

УДК 621.039.516.23

ПРОБЛЕМЫ ЗАШЛАКОВЫВАНИЯ И ОТРАВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Б.Тумэндэмбэрэл, Д.Чултэм

На основе анализа данных по выходам остаточных нуклидов, образующихся во взаимодействии релятивистского пучка и мишени, и по сечениям поглощения нейтронов стабильными и радиоактивными ядрами обсуждаются физические особенности процессов зашлаковывания и отравления электроядерного реактора при высоких потоках нейтронов. В этой работе предлагаются экспериментальная методика прогнозирования исследуемых эффектов и пути ослабления их последствий.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Slag Formation and Poisoning Problems in Electronuclear Reactor

B.Tumendemberel, D.Chultem

Analysing high-energy nuclear collision products yield and neutron capture cross section data the physical peculiarities of slag formation and poisoning in high-flux electronuclear reactor are discussed. The experimental method of prognostication of the effect and means of reduction its negative consequences have been proposed.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

1. Введение

Концепция электроядерного способа получения энергии и трансмутации радиоактивных отходов широко обсуждалась в ряде работ [1—6]. В электроядерном реакторе предполагается высокий нейтронный поток, в некоторых случаях значительно превышающий потоки современных реакторов большой мощности вплоть до 10^{17} н / $\text{cm}^2 \cdot \text{с}$. Однако проблема зашлаковывания и отравления, присущая таким потокам нейтронов, в вышеуказанных работах почти не затрагивалась.

Естественно, прямое наблюдение и экспериментальные исследования процесса зашлаковывания и отравления невозможны до создания демонстрационной установки достаточно большой мощности, сравнимой с мощностью проектируемого реактора. В связи с этим на первый план выступает математическое моделирование этих процессов. Однако такое моделирование требует наличия полных и точных ядерных данных по выходам продуктов фрагментации и продуктов деления, а также по сечениям поглощения нейтронов радиоактивными и стабильными нуклидами, образующимися в материалах мишени и blankets.

Понятие зашлаковывания может быть истолковано шире, чем понятие хронического влияния долгоживущих и стабильных продуктов, имеющих большие сечения поглощения нейтронов, на реактивность ЭЛЯР. Накопление некоторых радиобиологически опасных нуклидов мы относим к понятию зашлаковывания, несмотря на их относительно низкое сечение поглощения нейтронов. Примерами таких нуклидов, прежде всего, являются тритий, стронций-90, долгоживущие изотопы полония и младших актинидов.

В данной работе термином «отравление» обозначается влияние сильных поглотителей нейтронов, образующихся среди продуктов фрагментации, на реактивность. Такое определение этого термина несколько отличается от традиционного, поскольку кроме «самоотравления» активной зоны реактора продуктами деления мы имеем дело еще с отравлением мишени нуклидами, образующимися под действием пучка и имеющими широкое распределение по массе.

В настоящей работе обсуждаются физические особенности зашлаковывания и отравления в мишени ЭЛЯР и предлагаются экспериментальная методика прогнозирования и пути ослабления последствий этих эффектов.

2. Анализ состояния проблемы

Наиболее перспективной схемой активной зоны ЭЛЯР считают концентрическую сборку, состоящую из мишени и бланкета, где мишень представляет собой твердый или жидкий металл, выполняющий функцию конвертора пучка ускорителя в поток нейтронов, а бланкет — подкритическую массу делящегося вещества, в частности, естественного урана или тория. В некоторых случаях бланкет обогащается сильно делящимися изотопами урана или плутония. Процесс зашлаковывания и отравления присущ как мишени, так и бланкету ЭЛЯР.

Однако процессы, происходящие в бланкете, мало чем отличаются от тех, которые имеют место в быстрых и промежуточных реакторах. Обсуждая в этой работе проблемы, касающиеся только мишени, мы осознаем, что в зависимости от конструкции активной зоны реактора степень зашлаковывания и отравления в бланкете и мишени может быть разной.

Степень и динамика процессов зашлаковывания и отравления в мишени сильно отличаются от известных процессов, идущих внутри традиционного реактора деления. Для прогнозирования процессов, происходящих внутри мишени, требуется следующий набор ядерных и нейтронных данных:

- выходы образования продуктов реакции фрагментации мишени, имеющих большие сечения поглощения нейтронов;
- сечения поглощения нейтронов продуктами реакции фрагментации мишени, имеющими большие выходы;
- периоды полураспада нуклидов, имеющих большие выходы образования и большие сечения поглощения нейтронов;
- плотность потока и спектр нейтронов в мишени.

Выходы образования

Оптимальной энергией снарядов для ЭЛЯР считается область 1 + 2 ГэВ на нуклон. При такой энергии в результате взаимодействия снаряда с атомным ядром образуется большое число остаточных ядер, как радиоактивных, так и стабильных. Кривая зависимости изобарических выходов (суммы выходов нуклидов с одинаковым A) от массового числа для различных мишеней и снарядов в широком диапазоне энергии имеет типичную форму (рис.1). Различные участки кривой массового распределения соответствуют различным механизмам реакции. Область масс, близких к массе мишени, соответствует реакциям расщепления, а область малых A — реакциям мультифрагментации. Обе эти области характеризуются большими выходами по сравнению со средней областью массового распределения. В случае тяжелых мишеней в средней области распределения кроме продуктов фрагментации присутствуют и

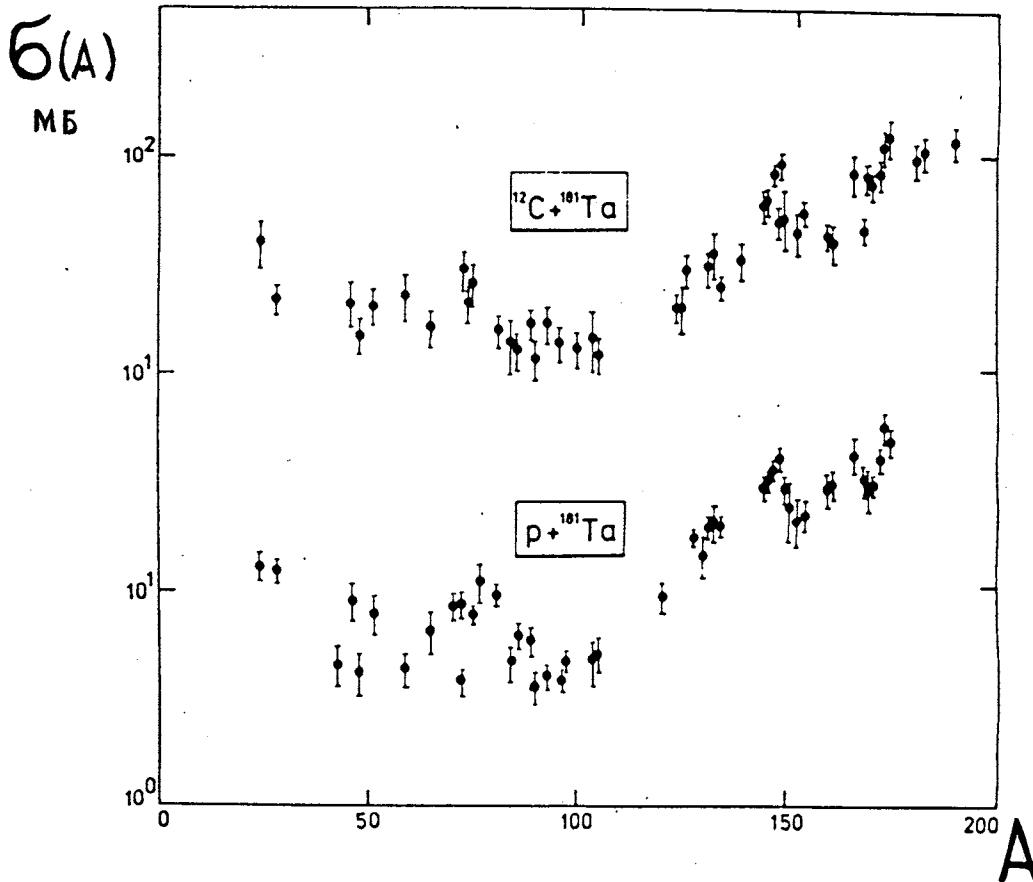


Рис.1. Массовые распределения продуктов реакции фрагментации. Нижние точки — изобарные выходы продуктов, образующихся в результате взаимодействия 3,65 ГэВ протона с ядром тантала; верхние точки — то же самое для 3,65А ГэВ углерода с танталом

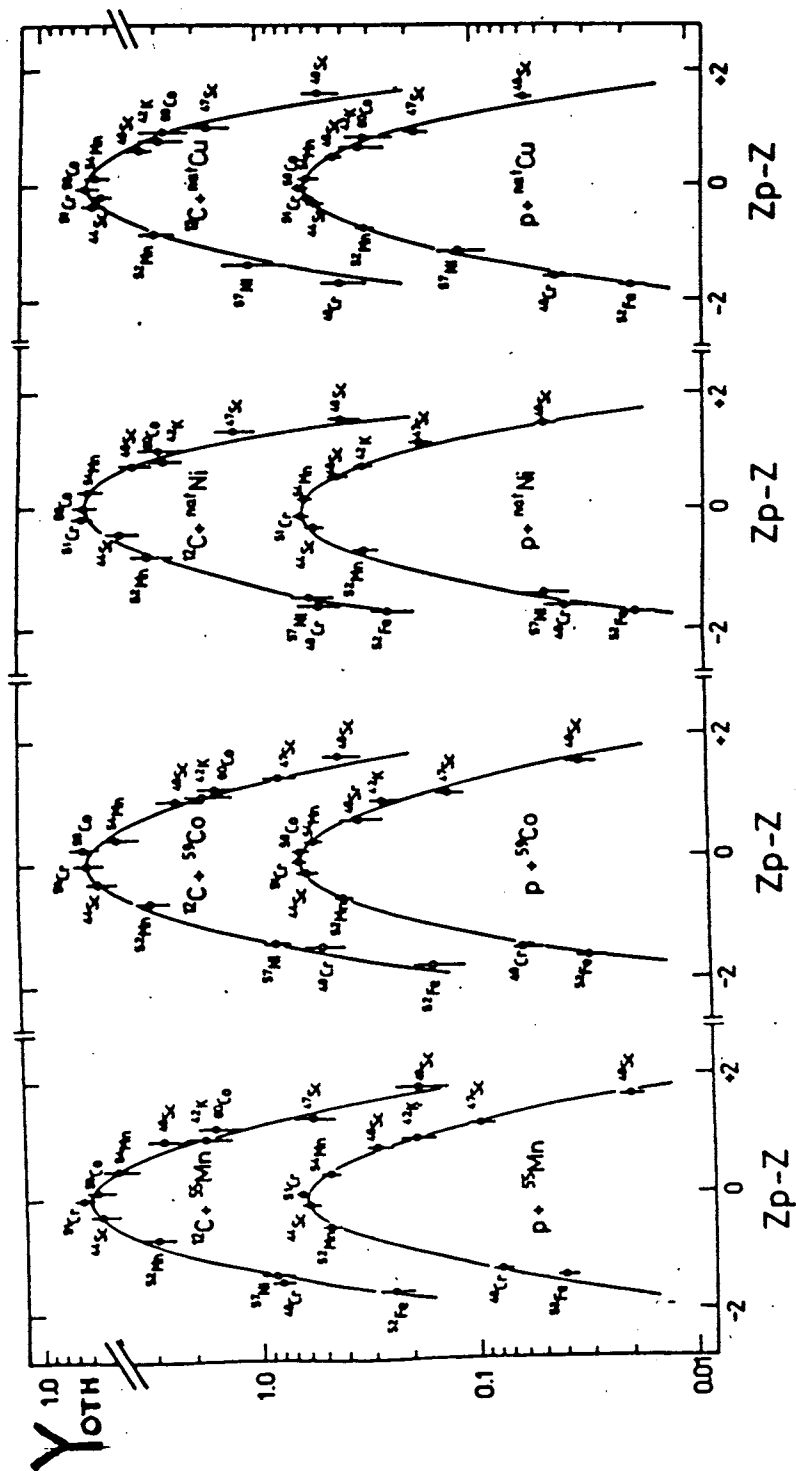


Рис.2. Зарядовые распределения продуктов фрагментации, образующихся в результате взаимодействия 3,65А ГэВ протона и углерода с ядрами ^{55}Mn , ^{59}Co , ^{64}Ni , ^{64}Cu . По абсциссе — смещение заряда продукта от наиболее вероятного заряда, по ординате — относительный выход

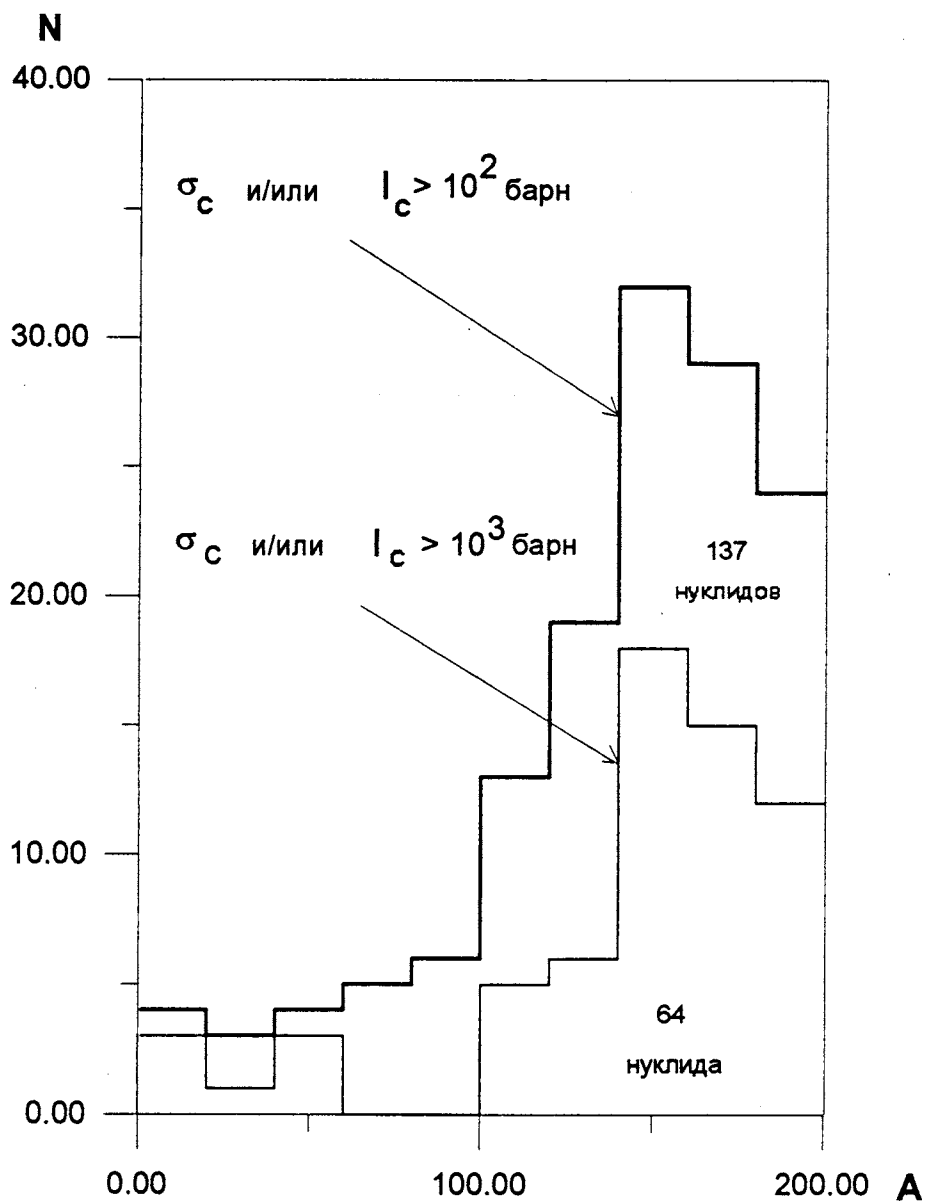


Рис.3. Массовое распределение нуклидов с большим нейтронным сечением, которые могут образоваться в свинцовой мишени под действием релятивистского ядерного пучка

осколки деления. Внутри каждой изобарической цепочки зарядовое распределение (рис.2) нуклидов хорошо фитируется к гауссовской функции с соответствующими параметрами, как наиболее вероятный заряд и зарядовая дисперсия.

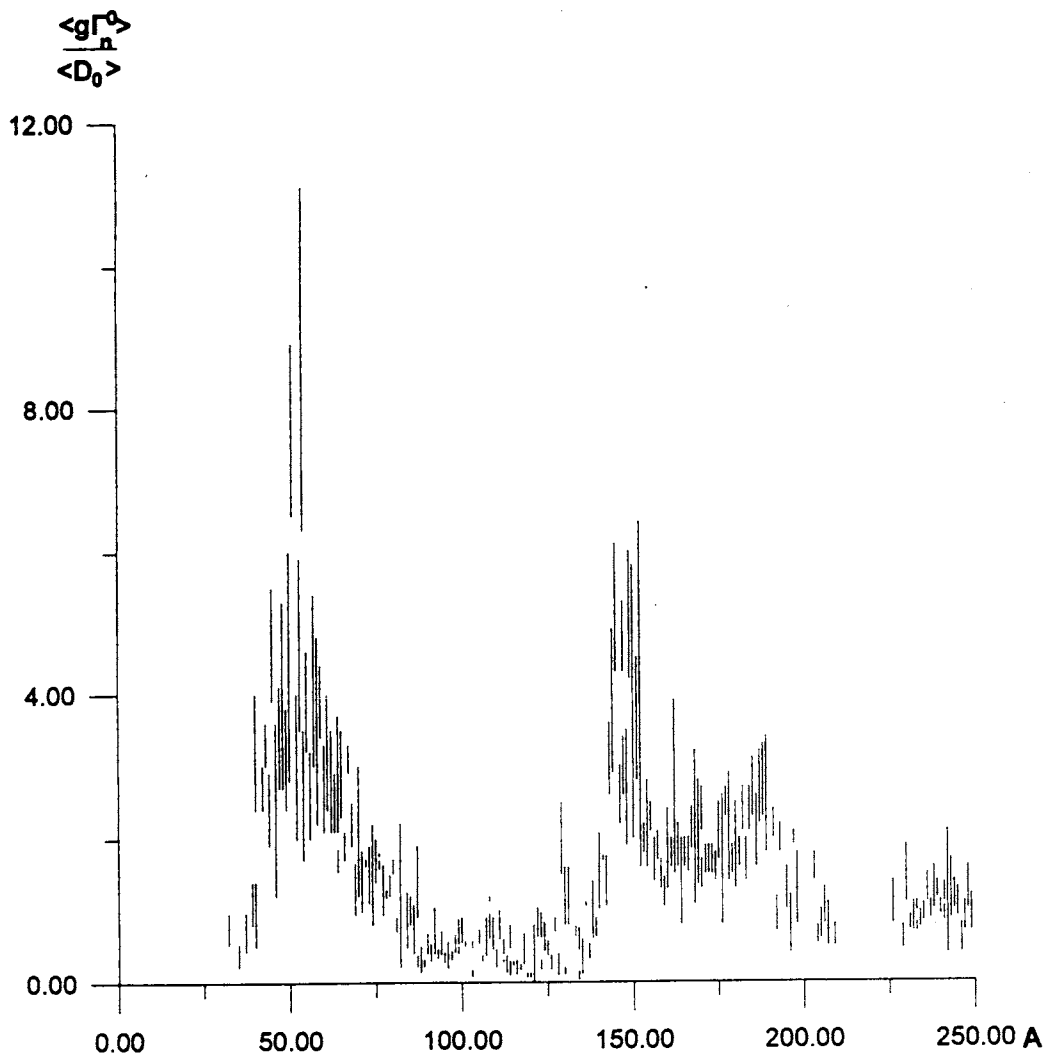


Рис.4. Экспериментальные значения нейтронной силовой функции во всем диапазоне массовых чисел A

В настоящее время известны множество программ математического моделирования процесса фрагментации. Появились новые версии таких программ, которые имеют хорошие физические обоснования предсказания массовых и зарядовых распределений остаточных нуклидов [7,8]. В работах [9,10] приведены результаты численного расчета выхода долгоживущих радионуклидов при облучении свинцовых и свинцово-висмутовых мишеней весом 2 тонны протонами с энергией 1,6 ГэВ при токе 30 мА. Например, было показано, что выход радиотоксичных изотопов полония Po-208, Po-209 и Po-210 на четыре порядка выше в свинцово-висмутовой мишени, чем в свинцовой.

Отсюда следует, что сильное зашлаковывание мишени полонием служит одной из причин того, что использование Рb-Vi эвтектики в качестве электроядерной мишени может оказаться проблематичным, несмотря на ее достоинство как перспективного материала для жидкометаллического теплоносителя.

Массовое распределение продуктов фрагментации сильно отличается от массового распределения продуктов низкоэнергетического деления. Массовые распределения нуклидов с большим сечением поглощения нейтронов в электроядерной мишени и в активной зоне тепловых реакторов различаются так же сильно. Из рис.3 видно, что сильно поглощающие нуклиды сконцентрированы в области массы $140 < A < 160$. Эта закономерность имеет теоретическое обоснование. На рис.4 показаны экспериментальные значения [18] нейтронной s -волновой силовой функции, которая хорошо согласуется с предсказанием оптической модели [11,12].

Число нейтронных поглотителей, образующихся в электроядерной мишени, во много раз больше, чем в тепловом реакторе. Наиболее сильные из них приведены в табл.1 и на рис.3.

Таким образом, зашлаковывание и отравление в электроядерной мишени из тяжелых элементов представляет собой суммарный эффект большого количества (в случае свинца сотен) поглотителей нейтронов. На основании экспериментальных данных по выходам и сечениям большого числа продуктов фрагментации может быть вычислено среднее взвешенное сечение поглощения нейтронов в мишени. В настоящее время данные о выходах и сечениях весьма скудны. Сечения поглощения нейтронов многими радиоактивными и даже некоторыми стабильными нуклидами отсутствуют вообще.

Времена жизни и взаимное превращение нуклидов

Динамика отравления и зашлаковывания зависит от периодов полураспада нуклидов и генетической связи между ними. Скорость образования и распада отдельного нуклида в электроядерной мишени во время облучения описывается уравнением

$$\frac{dN_i}{dt} = Q_i(t) + \sum_{k \neq i} c_{ki} \lambda_{ki} N_k(t) - (\sigma_i F + \lambda_i) N_i(t),$$

где $N_i(t)$ $Q_i(t)$ — концентрация i -го нуклида и скорость его образования под действием первичного пучка;

$N_k(t)$ — концентрация прекурсоров;

λ_{ki} — скорость радиоактивного распада прекурсоров данного нуклида. Индекс k обозначает каналы образования нуклида, включая β^\pm -распад, α -распад, изомерные переходы;

c_{ki} — коэффициент ветвления;

λ_i и $\sigma_i F$ — вероятности радиоактивного распада и захвата нейтронов для нуклида i ;

F — плотность суммарного потока нейтронов, рожденных в мишени и в бланкете.

Для генетически связанных нуклидов определение их концентраций сводится к решению системы дифференциальных уравнений такого типа. Решения такой системы

Таблица 1

	Нуклид	$T_{1/2}$	$\sigma_{n,\gamma}$, б	$I_{n,\gamma}$, б
1.	^7Be	53,29 дн	48000 [(n, p)]	
2.	^{22}Na	2,6 года	29000	200000
3.	^{58m}Co	9,2 ч	140000	760000 [21]
4.	^{105}Rh	35,4 ч	16000	17000
5.	^{113}Cd	∞	20600	
6.	^{125}I	60 дн		13730
7.	^{126}I	13 дн		40600
8.	^{135}Xe	9,1 ч	2650000	
9.	^{148m}Pm	41,3 дн	10600	
10.	^{149}Sm	∞	40140	
11.	^{151}Sm	90 лет	15200	
12.	^{152m}Eu	9,3 ч	70000	
13.	^{152g}Eu	13 лет	12800	
14.	^{155}Eu	4,9 года		23200
15.	^{153}Gd	242 дн.	36000	
16.	^{155}Gd	∞	60900	
17.	^{157}Gd	∞	240000	
18.	^{161}Gd	3,7 мин	31000	
19.	^{165}Dy	2,3 ч		22000
20.	^{168}Yb	∞		21300
21.	^{198}Au	2,7 дн	25100	

уравнений представляют собой концентрации нуклидов как функции от времени. Одним из параметров этих функций является вероятность захвата нейтронов нуклидами. Эта вероятность определяется произведением плотности потока нейтронов и микроскопического сечения поглощения нейтрона данным нуклидом. Когда эта вероятность становится сравнимой с постоянной распада этого нуклида, наступает процесс зашлаковывания и отравления. Как пример такого процесса на рис.5 показана зависимость концентрации насыщения ^{58m}Co , являющегося сильным поглотителем тепловых и резонансных нейтронов, от плотности потока. Сечение поглощения нейтронов взято из работ [21] и кривые соответствуют низкому кадмиевому отношению.

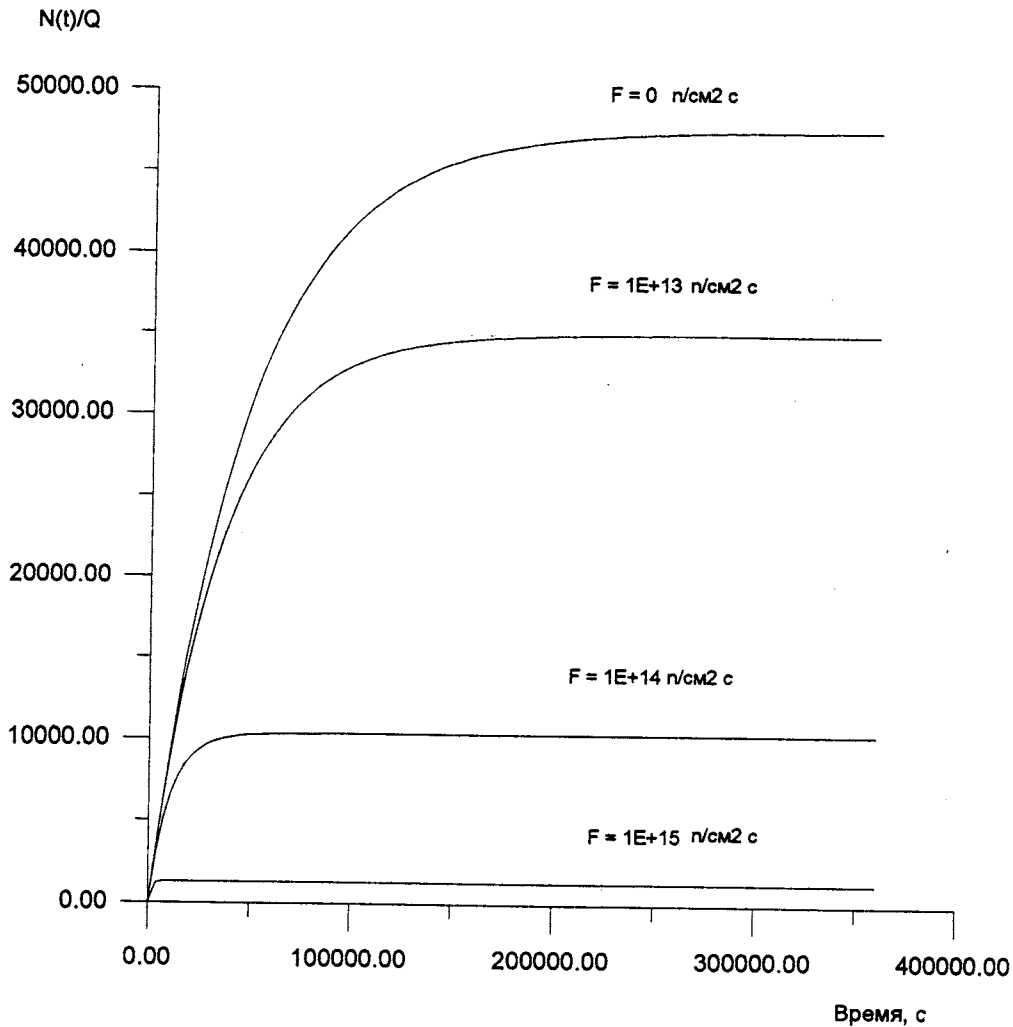


Рис.5. Концентрация насыщения Co-58m внутри мишени на единицу мощности пучка

Спектр нейтронов в мишени

Мощный поток высокоэнергетических частиц ускорителя в результате неупругих взаимодействий с ядрами мишени порождает каскадно размножающийся ливень частиц, в том числе нейтронов, которые, в свою очередь, инициируют в blankets цепную реакцию деления. Как показывает численный расчет для сборки из свинца и урана [13], установившийся нейтронный спектр несколько мягче, чем в быстрых реакторах. Нижняя граница этого спектра лежит в районе 1 эВ. Если результат эксперимента покажет, что спектр нейтронов не охватывает область низколежащих резонансов, то

проблема отравления и зашлаковывания в ЭЛЯР с жестким спектром значительно упростится. А если окажется, что спектр нейтронов перекрывает область низколежащих резонансов, то выбор эвтектики свинца и висмута или урана и тория в качестве мишени в проектируемых электроядерных установках не является оптимальным с точки зрения отравления и зашлаковывания. Что касается электроядерных установок с замедлителем из легкой или тяжелой воды [4,5], граница нейтронного спектра опустится еще ниже, в милливольтную область.

Таким образом, для электроядерных реакторов и трансмутаторов с высоким потоком и мягким спектром нейтронов проблема отравления и зашлаковывания требует своего решения. Одним из путей решения этой проблемы является поиск альтернативного материала мишени.

3. Экспериментальная методика прогнозирования

Определение сечения образования отравляющих нуклидов

В наших предыдущих исследованиях [14] была разработана методика определения независимых и кумулятивных выходов продуктов многоканальной реакции фрагментации ядер, образующихся при взаимодействии релятивистских снарядов с атомными ядрами. Методика основывается на off-line гамма-спектрометрии и обработке данных измерения с учетом генетических связей между нуклидами. Надежность методики доказана в тестовом эксперименте по воспроизведению формы массового распределения продуктов деления урана-235. Эксперименты выполнены на синхрофазотроне и реакторе ИБР-2 ОИЯИ. С использованием разработанной методики были исследованы формы массового и зарядового распределения продуктов фрагментации тяжелых [15,16] и средних ядер [17] для снарядов разных масс и энергий.

В этих экспериментах была подтверждена правильность применения в физике ядра принципа факторизации, который был первоначально сформулирован в физике частиц. Эти исследования имели своей целью не только изучение физики ядерных реакций, но и получение ядерных данных, необходимых для конструирования электроядерного реактора.

Закономерности массового и зарядового распределения регистрируемых нуклидов способом активации позволяют определить выход любого другого нуклида, образующегося в той же реакции, независимо от его радиоактивного свойства. Для описания сечений $\sigma(A, Z)$ образования ядер-продуктов в столкновениях релятивистских частиц и ядер с ядрами мишени обычно применяют общую параметризацию типа

$$\sigma(A, Z) = \sigma(A)(2\pi C_z^2)^{-1/2} \exp \left[\frac{(Z_p(A) - Z)^2}{2C_z^2} \right],$$

где $Z_p(A) = b_1 A + b_2 A^2$ наиболее вероятный заряд. Плавное изменение функции позволяет определить параметры зарядового распределения для любого A , по выходам нуклидов, образующихся в небольшом интервале вблизи этой массы.

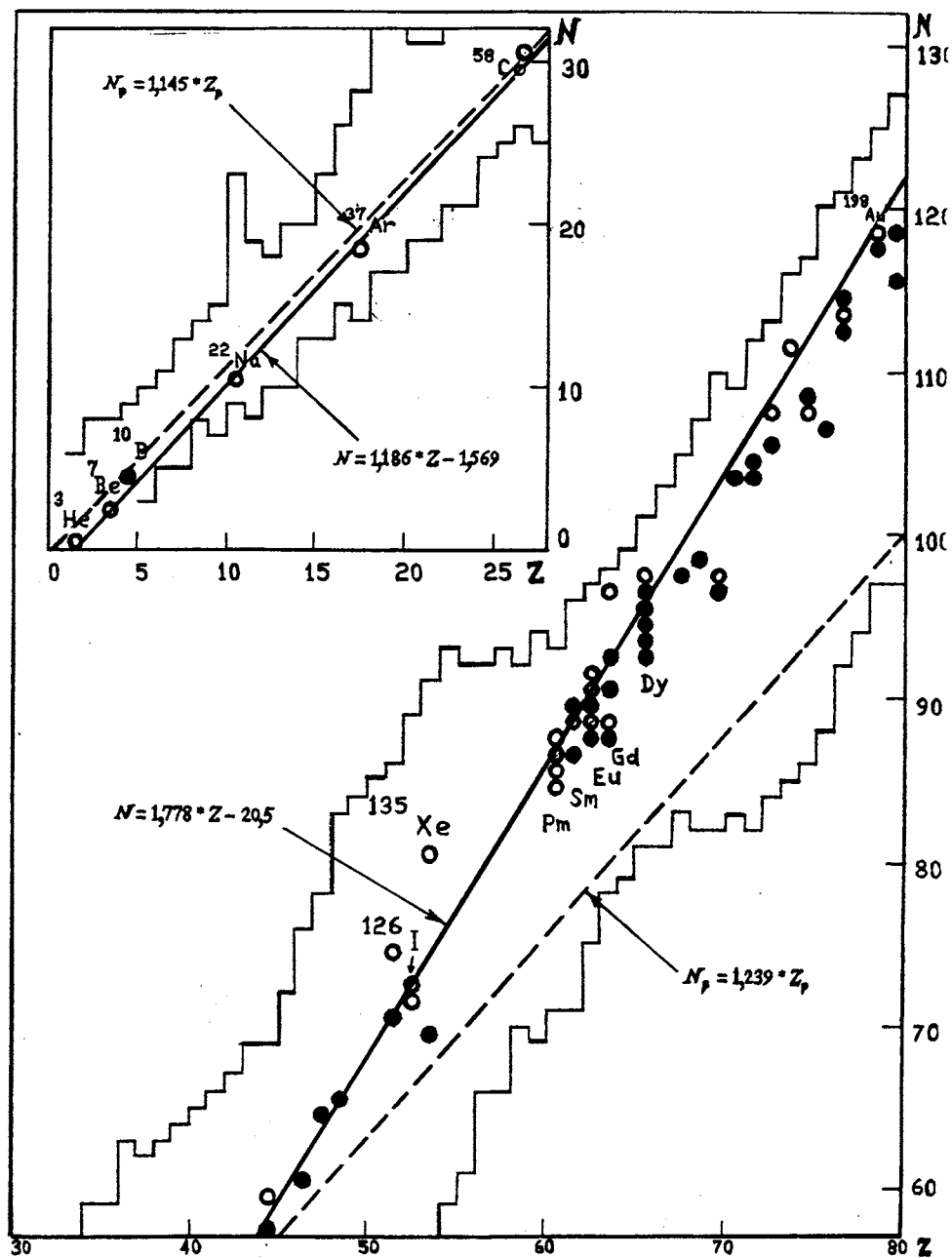


Рис.6. Расположение нуклидов с большим сечением поглощения нейтронов (сплошная линия) и расположение нуклидов с наибольшей вероятностью образования в реакции фрагментации (пунктирная линия)

Зависимость наиболее вероятного заряда от массового числа ядра-продукта оказывается фактически не чувствительной ни к энергии падающих протонов, ни к массе ядра-мишени [22,23]. Это обстоятельство позволяет прогнозировать нуклонный состав ядер-продуктов с максимальным выходом. Пунктирная линия $N_p = 1,145 \cdot Z_p$ на рис.6 показывает расположение таких ядер с массовым числом до 60, а линия $N_p = 1,239 \cdot Z_p$ — расположение ядер с $A > 60$. Причем первая линия проходит через область нейтрон-избыточных нуклидов на расстоянии лишь одного звена цепочки β^+ -распада от линии стабильности, в то время как вторая линия проходит через область нейтрон-дефицитных нуклидов, постепенно удаляясь от линии стабильности по мере увеличения массы. Однако в работе [8] показано, что для мишени урана в непосредственной близости к заряду мишени линия снова приближается к линии стабильности.

Определение сечения поглощения нейтронов

Из анализа компиляции существующих нейтронных данных [18—21] можно сделать следующие выводы о современном состоянии полноты нейтронных сечений применительно к электроядерной проблематике:

- Экспериментальные данные о сечениях в подавляющем большинстве получены для стабильных и долгоживущих нуклидов.
- Расположение наиболее сильных поглотителей нейтронов на карте нуклидов почти точно совпадает с линией β -стабильности (см. рис.7).
- Для нейтрон-дефицитных нуклидов с большим выходом образования данные по сечениям поглощения нейтронов весьма скудны.

Стабильные и радиоактивные нуклиды ($A < 60$) с большим нейтронным сечением (^3He , ^6Li , ^7Be , ^{10}B , ^{22}Na , ^{37}Ar , ^{39}Ar , ^{58}Co) образуются как независимые продукты фрагментации средних ядер или мультифрагментации тяжелых ядер. Концентрация ^3He удвоится за счет β -распада трития, образующегося с большим выходом [10]. Тяжелые нейтронные поглотители ($100 < A < 200$) образуются в основном как кумулятивные продукты β -распада прекурсоров с большим выходом. Такие нуклиды, как ^{125}I , ^{149}Sm , ^{153}Gd , ^{155}Gd , ^{157}Gd , ^{168}Yb — пример участия в таком типе отравления. Многие нуклиды с большим нейтронным сечением отделены от линии максимального выхода стабильными нуклидами или, являясь нейтрон-избыточными, не имеют генетической связи с продуктами фрагментации. Такие сильные поглотители нейтронов, как ^{105}Rh , ^{113}Gd , ^{135}Xe , ^{155}Eu , ^{198}Au по этой причине не будут участвовать в процессе отравления.

Факт совпадения линии стабильности и линии сильных поглотителей нейтронов является на первый взгляд странным, однако может быть объяснен недостаточностью данных о сечениях поглощения нейтронов радиоактивными ядрами. Особенно это касается нейтрон-дефицитных нуклидов, которые получают не ускорителях. С точки

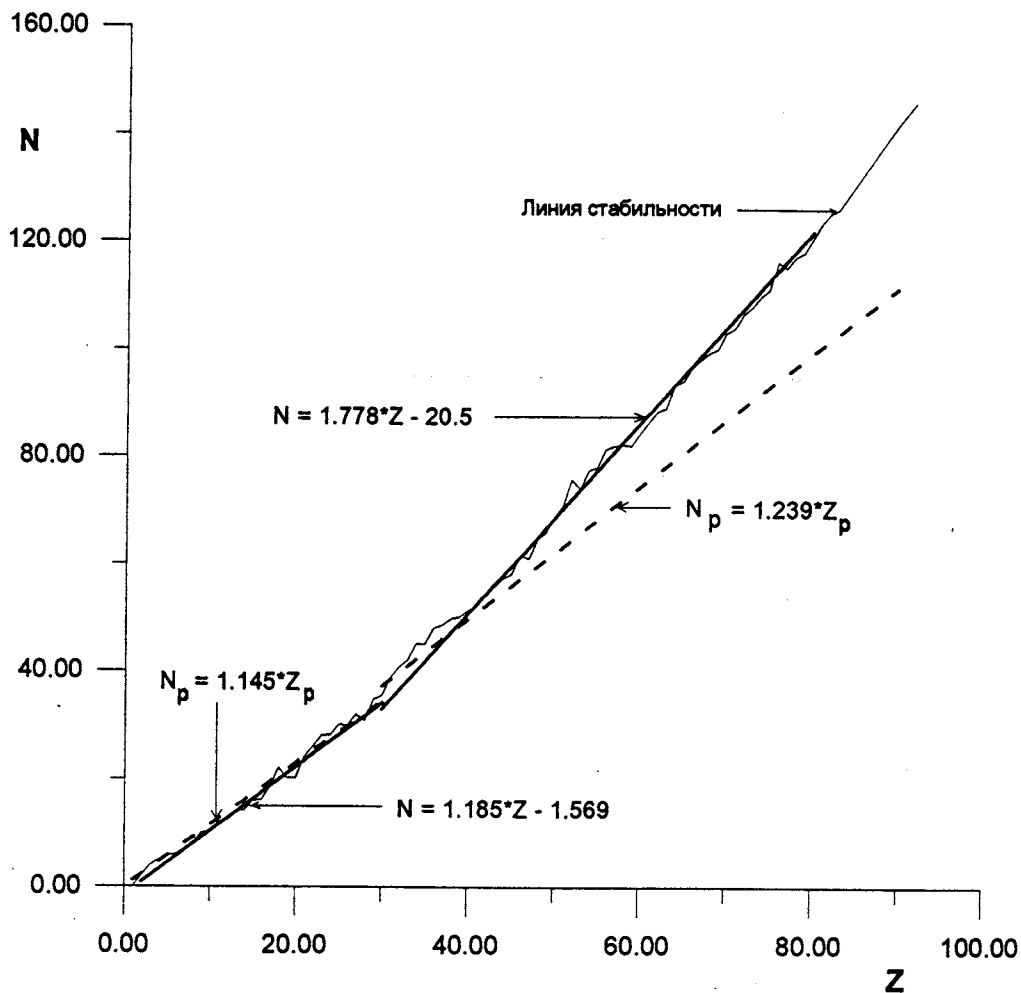


Рис.7. Зависимость между числом нейтронов и наиболее вероятным зарядом в ядре-продукте (пунктирная линия); жирная линия — расположение сильных поглотителей нейтронов. Уравнения для случаев $A < 60$ и $A > 60$ получены отдельно

зрения исследования проблемы зашлаковывания и отравления электроядерной мишени представляет большой интерес измерение сечения поглощения нейтронов радиоактивными ядрами, образующимися между линией стабильности и линией максимального выхода. Необходимым условием реализации такой программы является территориальная близость высокоэнергетического ускорителя и высокопоточного ядерного реактора. В этой связи базовые установки ОИЯИ обладают наибольшей привлекательностью.

4. Пути преодоления трудностей, связанных с накоплением вредных продуктов в мишени

Выбор материала мишени

В большинстве работ по электроядерным установкам в качестве материалов первичной мишени рассматривались металлы тяжелых элементов, таких, как U, Th, Вi и Рb. По-видимому, этот выбор основывается на предположении большого нейтронного выхода и большой теплопроводности этих материалов. Однако в мишени из U и Th накапливается большое количество нейтрон-дефицитных нуклидов с $Z = 83 + 92$, являющихся высокотоксичными α -излучателями [7,8]. По этой причине U и Th не могут стать перспективным материалом для центральной мишени электроядерной установки. Проблему использования висмута в качестве мишени мы уже обсудили в связи с накоплением долгоживущих изотопов полония [9,10].

На рис.8 и в табл.2 приведены наиболее сильные α -излучатели, образующиеся в мишенях из тяжелых элементов.

Обоснование выбора

Одновременное выполнение требований максимума нейтронного выхода и минимума зашлаковывания служит критерием выбора материала мишени. Предполагается, что нейтронный выход пропорционален макроскопическому сечению неупругих взаимодействий снаряда с мишенью. Отношение макроскопических сечений Σ тяжелого и среднего ядер определяется отношениями их микроскопических сечений σ , массовых чисел A и плотностей мишеней d , а также вероятностей испарения нейтронов P_n из высоковозбужденных состояний ядра:

$$\frac{\Sigma_1}{\Sigma_2} = \left(\frac{\sigma_{in} P_n d}{A_t} \right)_1 / \left(\frac{\sigma_{in} P_n d}{A_t} \right)_2.$$

Как известно, микроскопическое сечение неупругого взаимодействия ядер пропорционально квадрату суммы их радиусов:

$$\sigma_{in} \propto (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})^2,$$

где A_p и A — массовые числа снаряда и мишени. Эта закономерность [25], установленная при низких энергиях, выполняется в релятивистских ядерных столкновениях независимо от энергии и сорта ядер [26].

А вероятность испускания нейтронов согласно модели Вайскопфа зависит от спектра нейтронов, плотностей ядерных уровней и сечения обратной реакции:

$$P_n = c T_n \rho(E) \sigma(T_n),$$

где $E = T_n - B_n$ — энергия возбуждения ядра, $\rho(E) \propto \exp [2(aE)^{1/2}]$ — плотность уровней, T_n и B_n — кинетическая энергия и энергия связи нейтрона, a — параметр плотности уровней, $\sigma(T_n)$ — сечение поглощения нейтрона.

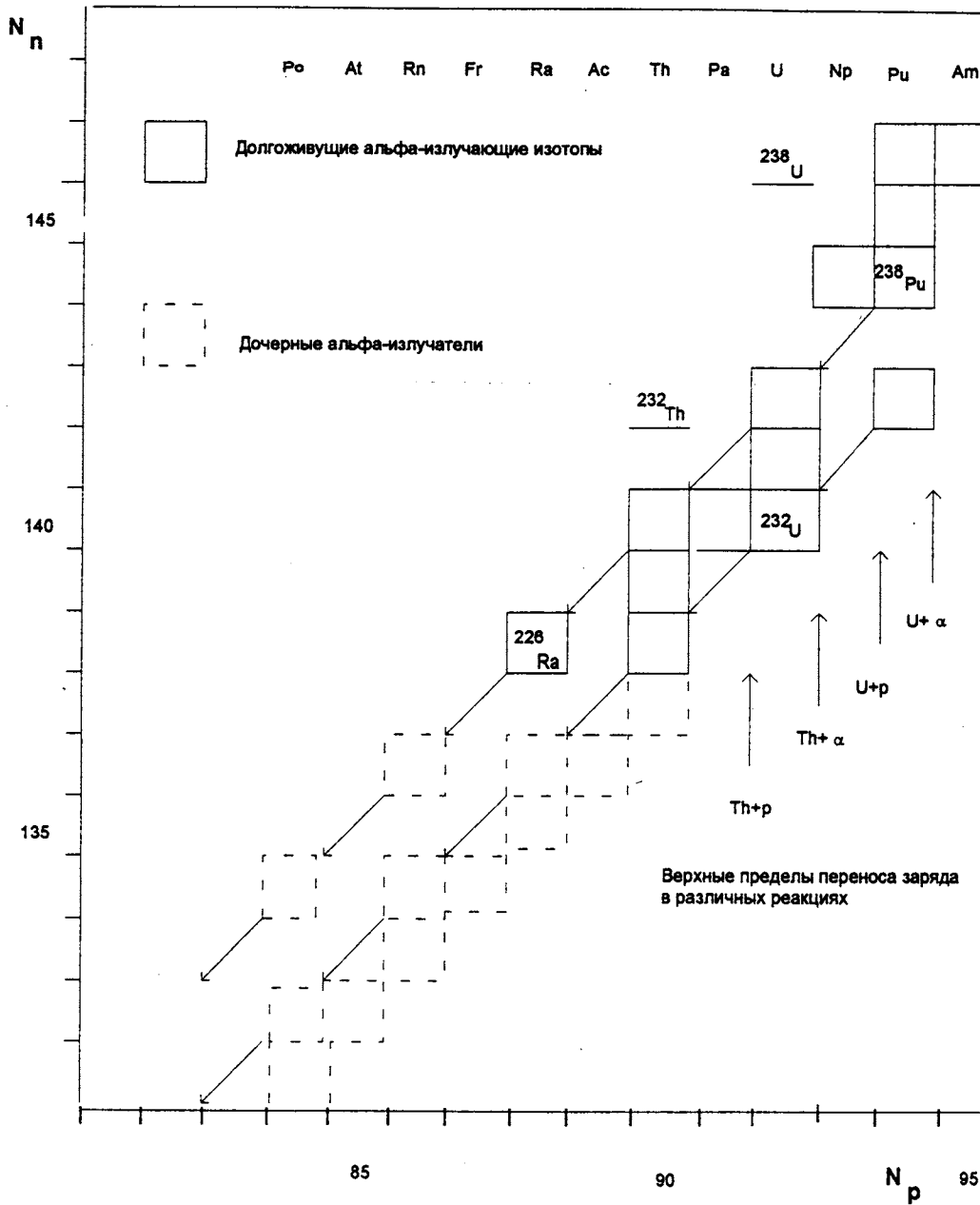


Рис.8. Высокотоксичные альфа-эмиттеры, образующиеся в тяжелых мишенях при взаимодействии с релятивистскими снарядами

Таблица 2

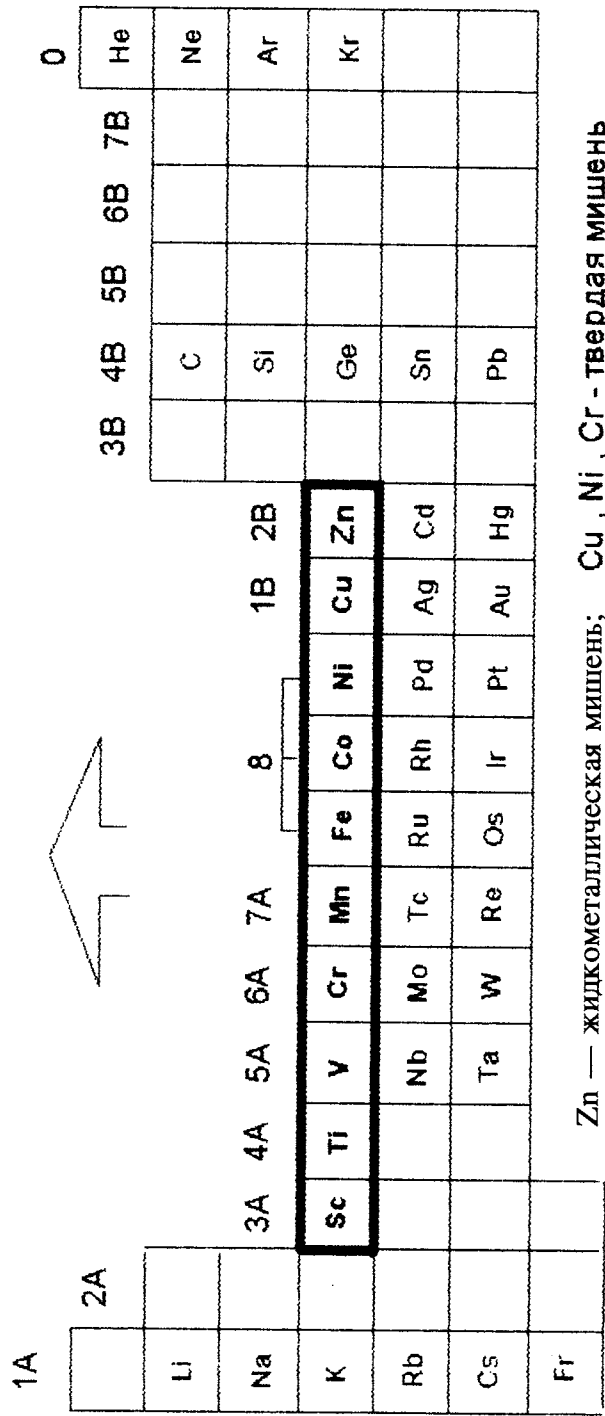
Мишень	Снаряд	Реакция и распад	Долгоживущие α -излучатели
^{nat}Pb	α	$^{208}\text{Pb}(\alpha, 3n) + ^{207}\text{Pb}(\alpha, 2n) + ^{206}\text{Pb}(\alpha, n)$ $^{208}\text{Pb}(\alpha, 4n) + ^{207}\text{Pb}(\alpha, 3n) + ^{206}\text{Pb}(\alpha, 2n)$	^{209}Po ^{208}Po
^{209}Bi	p	$(p, n); (p, 2n)$	$^{209}\text{Po}, ^{208}\text{Po}$
	α	$(\alpha, 4n) \beta^+, (\alpha, 4n \pi^+), (\alpha, 3n1p)$ $(\alpha, 5n) \beta^+, (\alpha, 5n \pi^+), (\alpha, 4n1p)$	^{209}Po ^{208}Po
^{238}U	p	$(p, n) \beta^-, (p, n \pi^-)$ $(p, 2n)$ $(p, 3n) \beta^-, (p, 3n \pi^-)$ $(p, 5n) \beta^+, (p, 5n \pi^+), (p, 4n1p)$ $(p, 6n) \beta^+, (p, 6n \pi^+), (p, 5n1p)$ $(p, 7n) \beta^+, (p, 7n \pi^+), (p, 6n1p)$ $(\alpha, n) \beta^-, (\alpha, n \pi^-), (\alpha, p) \beta^- \beta^-$ $(\alpha, 2n)$ $(\alpha, 3n)$	^{238}Pu ^{237}Np ^{236}Pu ^{234}U ^{233}U ^{232}U ^{241}Am ^{240}Pu ^{239}Pu
	α	$(\alpha, 4n)$ $(\alpha, 5n) \beta^+, (\alpha, 5n \pi^+), (\alpha, 4n1p)$ $(\alpha, 6n)$	^{238}Pu ^{237}Np ^{236}Pu
^{232}Th	p	$(p, n) \beta^-, (p, n \pi^-)$ $(p, 2n)$ $(p, 3n) \beta^+, (p, 3n \pi^+), (p, 2n1p)$ $(p, 4n) \beta^+, (p, 4n \pi^+), (p, 3n1p)$ $(p, 5n) \beta^+, (p, 5n \pi^+), (p, 4n1p)$	^{232}U ^{231}Pa ^{230}Th ^{229}Th ^{228}Th
	α	$(\alpha, 2n)$ $(\alpha, 3n)$ $(\alpha, 4n)$ $(p, 5n) \beta^+, (p, 5n \pi^+), (p, 4n1p)$	^{234}U ^{233}U ^{232}U ^{231}Pa

H - высокое значение ; L - низкое значение

L	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H
H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	L

ρ - плотность ($H > 7.0 \text{ г/см}^3 > L$)

T - Температура плавления ($H > 700^\circ \text{K} > L$)



Zn — жидкометаллическая мишень; Cu, Ni, Cr - твердая мишень

Рис.9. Корреляция плотности и температуры плавления металлов (Z=21÷30)

Таблица 3

Физические величины	Cr	Ni	Cu	Zn	Mo	Sn	W	Pb
Плотность, $\times 10^3$ кг/м ³	7,18—7,2	8,91	8,96	7,133	10,22	7,29	19,35	11,336
Температура плавления, °C	1877	1455	1083	419,5	2620	231,97	3420	327,44
Температура кипения, °C	2672	2800	2543	906,2	4700	2540	5680	1745
σ_{in} , мб $E_p = 1—14,7$ ГэВ [26]			≈ 880	≈ 800				≈ 1860
σ_{in} , мб $E_\alpha = 1—14,7$ ГэВ [26]			1150 ± 50					2400 ± 170

Естественно, только эксперименты на мишенях с $A = 60$ и $A = 200$ дают окончательный ответ на вопрос об оптимизации мишени по нейтронным выходам. Кроме решения рассмотренной в настоящей работе проблемы, мишени электроядерных установок нуждаются в оптимизации и по другим параметрам, например теплофизическим.

Ядерно-физические и теплофизические величины для сравнения мишеней даны в табл.3 и на рис.9.

5. Заключение

Затронутая в этой работе проблема зашлаковывания и отравления электроядерного реактора высоких мощностей требует выполнения ряда трудоемких и важнейших экспериментальных исследований:

- сравнения нейтронного выхода на различных мишенях при энергиях протонов до 3 ГэВ;
- детального исследования массового и зарядового распределения независимых выходов нейтрон-дефицитных нуклидов, образующихся в реакции фрагментации тяжелых мишеней;
- измерения выходов нейтрон-избыточных нуклидов с большим сечением поглощения нейтронов в области $2 < A < 60$;
- измерения сечений захвата нейтронов нейтрон-дефицитными радиоактивными ядрами, которые могут накопиться в электроядерных мишенях.

Литература.

1. Tunncliffe P.R., Chidley B.G., Fraser J.S. — «High Current Accelerators and Nuclear Power». In: Proc. of Proton Linear Accelerator Conference in Chalk River, ACEL-5677, 1976.
2. Takizuka T. et al. — «Conceptual Design of Transmutation Plant», in: Specialist Meeting on Accelerator-Driven Transmutation Technology for Radwaste and other Applications, Stockholm, Sweden, 1991.
3. Толстов К.Д. — Сообщение ОИЯИ, 18-92-303, Дубна, 1992 (Доклад на 72-й сессии Ученого совета ОИЯИ 25 июня 1992 г.)
4. Bowmann C.D., Arthur E.D., Lisowski P.W. et al. — Nucl. Instr. & Meth., 1992, A320, p.336.
5. Carminati F. et al. — Energy Amplifier for Cleaner and Inexhaustible Nuclear Energy Production Driven by a Particle Beam Accelerator, CERN/AT/93-97(ET), Geneva, 1993.
6. Киселев Г.В. и др. — Атомная энергия, 1994, т.77, 3, с.167.
7. Nishida T., Nakahara Y. — Kerntechnik 1987, 50, p.193.
8. Nishida T., Nakahara Y. — Kerntechnik, 1990, 55, 3, p.147.
9. Артисюк В.В. и др. — Известия вузов. Ядерная энергетика, Обнинск: ИАТЭ, 1994, №1, с.41.
10. Артисюк В.В. и др. — Известия вузов. Ядерная энергетика, Обнинск: ИАТЭ, 1995, №4, с.12.
11. Feshbach H., Porter C.E., Weiskopf V. — Phys. Rev., 1954, vol.96, p.448.
12. Ходгсон П.Е. — Оптическая модель упругого рассеяния (пер. с англ.). М.: Атомиздат, 1966.
13. Барашенков В.С. и др. — Атомная энергия, 1991, т.71, вып.2, с.172.
14. Дамдинсурэн Ц. и др. — Сообщение ОИЯИ P1-88-135, Дубна, 1988.
15. Kozma P. et al. — J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys., 1991, 17, p.675.
16. Дамдинсурэн Ц. и др. — Ядерная физика, т.52, 1990, вып.2(8), с.330.
17. Kozma P., Tumendemberel B., Chultem D. — Czech. J. Phys., 1988, B38, p.973.
18. Беланова Т.С. и др. — Радиационный захват нейтронов: Справочник, М.: Энергоатомиздат, 1986.
19. Mughabghab S.F., Divadeenam M., Holden N.E. — Neutron Sections, v.1, part A, N.Y.-London: Academic Press, 1981.
20. Mughabghab S.F. — Neutron Cross Sections, v.1, part B, N.Y.-London: Academic Press, 1984.
21. Кондуоров И.А. и др. — Атомная энергия, 1968, т.24, вып.6, с.533.
22. Asano T., Asano Y., Iguchi Y. et al. — Phys. Rev., 1983, C28, No.4, p.1718.

23. Noguchi M. et al. — Phys. Rev., 1988, C38, p.1811.
24. Barashenkov V.S. — JINR Preprint E18-95-276, Dubna, 1995.
25. Bradt H.L., Peters B. — Phys. Rev., 1950, v.77, No.1, p.54.
26. Барашенков В.С. — Сечение взаимодействия частиц и ядер с ядрами, Дубна, ОИЯИ, 1993.