядерных реакциях. Для случая трансмутации нуклида в реакторе учитывается информация о реакциях, вызванных потоком нейтронов, а также информация о радиоактивном распаде нуклида. При полном учете всех возможных реакций список вершин графа может содержать до нескольких сотен вершин, что несет избыточную информацию для большинства прикладных задач и приводит к неоправданной трате вычислительных ресурсов. Поэтому при построении списка дочерних нуклидов необходимо учитывать информацию о скоростях соответствующих реакций. В представленной СИС, при построении списков дочерних нуклидов учитывались следующие факторы:

- список дочерних не строился для нуклидов, у которых полная скорость уничтожения нуклида не превышала величины $(10 \cdot \ln 2)/T_p$, где T_p - время расчета (расчет производится на промежутке $[0, T_p]$);

- полный список дочерних нуклидов каждой вершины сортировался с учетом убывания скорости реакции.

Эти действия позволили сократить полное число вершин графа до десятков, что существенно сократило время расчетов основных характеристик процесса трансмутации, не влияя заметным образом на точность расчетов.

РАСЧЕТ ЧИСЛА ЯДЕР И АКТИВНОСТИ НУКЛИДОВ ЦЕПОЧКИ

Временные характеристики процессов трансмутации нуклидов в реакторе обусловлены скоростями, происходящих при этом ядерных реакций. Под скоростью реакции S_n^i превращения нуклида i в нуклид n понимается доля ядер нуклида i , превратившихся в нуклид n в единицу времени.

Для процессов радиоактивного распада скорость $S_n^i = k_n^i \lambda_i$, где λ_i - постоянная распада нуклида i ; k_n^i - доля радиоактивного распада нуклида i , приводящая к образованию нуклида n в общем числе радиоактивных превращений нуклида i .

Для реакций, вызываемых нейтронами, скорость реакции S_n^i зависит от свойств ядра i и спектра нейтронов. Далее в данной работе используется двучленное представление $S_n^i = S_n^i F_T + I_n^i F_P$, где S_n^i , I_n^i - эффективное тепловое сечение и резонансный интеграл соответствующей реакции, а F_T , F_P - плотности потоков тепловых и резонансных нейтронов соответственно.

Пусть x_n - количество ядер нуклида n . Уравнения, описывающие изменение во времени величины x_n , получаются из условия баланса и имеют вид:

$$\begin{cases} \frac{dx_n}{dt} = \sum_{i \neq n} S_n^i x_i - S_n x_n, & n = 1..N, \end{cases} \quad (1)$$

где N - общее число нуклидов в цепочке трансмутации; x_n - число ядер нуклида n ; S_n - полная скорость уничтожения нуклида n ; S_n^i - скорость образования нуклида n из нуклида i .

Очевидно, что полная скорость уничтожения S_n определяется соотношением:

$$S_n = \sum_i S_i^n,$$

где суммирование производится по всем продуктам ядерных реакций нуклида n .

Следует обратить внимание на то, что величина x_n может носить различный физический смысл. Размерность и физический смысл x_n зависят от выбранной нормировки: если под x_n просто число ядер нуклида n , то x_n - безразмерно; если x_n - плотность числа ядер то размерность $x_n = [\text{см}^{-3}]$. В данной работе принимается, что x_n - число ядер нуклида n в расчете на 1г вещества мишени. В этом случае x_n имеет размерность $x_n = [\text{г}^{-1}]$.

Исходя из выбранной нормировки, начальные условия для задачи трансмутации записываются в виде:

$$x_i(0) = \begin{cases} x_{i,0}, & \text{если нуклид } i \text{ содержится в исходном веществе} \\ 0, & \text{если нет,} \end{cases} \quad (2)$$

где $x_{i,0}$ - число ядер нуклида i в 1 г вещества мишени в начальный момент времени.

Для широкого круга прикладных задач начальные данные для расчетов удобнее задавать в виде концентрации нуклида или целого химического элемента в составе мишени. В этом случае начальные значения числа ядер отдельных нуклидов в задаче трансмутации могут быть получены как:

а) если задана концентрация конкретного нуклида i в мишени, то $x_{i,0} = \eta_i / 100 \cdot N_A / A_i$, где η_i - концентрация нуклида i в составе мишени (в %); A_i - атом-

ная масса нуклида i ; N_A - число Авогадро;

б) если задана концентрация целого химического элемента k , то:

- в состав мишени автоматически включаются все нуклиды, содержащиеся в естественной смеси нуклидов химического элемента k ;

- для каждого такого нуклида $x_{i,0} = h_k / 100 \cdot \eta_i^k / 100 \cdot N_A / W_i$, где η_k - концентрация химического элемента k в составе мишени (%); h_i^k - содержание нуклида i в естественной смеси нуклидов элемента k ; W_i - средняя атомная масса элемента k .

В общем случае, решение задачи (1),(2) требует больших затрат времени и вычислительных ресурсов, т.к. скорости реакций S_n^i непостоянны и имеют сложную зависимость от всех x_n . Простейшим случаем задачи (1),(2) является тот, когда схема превращений нуклидов представляет собой линейную цепочку. При этом общая задача (1),(2) может быть преобразована к виду:

$$\begin{cases} \frac{dx_1}{dt} = -S_1 x_1 \\ \frac{dx_n}{dt} = S_n^{n-1} x_{n-1} - S_n x_n, \quad n = 2..N \end{cases} \quad (3)$$

с начальными условиями:

$$\begin{cases} x_1(0) = x_{1,0} \\ x_n(0) = 0, \quad n = 2..N. \end{cases} \quad (4)$$

Задача (3),(4) имеет простое аналитическое решение:

$$\begin{cases} x_1(t) = x_{1,0} \exp(-S_1 t) \\ x_n(t) = x_{1,0} S_1^{n-1} \sum_{j=1}^n \frac{\exp(-S_j t)}{\prod_{k \neq j} (S_k - S_j)}, \quad n = 2..N. \end{cases} \quad (5)$$

В настоящей работе предлагается алгоритм решения общей задачи (1),(2) в основе которого лежит использование описанного ранее направленного графа, представляющего схему превращений нуклидов в процессе трансмутации и построенного исходя из начальных условий (2) задачи.

Имея направленный граф превращений, число ядер x_n конкретного нуклида n в момент времени T может быть получено как:

$$x_n(T) = \sum_l x_n^{(l)}(T),$$

где суммирование производится по всем линейным цепочкам, приводящим от нуклидов исходной мишени к нуклиду n . Получение списка всех указанных линейных цепочек по графу превращений не представляет сложной задачи.

Для нахождения $x_n^{(l)}(T)$ используется задача (3),(4). Для учета изменения скоростей реакций в процессе трансмутации, решение задачи (3),(4) производится путем разбиения отрезка расчета $[0, T]$ на ряд интервалов, на которых значения скоростей считаются постоянными. Тогда на каждом из интервалов решение находится по формулам (5), при этом значения скоростей реакций считаются равными своим значениям на момент начала интервала.

Выбор числа интервалов разбиения зависит от динамики изменения скоростей реакций в процессе трансмутации. Для большинства практических задач, таких как получение радионуклидов в реакторах или облучение мишеней в постоянном по-

токе нейтронов, изменение скоростей реакций за время расчета происходит достаточно плавно и количество интервалов разбиения отрезка расчета можно выбрать постоянным (например 100). Кроме упрощения расчетов, такой выбор количества интервалов разбиения позволяет избежать проблем согласования, т.к. разбиение получается одинаковым для всех выделяемых линейных цепочек, а значения скоростей реакций, как уже отмечалось, зависят от всех нуклидов, участвующих в процессе трансмутации.

Итак, с учетом приведенных выше замечаний, решение задачи (1),(2) может быть получено по следующему алгоритму:

- 1) отрезок расчета $[0, T]$ разбивается на 100 интервалов;
- 2) для каждого нуклида, участвующего в процессе трансмутации, по направленному графу превращений строится список линейных цепочек его получения;
- 3) для каждого интервала разбиения выполняются следующие действия:
 - по значениям числа ядер всех нуклидов на момент начала интервала вычисляются скорости реакций;
 - производится расчет числа ядер нуклидов на момент окончания интервала по формулам (5);
 - суммируются значения числа ядер соответствующих нуклидов, полученные на момент окончания интервала по всем линейным цепочкам;
- 4) в результате получается массив значений числа ядер нуклидов цепочки на момент времени T .

ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ СКОРОСТЕЙ РЕАКЦИЙ

Как уже отмечалось выше, при расчете трансмутации вещества в реакторе основное внимание уделяется радиоактивному распаду образующихся радионуклидов и реакциям, вызванным потоком нейтронов.

Для радиоактивного распада скорость превращения нуклида i в нуклид j выражается через постоянную распада:

$$S_j^i = \lambda_i k_j^i, \quad (6)$$

где k_j^i - коэффициент ветвления, т.е. доля радиоактивного распада нуклида i , приводящая к образованию нуклида j . Очевидно, что $k_j^i = 1$, если нуклид j - единственный дочерний нуклид у i , $k_j^i = 0$, если нуклид j - не является дочерним нуклида i и, во всех случаях, $\sum_j k_j^i = 1$.

Для реакций, вызываемых потоком, нейтронов используется двухкомпонентное представление скорости реакции:

$$S_j^i = (\sigma_j^i g_{Wj}^i p + \gamma q I_j^i) \Phi, \quad (7)$$

где σ_j^i - тепловое сечение реакции при энергии нейтронов 0.0253эВ; g_{Wj}^i - фактор Векотта; I_j^i - резонансный интеграл бесконечного разбавления от граничной энергии 0.5эВ; γ - жесткость спектра, отнесенная к граничной энергии 0.5эВ; Φ - плотность потока тепловых нейтронов, отнесенная к энергии 0.0253эВ;

p - коэффициент тепловой блокировки; q - коэффициент блокировки резонансного интеграла.

Полная скорость уничтожения нуклида по всем реакциям представляет собой величину:

$$S_i = \sum_j S_j^i. \quad (8)$$

БЛОКИРОВКА ТЕПЛОВОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Двухкомпонентное представление скорости реакции с поглощением нейтронов физически интерпретируется как представление энергетического спектра нейтронов в виде двух компонент: теплового максвелловского и резонансного фермиевского спектров. Скорость реакции за счет тепловой компоненты из (7) равна:

$$S_T = \sigma g_w p \Phi. \quad (9)$$

Параметр g_w - фактор Весткотта учитывает отклонение сечения от закона $1/v$. Параметр p показывает какую долю от падающего на мишень потока составляет средний поток в мишени. Он учитывает пространственную неравномерность потока в мишени в тех случаях, когда в ней присутствуют нуклиды со значительными сечениями поглощения.

Согласно выводам, приводимым в работе [5] с точностью 1%, параметр p может быть определен как:

$$p = (1 - e^{-a}) / (a - V a e^{-a}), \quad (10)$$

где V - коэффициент, учитывающий форму мишени; $V=0.068$ - для сферы, 0.098 - для цилиндра и 0.205 - для пластины; a - "оптическая средняя хорда" мишени.

В свою очередь, параметр a определяется через макроскопическое сечение поглощения и может быть представлен следующим образом:

$$a(t) = l \sum_i N_i(t) \sigma_i g_{wi}, \quad (11)$$

где l - средняя геометрическая длина пробега нейтрона в мишени; $N_i(t)$ - число ядер нуклида i в единице объема мишени; σ_i - полное тепловое сечение поглощения нейтронов нуклидом i ; g_{wi} - фактор Весткотта.

Величина $N_i(t)$ выражается через число ядер $x_i(t)$ в принятой нами нормировке как:

$$N_i(t) = N_A \rho_i x_i(t), \quad (12)$$

где N_A - число Авогадро; ρ_i - плотность химического элемента нуклида i .

Учитывая, что полное тепловое сечение поглощения σ_i представляет собой сумму сечений отдельных реакций нуклида i , вызванных потоком нейтронов, окончательно получим:

$$a(t) = l N_A \sum_i \left(\rho_i x_i(t) \sum_j \sigma_j^i g_{wj}^i \right). \quad (13)$$

Как видим, коэффициент тепловой блокировки p имеет достаточно сложную зависимость от числа ядер нуклидов мишени.

БЛОКИРОВКА РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Второе слагаемое в формуле (7) соответствует энергетическому диапазону нейтронов, в котором взаимодействие нейтронов с ядрами обусловлено резонансной структурой сечений нуклидов

$$S_p = \gamma q I \Phi. \quad (14)$$

Величина I представляет собой приводимый в справочной литературе резонансный интеграл бесконечного разбавления, который для произвольного нуклида может быть представлен в виде суммы вкладов отдельных резонансов ΔI_k^{res} (где k - номер резонансного уровня) и вклада $\Delta I(1/\nu)$ сечения, подчиняющегося закону $1/\nu$:

$$I = \Delta I(1/\nu) + \sum_k \Delta I_k^{\text{res}}. \quad (15)$$

Воспользовавшись известными соотношениями, можно получить:

$$\Delta I_k^{\text{res}} = 4,099 \cdot 10^6 \left(\frac{A+1}{A} \right)^2 \frac{g_k \Gamma_{\gamma k} \Gamma_{nk}}{E_k \Gamma_k^2}, \quad (16)$$

где A - массовое число нуклида; g_k - статистический фактор; E_k , $\Gamma_{\gamma k}$, Γ_{nk} , Γ_k - энергия, радиационная ширина, нейтронная ширина и полная ширина k -го резонанса.

Также из известных соотношений:

$$\Delta I(1/\nu) \approx 0,45 \sigma_T.$$

Параметр q из (14) определяет, какую долю от максимального значения, соответствующего бесконечному разбавлению, составляет эффективный резонансный интеграл. Эффективный резонансный интеграл учитывает блокировку резонансных уровней, обусловленную наличием сильнопоглощающих резонансов. В общем виде параметр q может быть представлен как:

$$q = \frac{1}{I} \left[\Delta I(1/\nu) + \sum_k \xi(a_k) \Delta I_k^{\text{res}} \right],$$

где $\xi(a_k)$ - коэффициент блокировки вклада отдельного уровня в резонансный интеграл для брейт-вингеровской формы резонансной линии, без учета доплеровского уширения; $a_k = \sigma_{\gamma}^{\text{res}} \ln(t)$ - безразмерная величина, по смыслу аналогичная "оптической средней хорде" для рассматриваемого резонансного уровня; $\sigma_{\gamma}^{\text{res}}$ - сечение радиационного захвата для уровня; l - средняя геометрическая длина пробега нейтрона в мишени; $N(t)$ - число ядер нуклида в единице объема мишени.

Величина $\xi(a_k)$ может быть получена из соотношения:

$$\xi(a) = e^{-a/2} [I_0(a/2) + I_1(a/2)],$$

где I_0 , I_1 - функции Бесселя.

"Оптическая средняя хорда" a_k меняется в процессе облучения вместе с концентрацией "своего" нуклида и в принятой нами нормировке может быть получена по формуле:

$$a_k(t) = \ln_A \rho x(t) \sigma_{\gamma}^{\text{res}}(E_k),$$

где E_k - энергия k -го резонансного уровня; ρ - плотность химического элемента рассматриваемого нуклида; $x(t)$ - число ядер нуклида на 1г мишени в момент времени t .

Следует обратить внимание на принципиальное отличие характера зависимости коэффициентов тепловой и резонансной блокировок от концентрации ядер

нуклидов в мишени. Тепловая блокировка определяется полным тепловым макроскопическим сечением поглощения, в которое вносят вклад все нуклиды, обладающие сильным поглощением. Резонансная блокировка - своя для каждого нуклида, и определяется его собственной системой резонансных уровней. Резонансные интегралы от разных нуклидов блокируются независимо друг от друга и коэффициент резонансной блокировки зависит от концентрации только "своего" нуклида. Однако в тех случаях, когда резонансные уровни разных нуклидов накладываются друг на друга, блокировка резонансного интеграла одного нуклида может зависеть от концентрации другого нуклида.

ПОЛУЧЕНИЕ РАДИОНУКЛИДОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МИШЕНЕЙ В РЕАКТОРАХ

Одним из важнейших практических применений задачи трансмутации веществ в ядерном реакторе является расчет характеристик получения радионуклидов при облучении мишеней. Основными показателями этого процесса являются: число ядер целевого нуклида, удельная активность целевого и всех побочных нуклидов, расход нейтронов.

Число ядер целевого нуклида $x_m(t)$ в расчете на 1г вещества мишени определяется решением задачи (1),(2). Активность радионуклида по определению - это число распадов радионуклида в единицу времени. Удельная активность Q радионуклида в мишени есть отношение активности радионуклида к массе мишени и в принятой нормировке:

$$Q_i(t) = \lambda_i x_i(t).$$

Возможность рассчитать удельную активность побочных радионуклидов позволяет производить анализ процесса получения радионуклида и выбирать оптимальные параметры режима облучения и выдержки.

Расход нейтронов R - величина, характеризующая затраты нейтронов, поглощенных в мишени при образовании одного ядра целевого нуклида. при отсутствии в схеме превращений делящихся ядер величина расхода нейтронов может быть получена по формуле:

$$R = \frac{1}{x_m(T)} \sum_i \int_0^T \bar{S}_i x_i(\tau) d\tau, \quad (17)$$

где $x_m(T)$ - число ядер целевого нуклида в момент времени T ; $x_i(t)$ - число ядер нуклида i в момент времени t ; \bar{S}_i - полная скорость реакций нуклида i , обуслов-

ленных потоком нейтронов - $\bar{S}_i = \sum_k (\sigma_k^i g_{wk}^i p + \gamma q_i I_k^i) \Phi$ (суммирование ведется по всем продуктам ядерных реакций нуклида i).

При наличии в мишени делящихся нуклидов формула для расчета расхода нейтронов должна быть скорректирована, чтобы учитывать нейтроны деления:

$$R = \frac{1}{x_m(T)} \sum_i \int_0^T (1 - \nu_i) \bar{S}_i x_i(\tau) d\tau, \quad (18)$$

где ν_i - число нейтронов деления, приходящихся на один захват.

Алгоритм решения задачи (1),(2), предлагаемый в данной работе, позволяет получить аналитическое выражение для интегралов, стоящих в правых частях формул (17) и (18). Для этого достаточно проинтегрировать соотношения (5) для

линейных цепочек и произвести суммирование результатов по всем линейным цепочкам, приводящим к рассчитываемому нуклиду (аналогично расчетам числа ядер). Интегрирование соотношений (5) дает следующий результат:

$$\int_0^t x_n(\tau) d\tau = x_{1,0} S_2^1 K S_n^{n-1} \sum_{j=1}^n \frac{1 - \exp(-S_j t)}{S_i \prod_{k \neq j, k \neq i}^n (S_k - S_j)}. \quad (19)$$

Используя соотношение (19), можно также легко получить значение энерговыделения от распада произвольного радионуклида в схеме трансмутации и всех нуклидов схемы вместе. Согласно определению, энерговыделение от распада радионуклида представляет собой величину:

$$D_i(t) = K \bar{E}_i \int_0^t \lambda_i x_i(\tau) d\tau,$$

где $x_i(t)$ - число ядер радионуклида i в момент времени t ; λ_i - постоянная распада радионуклида i ; \bar{E}_i - средняя энергия, выделяющаяся при единичном распаде радионуклида i ; K - коэффициент, зависящий от выбора единиц измерения. Если \bar{E}_i в МэВ и D - в Гр, то $K = 1.602 \cdot 10^{-13}$. Следует отметить, что в принятой в настоящей работе нормировке при расчетах с использованием формулы (19) получается значение удельного энерговыделения радионуклида, т.е. энерговыделения от распада радионуклида в расчете на грамм мишени.

Энерговыделение от распада всех нуклидов в схеме трансмутации получается суммированием энерговыделения отдельных нуклидов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана СИС, дающая возможность на ПЭВМ выполнять расчеты трансмутации нуклидов в ядерных реакторах. Расчеты выполняются с помощью баз данных ядерно-физических констант новейших оценок, что повышает надежность получаемых результатов. СИС снабжена общей и контекстной системой помощи (HELP), делающих удобным ее использование. Работа поддержана грантом Минобразования РФ (№ 97-25-5.3-518).

Список литературы

1. Ignatyuk A.V., Plyaskin V.I., Popov Yu.P. Interaction of Low Energy Neutrons with Nuclear and Matter // Springer-Verlag. - 1999 (chapter 8).
2. Круглов А.К., Рудик А.П. Реакторное производство радионуклидов. - М.: Энергоатомиздат, 1985. - С.64-108.
3. Герасимов А.С., Зарицкая Т.С., Рудик А.П. Справочник по образованию нуклидов в ядерных реакторах. - М.: Энергоатомиздат, 1989. - 258 с.
4. Пляскин В.И., Косилов Р.А., Мантуров Г.Н. Справочно-информационная система ядерно-физических свойств нуклидов и цепочек радиоактивного распада // Известия вузов. Ядерная энергетика. - 1998. - №6. - С.45.
5. Chao Y.A., Martinez A.S. On Approximations to the neutron escape probability from an absorbing body // Nucl.Sci.and Engng, 1978. - V.66. - P.254.

Поступила в редакцию 20.05.99.

The experimental study carried out using probes of two types have shown that the violation of periodicity in staking of the cut spring rings results in distortion of the temperature field both over the length and radius of the TC. Thus a conclusion is reached that it is possible to extrapolate the size of the gas clearance on the base of the temperature field distribution.

УДК 539.1.04:669.017.3

Cluster Structures in FCC-materials at High Levels of Radiation Damage \ V.S. Khmelevskaya, N.V. Kulikova, A.V. Nakin, V.G. Malynkin; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) - Obninsk, 1999. - 6 pages, 2 tables, 5 illustrations. - References, 8 titles.

It is shown, that in various metal materials (alloys on the basis Fe-Ni-Cr, Ni-Cr, Cu-Ni, Fe-Cr, V-Ti-Cr, and also pure Zr and Ti) as a results of interaction with ion radiation special non-equilibrium states arise. The model of local reorganization of a crystal lattice in the vicinity of vacancy is suggested atomic groups and small clusters of icosahedral symmetry are formed. The computer experiment shows that a bimodal distribution of lengths of edges of a polyhedron appears at such transformation and it should lead to splitting of X-ray diffraction peaks.

УДК 539.163.517.91

Information Reference System «Transmutation of Nuclides in Nuclear Reactors» \ V.I. Plyaskin, R.A. Kosilov; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) - Obninsk, 1999. - 9 pages. - References, 5 titles.

Description of the information reference system is given permits to perform calculations of nuclides transmutation in nuclear reactors. The offered algorithms of calculation of the basic parameters of the transmutation are based on the directional graph of the transmutations of nuclides, have allowed to increase the rate of calculations. The calculations are carried out using newest databases for nuclear-physical constants which raise the reliability of results.

УДК 539.17.212

Calculation of Angular Distribution of Direct Pick-up Reaction with Transfer of Three Nucleons \ V.S. Masterov, N.P. Savelyev; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) - Obninsk, 1999. - 6 pages, 5 illustrations. - References, 17 titles.

The computational model for the three-nucleon transfer reaction (p, α) is developed. The approach to calculation of the dynamic amplitude of the differential cross-section is offered. The results of calculations of the cross-sections for nuclei ^{39}K , ^{42}Ca , ^{58}Ni within the energy range from 20 up to 72 MeV are given.