

ЭЛЕКТРОЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА НА ТОРИЙ-ТРАНСУРАНОВОМ ТОПЛИВНОМ ЦИКЛЕ

В.А.Бомко, А.М.Егоров, И.М.Карнаухов, В.И.Лапшин
ННЦ Харьковский физико-технический институт,
г.Харьков, Украина, e-mail: bomko@kipt.kharkov.ua

В основе электроядерной энергетики находится подкритичный реактор на быстрых нейтронах. Нестача нейтронов компенсируется за допомогою потужного пучка протонів, прискорених до енергії 1 ГеВ. Жорсткий спектр нейтронів дає можливість вибирати різні сполучення паливних сумішей. Торій має дуже малий зріз реакції поділу, але ^{233}U , одержаний з ^{232}Th , має здатність до поділу, порівнянну з ^{235}U . В якості початкового паливного матеріалу може використовуватись суміш торію з плутонієм або торію з сумішшю трансуранових елементів, що виділені з відходів ядерного палива. Токсичність відходів палива на основі торію порівняно мала, тому що в процесі ядерних перетворень напрацювання вищих актинідів незначне, а продукти розподілу ядер, що мають великий період напіврозпаду, трансмутуються на протязі послідовності паливних циклів.

В основе электроядерной энергетики находится подкритический реактор, работающий на быстрых нейтронах. Недостаток нейтронов восполняется с помощью мощного пучка протонов, ускоренных до энергии около 1 ГэВ. Жесткий спектр нейтронов дает возможность выбирать различные сочетания топливных смесей. Торий имеет очень малое сечение реакции деления, но ^{233}U , наработанный из ^{232}Th , имеет делимость, сравнимую с ^{235}U . В качестве исходного топливного материала может использоваться смесь тория с чистым оружейным плутонием или тория с трансурановыми элементами, выделенными из отходов ядерного топлива. Токсичность отходов топлива на основе тория невелика, так как в процессе ядерных превращений наработка высших актинидов незначительна, долгоживущие продукты деления трансмутируются на протяжении последовательности топливных циклов.

A subcritical reactor operating on fast neutrons is the basis for accelerator driven nuclear power. Neutron deficiency is supplemented by a powerful beam of protons accelerated to approximately 1 GeV. The hard neutron spectrum gives a possibility to use various fuel mixtures. Thorium has a very small cross-section of the fission reaction but ^{233}U produced from ^{232}Th has a fission ability comparable with ^{235}U . As an original fuel material a mixture of thorium with plutonium is used, or a mixture thorium with transuraniums extracted from nuclear waste. Toxicity of the fuel waste based on thorium is low due to the fact that in the process of nuclear transformation, production of high actinides is not high, long-lived fission products transmutate during the course of fuel cycles.

ВВЕДЕНИЕ

Электроядерные технологии позволяют комплексно решать большинство проблем атомной энергетики. Это практически неисчерпаемый и экологически чистый источник энергии с гарантированной безопасностью. Нароботка энергии сопровождается сжиганием трансурановых элементов и трансмутацией радиотоксичных долгоживущих радионуклидов, образующихся в процессе работы ядерных реакторов. В основу электроядерной энергетики положен подкритический реактор, работающий на быстрых нейтронах. Недостаток нейтронов восполняется с помощью мощного пучка протонов, ускоренных до энергии около 1 ГэВ. В качестве замедлителя нейтронов используется расплавленный свинец, который длительное время сохраняет жесткий спектр нейтронов, обеспечивающих высокую делимость высокоактивных трансурановых элементов. Жесткий спектр нейтронов дает возможность выбирать различные сочетания топливных смесей. Наиболее предпочтительным топливом для такого реактора является смесь природного тория с различными делящимися материалами. Торий имеет очень малое сечение реакции деления, но ^{233}U , наработанный из ^{232}Th в цепочке ядерных превращений $^{32}\text{Th} \rightarrow ^{233}\text{Pa} \rightarrow ^{233}\text{U}$, имеет делимость, сравнимую с ^{235}U . В каче-

стве исходного топливного материала используется смесь тория с чистым оружейным плутонием или тория с трансурановыми элементами, выделенными из отходов ядерного топлива («грязный плутоний»). Возможно сочетание тория с ^{235}U .

Процесс производства топливных элементов из смеси торий-трансураны значительно проще, чем в случае топлива в обычных реакторах на медленных нейтронах. Торий моноизотопный, а трансураны загружаются целиком без разделения по элементам. В то же время, получение обогащенного урана в качестве топлива для ВВЭР (LWR) требует многозвеньевое процесса обработки: изотопной сепарации, подготовки рабочей смеси, производства топливных элементов. Кроме того, для выработки одного и того же количества энергии требуется намного меньше тория. Например, для производства тепловой энергии в количестве 3 ГВт-лет необходимо всего 0,78 т тория вместо 200 т природного урана.

Торий довольно широко распространен в земной коре. Он занимает среди элементов 35-е место, сразу после свинца. Несмотря на очень малую добычу в настоящее время (400 т), известные резервы его оцениваются величиной около $6 \cdot 10^6$ т. Этого количества достаточно для производства $15 \cdot 10^3$ ТВт-лет энергии, что в 100 раз больше, чем все известные

запасы нефти и газа или в 10 раз больше, чем угля. Это соответствует 12,5 столетиям при нынешнем уровне потребления энергии (10 ТВт). Состав тория в находящихся в эксплуатации рудах в 100 раз выше, чем в коммерчески выгодных для эксплуатации рудах урана. Учитывая малую долю собственно тория в стоимости энергии, можно оценить степень выгоды эксплуатации более бедных руд, содержание тория в которых находится на уровне урана. В этом случае запасы тория могут оцениваться величиной в 300 раз большей указанной выше. Тогда запасенная в торие энергия может достичь 4,5 миллиона ТВт·лет, что соответствует 2200 столетиям при потреблении энергии в два раза больше нынешнего уровня, что может считаться достаточным в масштабе человеческой цивилизации.

Как представляется в работах группы ученых Европейского центра ЦЕРН, возглавляемой Карло Руббиа [1-5], наиболее подходящим материалом для исходного топливного цикла электроядерной энергетической установки типа «Energy Amplifier» (EA) является смесь природного тория с делящимися актинидами, в частности, с трансурановыми элементами (ТРУ), наработанными в реакторах на тепловых нейтронах. В процессе топливного цикла в EA актиниды сжигаются, в то время как непрерывно нарабатывается свежий ^{233}U , который компенсирует уменьшение и ухудшение состава актинидов и потери нейтронов в нарабатываемых осколках деления ядер (ОД). Стабильная работа возможна вплоть до глубины сжигания 200 ГВт·дн/т, что позволяет увеличить протяженность рабочего цикла без уменьшения коэффициента размножения нейтронов до 5...10 лет. По завершении цикла ^{233}U направляется для дальнейшего использования. После 150 ГВт·дн /т количество плутония составит 50% от исходного. Большой частью выгорает ^{239}Pu и ^{241}Pu , в то время как остальные изотопы меняются в меньшей степени. Количество наработанного ^{233}U составляет 86 % от сгоревшего плутония. Один ВВЭР (LWR) нарабатывает в год 300 кг «грязного» плутония, который в ЭЯЭУ произведет 240 кг ^{233}U , что даст 8 т топлива для ВВЭР, образованного из обедненного урана с 0,3 % ^{235}U и добавкой 3 % ^{233}U .

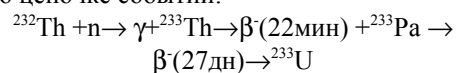
Значительное преимущество торий-трансуранового топливного цикла заключается в сжигании наиболее высокоактивных и долгоживущих компонент отходов ядерного топлива. Кроме того, можно использовать часть нейтронов для трансмутации наиболее активных долгоживущих нуклидов, продуктов деления ядер, требующих больших объемов захоронения. В то же время, учитывая большую удаленность ^{233}U по отношению к трансуранам, наработка высших актинидов вдоль цепочки ядерных превращений будет сведена до незначительной величины. Таким образом, отпадает необходимость в сооружении и эксплуатации дорогостоящих геологических захоронений. Как показали исследования, выполненные российскими специалистами [6], сжигание ТРУ в тепловом спектре нейтронов энергетических реакторов типа ВВЭР-1000 и БН-800 позволило бы остановить накопление актинидов, но при этом су-

щественно (примерно в 20 раз) увеличится радиотоксичность ядерных отходов.

Радиотоксичность, образуемая ториевым топливом в ЭЯЭУ, намного меньше, чем в случае использования уранового топлива LWR, работающего в открытом цикле. На стадиях добычи, переработки тория и изготовления топливных элементов она составляет около $10^{-3} \dots 10^{-4}$ от радиотоксичности уранового топлива для того же количества энергии.

1. ЭЯЭУ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

Хотя в качестве воспроизводящего материала для ядерного топлива может быть использован обедненный уран, когда под действием быстрых нейтронов нарабатывается делящийся плутоний, по многим соображениям наиболее предпочтительным в этом отношении является торий. Захват нейтрона ядром тория ведет к образованию делящегося ^{233}U согласно цепочке событий:



В установившемся потоке нейтронов этот процесс стремится к равновесию в ситуации, когда разделенные ядра ^{233}U замещаются новыми наработанными ядрами топлива. Такое бридинговое равновесие обычно достигается при особых значениях отношения концентрации топлива к концентрации исходного материала, определяемых соотношением:

$$\xi = N(^{233}\text{U})/N(^{232}\text{Th}) = \sigma_{\gamma}(^{232}\text{Th})/\sigma_{\text{fiss}+\gamma}(^{233}\text{U})$$

Это уравнение справедливо при отсутствии процессов, альтернативных главной цепочке, когда темп захвата нейтронов ядрами ^{233}Pa является пренебрежимо малым, что имеет место при достаточно низком потоке нейтронов.

Бридинговое отношение при равновесии для нейтронов тепловых энергий составляет $\xi=0,0135$, тогда как для быстрых – $\xi=0,126$. Для EA на быстрых нейтронах (F-EA) требуется концентрация топлива в 9 раз меньше, чем в случае тепловых. При этом он будет работать с намного большим темпом сжигания, следовательно, полная масса топлива соответственно уменьшится: для того же значения выходной мощности расход ^{233}U в общем сравним.

В процессе сжигания концентрация воспроизводящего материала уменьшается со временем. В реальных условиях в уравнение начального равновесного состояния вносится поправка [1]:

$$\xi = \xi_{\text{low flux}}(1 + \phi\sigma_{\gamma}(^{232}\text{Th})\tau(^{233}\text{Pa} \rightarrow ^{233}\text{U}))$$

Эта поправка пренебрежима для тепловых нейтронов (Т-EA), но она увеличивает на 10% бридинговое равновесное состояние F-EA. Интенсивность потока нейтронов хотя в небольшой степени, но влияет на величину точки бридингового равновесия ($\Delta\xi=0,31 \cdot 10^{-3}$ для темпа сжигания $\rho=60$ Вт/г). Это превышение идет на частичную компенсацию потерь на захват нейтронов ядрами ^{233}Pa .

Усиление энергии G , определяемое как отношение энергии, произведенной на ЕА, к энергии, расходуемой на ускорение пучка протонов [1]:

$$G = G_0/(1-k) = 2G_0/[2-\eta(1-L)].$$

G_0 – коэффициент пропорциональности, обычно $G_0=2,4-2,5$; k – коэффициент размножения нейтронов в процессе деления ядер, $k=\eta(1-L)/2$; L – суммарные потери нейтронов (адсорбция различными путями, такими как захват нейтронов в структурах и охлаждающих потоках, в осколках деления, диффузия наружу и другие); η – среднее по спектру количество нейтронов, рождаемых при захвате нейтронов ядром делящегося изотопа. Параметр $\eta(E)$ является довольно сложным, он немного уменьшается в области резонансов, прежде чем существенно возрасти в области быстрых нейтронов.

Для достижения критичности знаменатель должен равняться нулю, т.е., $\eta=2(1-L)$. Точнее, критичность достигается, когда потери нейтронов уменьшаются до значения $L_{crit}=1-2/\eta$. Так как $L>0$, то для достижения критичности необходимо, чтобы $\eta>2$. Один нейтрон должен расходоваться на цепную реакцию, а второй будет адсорбироваться материалом.

Преимущество F-EA заключается в том, что он работает в области, где η значительно больше. К тому же, при высоких энергиях производятся дополнительные нейтроны, рождаемые в различных процессах, таких, например, как деление ^{232}Th быстрыми нейтронами, или из реакций $(n,2n)$ в топливе и замедлителе. Для учета этого вноса вводится коэффициент ϵ (фактор быстрого деления), являющийся отношением количества всех нейтронов к количеству, производимому в процессе главной реакции деления. Для F-EA $\epsilon\eta=2,4\dots2,5$, что значительно выше 2 и больше, чем $\epsilon\eta=2,1\dots2,2$ для T-EA. Это позволяет повысить допустимый уровень потерь. ($L_{crit} = 1-2/\epsilon\eta = 0,167\dots0,200$, вместо $L_{crit}=0,048\dots0,091$), что важно для работы в режиме $L>L_{crit}$. Эти экстремальные нейтроны важны, например, для дополнительной наработки топлива или устранения радиоактивных субстанций. Они полезны также для стартовой работы F-EA, когда концентрация ^{233}U меньше бридингового равновесия. Во время работы увеличение критичности вследствие наработки ^{233}U может быть использовано для компенсации растущих потерь нейтронов за счет захвата продуктами деления ядер, таким образом обеспечить более однородный режим в течение длительной работы без вскрытия.

Для работы ЕА в оптимальном режиме необходимо соблюдать жесткие ограничения на потоки нейтронов. Производимая мощность прямо пропорциональна потоку нейтронов. При бридинговом равновесии поток тепловых и быстрых нейтронов составляет соответственно

$$\begin{aligned}\phi_{therm} &= 1,8 \cdot 10^{12} [\rho \text{ Вт/г}] \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}; \\ \phi_{fast} &= 3,88 \cdot 10^{13} [\rho \text{ Вт/г}] \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}.\end{aligned}$$

Для тепловых нейтронов ($E=0,025$ эВ) плотность мощности $\rho=15,0$ Вт/г соответствует потоку $\phi=2,7$

$10^{13} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, что является оптимальным для T-EA. Для того же выхода мощности в F-EA поток нейтронов в 20 раз больше. Практически темп сжигания в F-EA составляет $\rho=60$ Вт/г и поток $\phi=2,33 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, т.е. в 80 раз выше, чем в оптимальном T-EA. Такой высокий поток нейтронов в F-EA является чрезвычайно полезным для сжигания долгоживущих радионуклидов, нарабатанных в реакторах на тепловых нейтронах.

Имеется несколько факторов, зависящих от величины потока нейтронов, которые прямо влияют на величину и стабильность коэффициента размножения k в процессе работы и, соответственно, коэффициента усиления:

1. Захват нейтронов промежуточными элементами в процессе бридинга, особенно ^{233}Pa , что является ценой за получение ^{233}U . Такие потери являются результатом конкурирующих процессов захвата нейтронов и радиоактивного распада и они пропорциональны полному потоку нейтронов в виде зависимости [1]:

$$\Delta\lambda = \sigma_a(^{233}\text{Pa}) \cdot \tau(^{233}\text{Pa} \rightarrow ^{233}\text{U}) \cdot \phi \ll 1,$$

где τ – среднее время жизни. Сечение абсорбции $\sigma_a(^{233}\text{Pa})$ составляет 43 барна при тепловых энергиях и имеет резонансный интеграл 850 барн и составляет всего 1,12 барна для быстрых нейтронов. Соответственно, для тепловых нейтронов $\Delta\lambda=1,45 \cdot 10^{-16}$ ф, что соответствует добавке к L

$$\Delta L = (1-L)\epsilon\eta \Delta\lambda/2 = 3,78 \cdot 10^{-3}$$

для типичного потока $2,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Сечение абсорбции быстрых нейтронов протактинием много меньше, но так как для заданного темпа сжигания поток соответственно выше, абсорбция $\Delta\lambda$ составляет 0,56 от значения для тепловых нейтронов. Однако учитывая, что допустимое количество потерь нейтронов намного больше для F-EA, практически получаем для $\rho=60$ Вт/г $\Delta L=8,81 \cdot 10^{-3}$, что вполне приемлемо.

2. Вследствие относительно большого времени жизни ^{233}Pa ($\tau=39$ дн) имеет место существенный рост реактивности в течение длительного времени после выключения ЕА. В результате произойдет пролонгированное увеличение темпа сжигания, которое приведет к временному уменьшению реактивности до тех пор, пока наработка ^{233}Pa не будет восстановлена. При выключении пучка протонов, учитывая последующий процесс распада ^{233}Pa , концентрация ^{233}U будет расти независимо от режима работы ЕА. Однако так как в случае F-EA равновесная концентрация ^{233}U в 9 раз больше, изменение реактивности $\max \Delta k/k = N(^{233}\text{Pa})/N(^{233}\text{U})$, будет составлять только 1/9 от T-EA. Для приведенных выше примеров темпа сжигания изменение реактивности составит $5,2 \cdot 10^{-2}$ для T-EA и только $2,08 \cdot 10^{-2}$ для F-EA, несмотря на то, что темп сжигания в последнем случае в 4 раза больше.

3. Аналогичная ситуация имеет место с потерей нейтронов, вызванной высоким сечением захвата продуктом деления ^{235}Xe . Его количество тоже зависит от потока нейтронов. Для тепловых нейтронов при бридинговом равновесии часть нейтронов, захватываемых ^{235}Xe , дается величиной [1]

$$\Delta\lambda = 0,9 \cdot 10^{19} \phi / (2,1 \cdot 10^{-5} + 3,5 \cdot 10^{-18} \phi),$$

которая асимптотически стремится к значению $\Delta\lambda = 0,021$ для $\phi = 2,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Следовательно, при выключении или уменьшении мощности ЕА фракция ^{235}Xe временно увеличивается даже в большей степени потому, что его распад достигает максимума через 10...12 часов после выключения. Величина этого переходного процесса зависит также от потока нейтронов. В случае F-ЕА эффект присутствия ^{235}Xe пренебрежим, так как для быстрых нейтронов выход таких осколков деления ядер не высок.

Приведенное рассмотрение показывает значительные преимущества режима работы ЭЯЭУ на быстрых нейтронах. Вкратце их можно сформулировать в следующем виде:

1. Вследствие того, что относительная концентрация топлива для бридингового равновесного состояния на быстрых нейтронах почти в 9 раз выше, чем для тепловых, темп сжигания в 4 раза больше и соответственно топливная масса для одного и того же выхода энергии в 9 раз меньше.

2. При работе на быстрых нейтронах относительная концентрация делящегося материала в равновесном состоянии увеличивается со временем почти на 10%, что используется для компенсации потерь нейтронов на захват промежуточным ^{233}Pa . Для тепловых нейтронов эта поправка пренебрежима.

3. Фактор быстрого деления ядер дает дополнительное количество нейтронов, что позволяет поддерживать стабильным режим работы на протяжении длительного времени без перегрузки топлива.

4. Поток быстрых нейтронов при равновесном бридинговом состоянии в 20 раз выше, что позволяет эффективно сжигать долгоживущие радионуклиды.

5. Сечение захвата быстрых нейтронов ядрами ^{233}Pa почти в 40 раз меньше, чем в случае тепловых, поэтому даже при высоких потоках нейтронов такой захват составляет 0,56 от соответствующего значения для тепловых нейтронов.

6. Относительное изменение реактивности за счет большого времени жизни ^{233}Pa после включения или выключения установки будет почти в 2,5 раза меньше, несмотря на то, что темп сжигания для быстрых нейтронов в 4 раза выше.

7. Усиление энергии, как утверждается в работе [1], для Т-ЕА составляет величину $G=20...30$, которое реализуется при эффективном коэффициенте размножения $k=0,92-0,95$. Поэтому наработка энергии для Т-ЕА ограничена величиной 30...50 ГВт дн./т. Малое значение k обусловлено в этом случае относительно большими вариациями мощности, вызванными наработкой ^{233}Pa и ^{135}Xe , которые ведут к риску критичности.

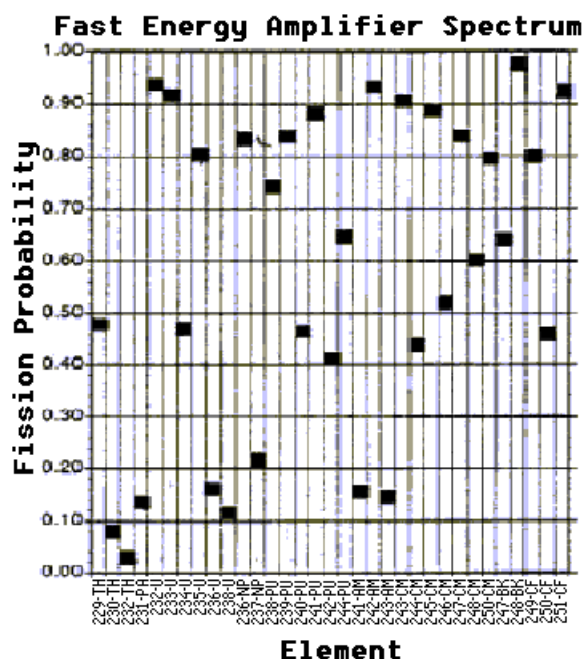
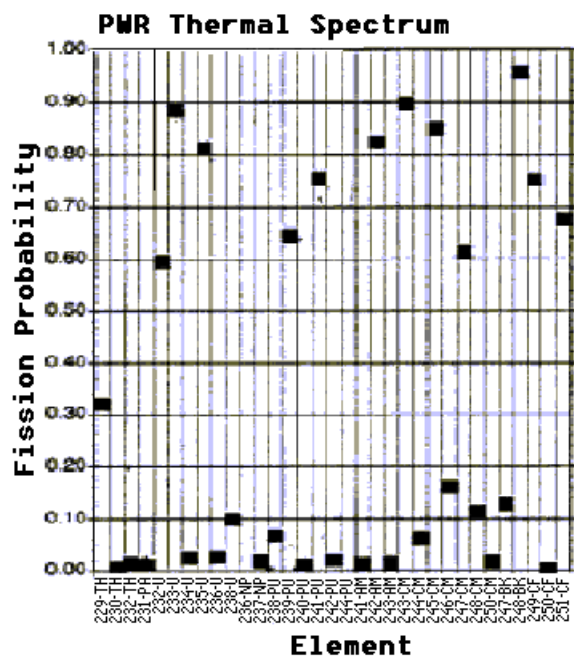


Рис.1. Вероятность деления актинидов для тепловых и быстрых нейтронов [4]

8. Широкий диапазон энергий быстрых нейтронов благоприятен для получения максимальной вероятности деления актинидов. Различие видно из рис.1 [4], где приведена вероятность деления ядер актинидов при захвате тепловых и быстрых нейтронов.

9. Сечение захвата нейтронов осколками деления меньше для быстрых, чем для тепловых нейтронов (рис.2 [1]). Это означает возможность значительного

увеличения времени цикла работы между перегрузками.

2. НАРАБОТКА ВЫСШИХ АКТИНИДОВ В ЕА

В ЕА исходное топливо в процессе ряда циклов полностью сжигается. При этом нарабатываются новые актиниды, которые затем снова включаются в топливо последующих циклов. После каждой выгрузки при изготовлении новой топливной смеси добавляется некоторое количество свежего топлива

для компенсации выгоревшего и превратившегося в продукты деления, которые удаляются. Начальные ядра топлива претерпевают ряд трансформаций, вызванных захватом нейтронов и спонтанным распадом до тех пор, пока они не разделятся полностью. Первая из этих трансформаций заключается в реакции начального бридинга, которая продолжается не-

прерывно, являясь источником делящегося материала ^{233}U , даже при длительном времени сжигания. При этом происходят вторичные процессы наработки новых материалов от тория до калифорния, которые вносят свой вклад в процесс горения. После номинального срока сжигания 150 ГВт дн./т актиниды сепарируются и добавляется свежий торий.

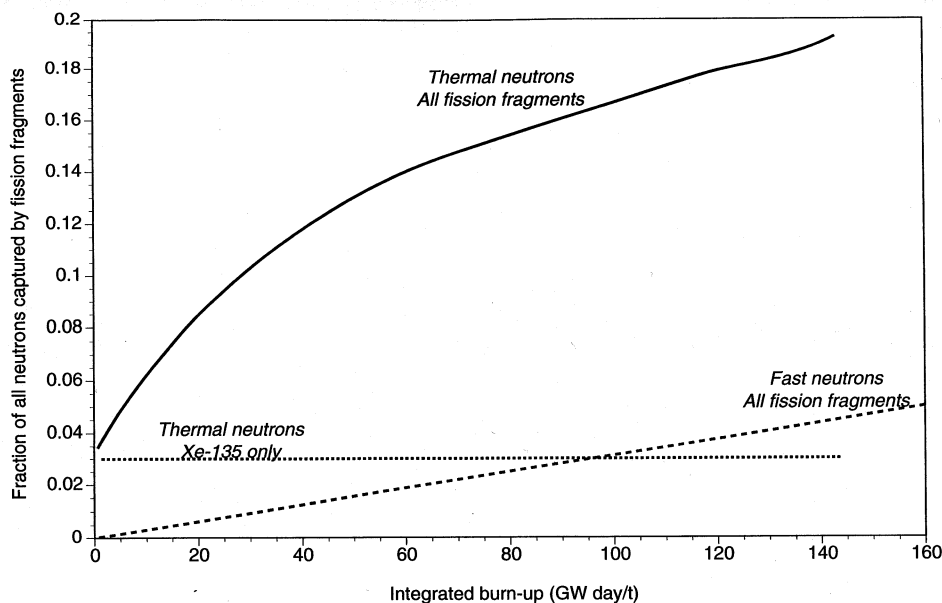


Рис.2. Часть нейтронов, захватываемая осколками деления для тепловых и быстрых нейтронов, как функция наработки энергии в LWR и EA [1]

В процессе работы EA наработка ^{233}U снижается из-за уменьшения топливной массы, даже если относительная концентрация ^{232}Th остается постоянной. В случае, когда начальная концентрация ^{233}U ниже равновесной, последующая наработка возрастает.

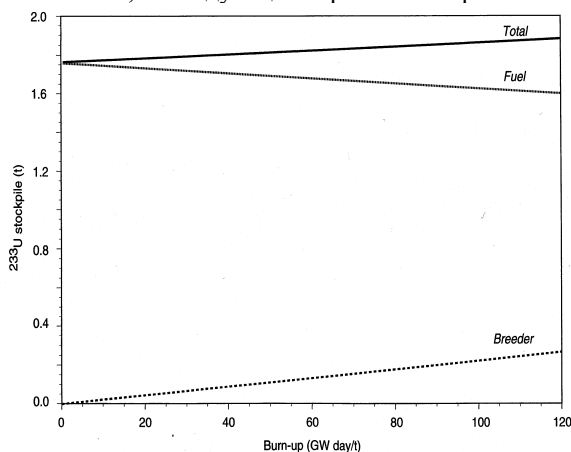


Рис.3. Наробтка ^{233}U в EA как функция сжигания топлива [1]

Следовательно, необходимо иметь дополнительное количество ^{233}U по сравнению с сепарированным после выгрузки. Для этих целей устанавливается в топливной зоне небольшая бридерная секция в дополнение к основному EA, работающая ниже бридерного равновесия. В процессе работы она восполняет требуемую добавку топливного элемента. Пол-

ная наработка ^{233}U в EA как функция выработки энергии приведена на рис.3 [1].

С помощью такого экстра бридинга возможно получить в конце топливного цикла количество ^{233}U , требуемое для начала следующего топливного цикла. При этом новое топливо будет содержать в себе определенное количество актинидов, произведенных в течение предыдущих циклов. Все элементы достигают асимптотической концентрации, в которой наработка и сжигание находятся в равновесии. Концентрация высших актинидов стремится к стабильным величинам, при этом идет быстрое падение в зависимости от A и Z. Асимптотический состав урановой компоненты находится на уровне 14 %, от полной массы топливных отходов. Изотоп ^{233}U в урановой компоненте составляет 0,64. Присутствие ряда других изотопов урана является важным фактором предотвращения военных диверсий.

Величина коэффициента размножения нейтронов k как функция наработки энергии для последовательности топливных циклов приведена на рис.4.

Как видно, несмотря на значительное изменение состава топлива в процессе топливных циклов, величина k остается сравнительно постоянной. Отклонения от номинального значения легко компенсируются изменением тока пучка ускоренных протонов.

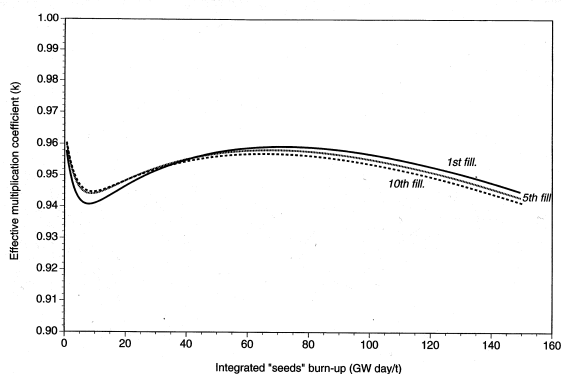


Рис 4. Величина коэффициента размножения нейтронов k как функция наработки энергии для последовательности топливных циклов

Количество Np и Pu в асимптотической концентрации топлива составляет соответственно всего лишь 0,2% и 0,1% после 20 циклов при наработке энергии 3000 ГВт дн/т. Более высокие и опасные актиниды, такие как америций и кюрий, никогда не достигают заметных концентраций. В то же время, концентрация плутония при выгрузке из LWR составляет 1,1% при наработке 33 ГВт/т. Как видно из рис.5 [5], количество всех трансуранов, нарабатанных на единицу энергии в ЕА, почти на 3 порядка меньше, чем в обычном LWR.

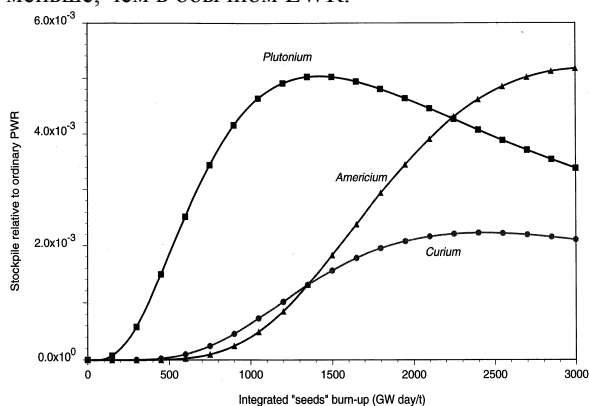


Рис.5. Нарботка трансуранов на единицу энергии относительно LWR как функция последовательности топливных циклов (наработки энергии)

Таким образом, в отличие от обычного реактора, наработка актинидных отходов в ЕА практически отсутствует, так как они при каждой перегрузке снова входят в новый цикл до тех пор, пока не достигают

асимптотической концентрации, поэтому наведенная ими радиотоксичность невелика. Строго говоря, непрерывная работа ЕА требует только последовательной перегрузки и сепарации изотопов урана. Относительный темп сжигания актинидов не зависит от концентрации. Следовательно, нет необходимости вносить их в каждый топливный цикл. Они могут накапливаться и вноситься в обособленные устройства.

Для того, чтобы разрушить трансураны, требуется продолжительная выдержка их в нейтронном потоке на протяжении нескольких циклов. Так как их количество относительно небольшое, возможно концентрировать их в нескольких топливных стержнях, которые будут вноситься в сборки обычного типа. После облучения нет необходимости их восстанавливать, так как локальное увеличение концентрации осколков деления не скажется существенно на критичности. Следовательно, при каждой перегрузке необходимо выводить только газообразные осколки и добавлять устройства, обеспечивающие механическую прочность. Таким образом, при работе ЕА не требуются геологические захоронения долгоживущих радионуклидов.

ЛИТЕРАТУРА

1. C.Rubbia, J.A.Rubio, S.Buono et al. Conceptual Design of a Fast Neutron Operated High Power Energy Amplifier. CERN/AT/95-44 (ET).
2. C.Rubbia, S. Buono, E.Gonsales et al. A Realistic Plutonium Elimination Scheme with Fast Energy Amplifier and Thorium-Plutonium Fuel. CERN/AT/95-53 (ET).
3. C.Rubbia and J.A.Rubio. A Tentative Programme Towards a Full Scale Energy Amplifier. CERN/LHC/96-11 (EET).
4. J.P.Revol. Particle Physics Contribution to the Elimination of Nuclear Waste. CERN-SL/99-067 EET.
5. C.Rubbia, S.Buono, Y.Cadi and J.A.Rubio. Fast Neutron Incineration in the Energy Amplifier as Alternative to Geologic Storage: the Case of Spain. CERN/LHC/97-01 (EET).
6. А.С.Герасимов, Г.В.Киселев. Научно-технические проблемы создания электроядерных установок для трансмутации долгоживущих отходов и одновременного производства энергии (российский опыт) // «Физика элементарных частиц и атомного ядра», 2001, т.32, вып.1, с.143–188