

ЯДЕРНЫЙ ТЕРРОРИЗМ И ВОЗМОЖНЫЕ ПРИРОДНЫЕ РАДИОИЗОТОПНЫЕ АНОМАЛИИ

Д.Р. Мервоздинов¹
Г.Ф. Батраков², И.Ф. Лукашин²,

¹ Военный университет МО РФ
г. Москва, ул. Садовая, 14
E-mail: dima2030@yandex.ru

² Морской гидрофизический институт
НАН Украины
г. Севастополь, ул. Капитанская, 2
E-mail: oaoi@alpha.mhi.iuf.net

Излагаются некоторые положения ядерной физики и теории ядерных реакторов, которые необходимы при дальнейшем рассмотрении двух проблем: во-первых, различных вопросов, в том числе юридических, связанных с возможностью и предотвращением ядерного терроризма; во-вторых, для интерпретации опытных данных, получаемых наукой о Земле, в аспекте возможного существования естественных ядерных реакторов (ЕЯР).

Введение. Проблема ядерного терроризма (ПЯТ) активно дебатируется на самом высоком уровне. Этот специфический вид терроризма имеет в качестве инструмента объекты технологий ядерного профиля – такие как заводы, комбинаты, реакторы, хранилища, могильники ядерного топлива различного назначения [1].

Однако из поля зрения исследователей ПЯТ обычно выпадают рудные месторождения, ареалы распространения радиоактивных элементов естественного происхождения. В условиях естественного залегания концентрации этих элементов имеют очень широкий диапазон вариаций – от минимальных естественных до таких, при которых возможно возникновение или инициация (искусственным или естественным путем) самоподдерживающихся ядерных реакций или природного ядерного взрыва (ПЯВ).

Один вероятный энергетический механизм тектономагматических явлений, родственные явлениям радиоактивного распада, заключается в выделении тепла в недрах Земли из-за самопроизвольного возникновения в них естественных ядерных реакторов (ЕЯР), в которых цепная реакция деления ядер урана приводит к мощнейшим локальным и глобальным энерговыделениям.

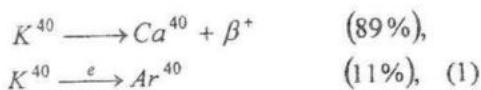
Почти одновременно с началом работ по искусственным цепным реакциям деления урана, осуществленным сначала в исследовательских и технических ядерных реакторах и взрывах атомных бомб, возникло предположение о том, что в ранние эпохи подобные самопроизвольные цепные реакции могли возникать в недрах Земли. Однако длительное время два фактора делали невозможной интенсивную разработку ЕЯР-концепции [2].

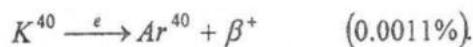
Главным барьером в разработке ЕЯР-концепции был аргумент – в природных условиях нет ядерно-чистых композиций веществ, а поэтому ЕЯР в недрах невозможно. Вторым, не менее важным, барьером в разработке ЕЯР-концепции было отсутствие в области геологии, геохимии, геохронологии и т.д. необходимых опытных данных, на основе которых можно было судить о существовании ЕЯР. Лишь в последнее время стали появляться сообщения, которые привели исследователей обратиться к ЕЯР-гипотезе. Основой такой гипотезы являлась непонятная природа изотопных аномалий ряда природных веществ.

Цель статьи – изложить основные положения ядерной физики, которые будут необходимы в дальнейшем для рассмотрения некоторых вопросов ЕЯР и ПЯТ.

1. Естественный радиоактивный распад ядер и их спонтанное деление. Радиоактивный распад связан с особым состоянием неустойчивости ядер некоторых атомов, в результате чего ядра при переходах в энергетически более устойчивое состояние испускают электроны, альфа-частицы, гамма-кванты. Эти типы распадов наиболее часто встречаются для элементов с естественной радиоактивностью, таких как уран, торий, калий.

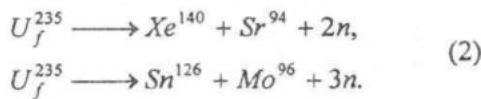
Однако в ряде случаев приходится учитывать в тех или иных явлениях и более редкие формы радиоактивности, связанные, например, с испусканием ядрами позитронов (β^+), захватом электронов (e^-) ядром с ближайшей электронной оболочкой. Иногда для ядра возможны с различной степенью вероятности различные типы распада, как например у изотопа калия ^{40}K [3, 4, 5]:





Испускание α - или β -частицы не всегда сопутствует одноактному переходу в устойчивое состояние; часть энергии может дополнительно излучаться в виде гамма-квантов различной энергии (от нескольких КэВ до 2–4 МэВ). Кроме того, при встрече позитронов с электронами вещества происходит так называемая аннигиляция пары $\beta^- - \beta^+$ с возникновением двух монохроматических гамма-квантов с энергиями по 0.51 МэВ. Среди продуктов деления ядер урана появляются различные неустойчивые изотопы с позитронной активностью, которая, например, для поиска ЕЯР современности представляет особый интерес, поскольку в полевых условиях удобнее вести гамма-спектрометрическое опробование пород на одной монохроматической линии, а при обнаружении аннигиляционного пика в спектре переходить затем к детальной гамма-спектрометрии и привлекать другие методы измерений в полевых и лабораторных условиях.

Спонтанное деление ядер характерно для наиболее тяжелых ядер с зарядом $Z = 90$ и выше. В процессе деления, например ядра урана, появляются, с разной степенью вероятности, те или иные изотопы более легких элементов и нейтроны. В частности, реализуется реакция вида [6, 7]

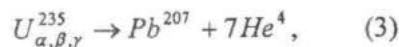


Среди осколочных продуктов, как показали недавние исследования, кроме осколков со средними массовыми числами $A = (80 - 160)$ появляются и легкие осколки в виде изотопов H_1^2 , H_1^3 , H_2^3 , H_2^4 и т. д., что, например, может играть существенную роль при объяснении экспериментально обнаруженных изотопных аномалий для отношений H^3/H^4 в горных породах, в глубинных водах и газах [8].

Осколки вида Xe^{140} , Sr^{94} и др. могут быть как стабильными, так и радиоактивными.

На один акт деления ядра урана выделяется энергия около 200 МэВ, в то время как при обычном радиоактивном распаде,

включая все превращения в цепочке распада



выделяется в 4–5 раз меньшая энергия в расчете на одно ядро урана [9].

Радиоактивный распад подчиняется статистическому закону

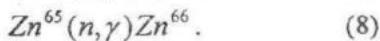
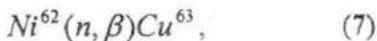
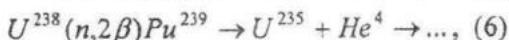
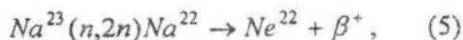
$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t}, \quad \lambda = 0.693/T, \quad (4)$$

где N_0 и N – первоначальное число атомов и их число в момент времени t ; T – период полураспада, который для U_{92}^{235} составляет $7.1 \cdot 10^8$ лет. Из закона (4) видно, что выделение энергии распада для урана в частности растягивается на огромный временной интервал порядка 10^9 лет. В цепных же реакциях деления урана, например, в атомных бомбах и ядерных реакторах, то же самое количество урана (при реализации необходимых условий для цепной реакции) может выделить в 4–5 раз большую, по сравнению с α -распадом, энергию во временном интервале порядка 10^6 сек [5, 10]. Следовательно, деление ядер урана может приводить в природных условиях к качественно совершенно иным последствиям по сравнению с его α -распадом, поскольку режим монотонного тепловыделения с малой мощностью явно не эквивалентен импульсному энерговыделению огромной мощности.

В природе всегда и при любых условиях реализуется режим самопроизвольного (спонтанного) деления тяжелых ядер по реакциям типа (2) с периодом полураспада порядка $10^{15} - 10^{17}$ лет для $Z = 90 - 92$ в соответствии с законом (4). Иначе говоря, спонтанное деление с крайне низким уровнем мощности тепловыделения есть специфическая форма естественного радиоактивного распада, которая играет важную роль в ЕЯР-концепции [4, 11].

2. Наведенная активность, генерация изотопов в нейтронных потоках. В результате реакций вида (2) при делении ядер урана появляются нейтроны, которые могут приводить при определенных условиях к цепному делению урана, и, кроме того, поглощаясь в атомах различных веществ, переводить эти атомы в состояние так называемой искусственной радиоактивности.

Приведем примеры, важные для понимания последующего материала [7, 12]:



(Для упрощения записи внизу не будем указывать индекс, указывающий заряд элемента).

Реакция (5), возможная в реакторном спектре нейтронов, связана с возникновением наведенной позитронной активности, которую можно обнаружить по аннигиляционному пику гамма-спектра. Реакция (6) показывает, что при поглощении нейтронов в U^{238} возникают бета-излучатели U^{235} и Np^{239} , конечным продуктом которых является трансуранный изотоп Pu^{239} , являющийся альфа-излучателем и ядерным горючим, превосходящим по своим качествам исходные изотопы U^{235} и U^{238} . Реакции типа (7) и (8), (2) иллюстрируют механизмы появления бета- и гаммаактивности на атомах примесей активной зоны ЕЯР, возникновения рудных ассоциаций в ЕЯР-очагах в виде "медь – никель", "уран – молибден" и т.д.

Рассмотренные типы реакций могут также приводить к существенным изотопным аномалиям для отношений вида Ne^{21}/Ne^{22} , He^3/He и т. д., что более детально будет рассмотрено далее.

При поисках следов ЕЯР древних эпох практически нет надежд обнаружить реактор по следам короткоживущей реакторной активности осколочного или активационного характера, так как за миллионы и миллиарды лет изотопы с такой радиоактивностью в своем подавляющем большинстве станут стабильными. Выход же сравнительно долгоживущих радиоизотопов из-за реакторного облучения невелик.

Поэтому первостепенным для ЕЯР-экспериментов является метод обнаружения следов цепных реакций по измененным изотопным соотношениям тех или иных элементов.

В дальнейшем мы часто будем останавливаться на различных изотопных аномалиях, которые возникают в веществе при об-

лучении его потоком нейтронов. В оценочных расчетах можно использовать грубое (первое) приближение, не учитывающее "выгорания" облучаемого изотопа [12, 13]

$$Z = Z^{(1)} \ll 1:$$

$$\Delta B \equiv \gamma \cdot A \cdot \sigma_A \cdot \varphi \cdot \Delta t, \\ \Delta B \equiv \gamma \cdot A \cdot Z^{(1)}; \quad (9)$$

$$Z^{(1)} = \sigma_A \cdot \varphi \cdot \Delta t = \sigma_A \cdot \Phi,$$

$$x^{(1)} = \frac{\Delta B}{A} = \gamma \cdot Z^{(1)},$$

где ΔB – количество (концентрация) ядер, возникших под действием нейтронного облучения из ядер другого типа, например, A ; σ_A – сечение захвата нейтронов исходного изотопа A ; $Z^{(1)}$ – параметр выгорания; φ – плотность нейтронного потока, измеряемая в нейтрон/ $\text{см}^2\cdot\text{сек}$; Δt – время облучения, сек; Φ – интегральный поток нейтронов, нейтрон/ см^2 ; γ – вероятность выхода изотопа B из изотопа A , если помимо увеличения массового числа на единицу, как, например, в реакции $He^3(n, \gamma)He^4$, где $\gamma = 1$, возможны выходы с различной вероятностью $\gamma < 1$ разнообразных осколочных изотопов.

Формула (9) позволяет по измененным относительно кларковых отношениям находить величину важнейшего ЕЯР-параметра, интегрального потока нейтронов Φ , по величине которого можно судить о источнике нейтронных потоков, вызвавших изотопную аномалию.

Учитывая первостепенную важность вычислений величины Φ , на основе которой делаются выводы о том, что источником нейтронных потоков могут быть не только ЕЯР, но, возможно, в ряде случаев и природные термоядерные взрывы, обратимся к некоторым конкретным результатам, иллюстрирующим схемы генерации изотопов и вычисления Φ .

Эталоном для сравнения величины Φ можно выбрать три реперных уровня. При максимальной плотности нейтронного потока природного фона $\varphi < 0,2$ нейтрон/ $\text{см}^2\cdot\text{сек}$ в урановых минералах и их возрасте $t \leq 2 \cdot 10^9$ г. [13] первый репер, соответствующий природному фону, при $\varphi(t) = \text{const}$ и $\Phi = \varphi t$ достигает уровня

$\Phi = 0.2 \cdot 10^9 \cdot 3.1 \cdot 10^7 \leq 10^{16}$ нейtron/cm². Второй репер соответствует условиям, характерным для технических реакторов – $\Phi \approx 10^{21}$ нейtron/cm², и третий – для потоков нейтронов, зафиксированных в термоядерных взрывах с $\Phi \approx 10^{25}$ нейtron/cm² [6, 21].

Остановимся на узловом примере, связанным с ЕЯР Габона. Для образца Окло-М минимальное содержание U^{235} составляет $c_5 = 0.44\%$ при кларке в 0.72%. Следовательно, часть U^{235} , соответствующая $\Delta B = 0.72 - 0.44 = 0.28\%$, по реакциям типа (2) превратилась в осколочные изотопы. С учетом сомножителя альфа-распада $e^{\lambda_{51}}$ кларковый и выгоревший уран U^{235} при возрасте ЕЯР Габона ~ 1.7 млрд. лет были выше, но этот сомножитель можно не учитывать при относительных сопоставлениях. При использовании сечения поглощения $\sigma_5 = 680$ барн сомножитель $\gamma = 1$, что соответствует не только генерации осколков, но и появлению в радиационном захвате $U^{236} \xrightarrow{a} Th^{232} \rightarrow \dots \rightarrow Pb^{208}$.

Обозначив $A = 0.72$, из первого приближения (5) получим

$$\frac{\Delta B}{A} = \frac{\Delta U_5}{U_5} = \sigma_5 \cdot \Phi = Z_5; \quad Z_5^{(1)} = \frac{0.28}{0.72} = 0.39;$$

$$\Phi^{(1)} = \frac{Z_5^{(1)}}{\sigma_5} = \frac{0.39}{680 \cdot 10^{-24}} = 0.6 \cdot 10^{21} \text{ нейtron/cm}^2,$$

т. е. интегральный поток оказался на сомножитель ~10⁵ больше, чем первый репер природного нейтронного фона, но близким к реперу для технических ядерных реакторов.

Второй пример расчета уровня Φ связем с изотопной аномалией закономерной примеси в алмазах – азота. При кларковом отношении $x_0 = \frac{N^{15}}{N_{14}} = 3.7 \cdot 10^{-3}$ в алмазах

фиксируется аномалия с $x = 5.6 \cdot 10^{-3}$. Предположим, что кларковый азот облучается нейтронными потоками и по реакции $N^{14}(n, \gamma)N^{15}$ возникает тяжелый изотоп N^{15} . Сечения поглощения обоих изотопов $\sigma_{14} = 0.08$ барн и $\sigma_{15} = 0.024 \cdot 10^{-3}$ барн [15]. Из-за малой величины σ_{15} выгорание N^{15} можно не учитывать. В результате с использованием первого приближения (5) можно составить уравнения и найти интегральный поток

$$x = \frac{N^{15}}{N_{14}} = \frac{N_0^{15} - \Delta N}{N_0^{14} - \Delta N} = \frac{N_0^{15} + N_0^{14} \cdot \sigma_{14} \cdot \Phi}{N_0^{14} - N_0^{14} \cdot \sigma_{14} \cdot \Phi} = x_0 \frac{1 + \frac{1}{x_0} \cdot Z_{14}}{1 - Z_{14}};$$

$$Z_{14} = \sigma_{14} \Phi; \quad x/x_0 = 1.5; \quad (10)$$

$$1.5 - 1.5 \cdot Z_{14} = 1 + 2.7 \cdot 10^2 \cdot Z_{14}; \quad Z_{14}^{(1)} = \frac{0.5}{2.7 \cdot 10^2} = 1.9 \cdot 10^{-3};$$

$$\Phi^{(1)} = \frac{Z_{14}^{(1)}}{\sigma_{14}} = \frac{1.9 \cdot 10^{-3}}{8 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-24}} = 2.4 \cdot 10^{22} \text{ нейtron/cm}^2,$$

который в ~20 раз превышает второй репер, связанный с техническими реакторами. Если допустить, что облучение алмазов и азота связано с ЕЯР, то параметр выгорания для U^{235} определится как $Z_{14} = \frac{\sigma_{14}}{\sigma_5} \cdot \sigma_5 \cdot \Phi = \frac{\sigma_{14}}{\sigma_5} \cdot Z_5$, $Z_5 = \frac{680}{8 \cdot 10^{-2}} \cdot 1.9 \cdot 10^{-3}$. Величина $Z_5 = 16$ соответствует огромному вы-

горанию U^{235} , при котором относительная убыль изотопа U^{235} определяется как $U_5/U_5^{(0)} = e^{-Z_5}$, где $U_5^{(0)}$ – начальное содержание до возникновения цепного деления, U_5 – выгоревший остаток (см. далее второе приближение для расчета $Z^{(2)}$). При кларке $U_5 = U^{235}$ порядка 0.72% начальное $U_5^{(0)} = 10^7\%$, что лишено смысла.

На примере азота в алмазах видно, что к самому азоту применимо первое приближение (2-5), так как $Z_{14} \ll 1$, но проверка найденного по Z_{14} уровня потока Φ в пересчете на выгорание U^{235} указывает на возможность значительно более мощных источников нейтронного поля, чем ЕЯР. Этими источниками могут оказаться природные термоядерные взрывы, что далее будет проиллюстрировано на многих примерах.

Обратимся к рассмотрению более общего случая больших выгораний, когда $Z^{(2)} = Z > 1$. Используем известную реакторную схему для режима $\phi(t) = \text{const}$ [16], полагая для простоты $\gamma = 1$. Второе приближение для расчетов $x^{(2)}$ и $Z^{(2)}$ основано на следующих уравнениях кинетики:

$$\begin{aligned} -dA &= \sigma_A \cdot A \varphi dt; \quad \sigma_A = \sigma; \\ dZ &= \sigma \varphi dt; \quad dA = -AdZ; \\ \int_{A^{(0)}}^A \frac{dA}{A} &= -\int_0^Z dZ; \quad A = A^{(0)} \cdot e^{-Z}; \\ \Delta A &= A^{(0)} \left(1 - e^{-Z}\right); \quad \Delta B = \Delta A; \quad (11) \\ A^{(0)} &= A_{(Z \rightarrow 0)}; \quad x^{(2)} = \frac{\Delta B}{A} = \frac{\Delta A}{A^{(0)} - \Delta A}; \\ x^{(2)} &= \frac{(1 - e^{-Z})}{e^{-Z}} = (e^Z - 1); \\ x_{(Z \rightarrow 0)}^2 &= [(1 + Z) - 1] = Z. \end{aligned}$$

Заметим, что при $Z \ll 1$, $e^Z \approx (1 + Z)$ и решение (6) асимптотически переходит в первое приближение (5). Сравнивая оба приближения, можно оценить погрешность вычисления величины $\Phi^{(1)}$ по первому приближению, полагая, что изотопные отношения $x^{(1)}$ и $Z^{(1)}$ равны, поскольку они определяются независимо в экспериментах. В результате корректирующий сомножитель y , с помощью которого и величины $Z^{(1)}$ можно найти более точное значение $\Phi^{(2)}$, определяются условиями $\Phi^{(2)} = y\Phi^{(1)}$ и $y = \frac{\Phi^{(2)}}{\Phi^{(1)}} = \frac{Z^{(2)}}{Z^{(1)}} = \frac{2.3 \lg [1 + Z^{(1)}]}{Z^{(1)}}$.

Коэффициент коррекции как функция $Z^{(1)}$ представлен ниже:

$Z^{(1)}$	0.1	0.3	1.0	3.0	10	30
y	1	0.88	0.72	0.48	0.24	0.11

Если сопоставить результат вычисления Φ по первому и второму приближениям для ЕЯР Габона, то при $Z^{(1)} = 0.39$ значение $\Phi^{(1)} \approx \Phi^{(2)}$. При пересчете параметра $Z_s^{(1)}$ на $Z_s^{(2)}$ для U^{235} на основе аномалий N^{15}/N^{14} в алмазах, окажется, что $Z^{(2)} = 2.8$ и $U_s^{(0)} = 0.72 \cdot e^{2.8} = 12\%$ для современности. Вводя сомножитель альфа-распада $e^{-\lambda_5 t}$ для U^{235} и учитывая, что возраст алмазов порядка $t \approx 5 \cdot 10^8$ лет, получим значение $U_s^{(0)} \approx 20\%$ для эпохи синтеза алмазов. В действительности же реальная концентрация U^{235} в уране в этот период не превосходила 1.2–1.5%. Следовательно, вывод, сделанный на основе первого приближения о наличии в природе источников нейтронных полей более мощных, чем ЕЯР, остается в силе.

Рассмотрим еще один пример, связанный с самыми значительными вариациями отношений, которые связаны с индексом He^3/He^4 . По опытным данным $x_0 = (He^3/He^4)_0 \leq 3 \cdot 10^{-1}$ для железных метеоритов и для урановых минералов $x \approx 10^{-10}$ [8, 13, 17]. Предполагается, что существуют два гелия – первозданный метеоритный гелий, обогащенный изотопом He^3 и сохранившийся в мантии, и радиогенный гелий, состоящий только из He^4 . Смешивание в разных пропорциях обоих типов гелия и приводит к огромным вариациям величины He^3/He^4 . Однако ЕЯР-модели позволяют интерпретировать широкий спектр изменения величины He^3/He^4 без использования достаточно спорной гипотезы о двух природных типах гелия.

3. Реакция цепного деления ядер урана. Ядерный реактор. В отличие от спонтанного деления ядер урана, которое обусловлено лишь внутренними свойствами ядра, цепное деление возникает при попадании в ядро извне нейтрона. Этим “запальным” нейтроном могут быть нейтроны космического фона, спонтанного деления. При цепном делении количество нейтронов в системе может лавинообразно расти.

Сущность цепной реакции деления тяжелых ядер урана и трансуранов в следующем. Рассмотрим простейшую модель, когда не учитывается поглощение нейтронов примесными атомами и несущественна утечка нейтронов за пределы зоны цепной реакции. Тогда каждый, например, нейtron спонтанного деления, попадая в ядро U^{235} , вызывает с определенной вероятностью, которую для упрощения рассуждений примем равной единице, деление этого ядра. Происходит индуцированное деление ядра – реакция (n, f). В результате появляются 2–3 новых нейтрона с энергией в несколько МэВ или в среднем около 2.5 нейтрон/деление.

Эти 2.5 нейтрона, поглотившись в окружающих ядрах U^{235} , вызовут новые деления, каждое из которых тоже дает 2.5 нейтрона. Следовательно, количество нейтронов первого поколения будет 2.5, второго поколения – 2.5·2.5 и т. д. В десятом поколении будет $2.5^{10} \approx 10^4$ нейтронов, в x -поколении 10^x нейтронов. Число нейтронов нарастает во времени лавинообразно, все большее и большее количество ядер U^{235} делится, высвобождая энергию по ~ 200 МэВ/деление. Реакция такого типа и называется самоподдерживающейся цепной реакцией деления ядер. Быстрая неуправляемая реакция используется в ядерном оружии, а медленная управляемая – в ядерных реакторах [7, 10].

Ядерные реакторы классифицируют по различным признакам и поэтому существует много различных типов реакторов. Главный признак, в настоящем контексте, – энергия нейтронов. Соответственно, будут упоминаться тепловые, надтепловые, промежуточные и быстрые ЕЯР, что соответствует средней энергии реактора порядка 0.02 эВ, областям ~ 0.02 – 10 эВ, ~ 10 – 10^6 эВ и 1 МэВ. В зависимости от того, как распределено ядерное горючее в замедлителе и теплоносителе (иногда замедлителе и теплоноситель представляют одно и то же вещество, например H_2O , D_2O), выделяются два крупных типа реакторов – гомогенных (например, раствор урана в воде, мелкодисперсная

взвесь окислов урана в воде или солях) и гетерогенных (блоки урана расположены в узлах пространственной решетки). В основном мы будем рассматривать тепловые ЕЯР, в которых замедлителем может быть обычная вода, графит, бериллий, т. е. выделять графитовые, водяные и бериллиевые реакторы.

Зона, в которой обеспечивается необходимая ядерно-химическая чистота реакторных материалов, необходимое для поддержания цепной реакции содержание урана и концентрационное отношение “уран/замедлитель”, называется активной зоной. В дальнейшем будем ее называть ЕЯР-очагом. Системы, в которых вокруг активной зоны могут находиться слои пород с веществом замедлителя, будут относиться к ЕЯР с отражателем нейтронов. Подобные системы на начальной стадии анализа не рассматриваем, предполагая во всех анализируемых случаях реализованным так называемый бесконечный реактор, не требующий компенсации с помощью отражателя нейтронов, вылетающих из активной зоны.

Остановимся на главнейших понятиях, связанных с осуществлением самоподдерживающейся реакции цепного деления на тепловых нейтронах.

a) Выход нейтронов на одно деление. Первым условием является наличие таких ядер, каждое из которых при своем делении, обусловленном поглощением одного “стороннего” нейтрона, высвобождает более одного нейтрона, т. е. $v_f > 1$. К ядрам с $v_f > 1$ относятся U^{235} и Pu^{239} (при поглощении нейтронов энергии), Th^{232} , U^{238} (при поглощении быстрых нейтронов с энергией более ~ 1.1 МэВ).

Величина параметра v_f для разных делящихся изотопов составляет $v_f \approx 2.3$ – 3.0 ; выход нейтронов на одно поглощение $v = v_f (\sigma_f / \sigma_a)$ [15].

В действительности часть нейтронов поглощается при их захвате нерасщепляющимися ядрами, другая часть покидает систему, не участвуя в делении. Эти основные процессы “нерационального” использования нейтронов учитываются такими параметрами, как коэффициент размножения нейтронов и критическая масса урана в данной системе [7].

б) Коэффициент размножения. Вероятность поглощения нейтронов ядрами, вероятность деления ядер учитывается сечения-

ми σ_a , σ_f , измеряемыми в барнах (1 барн = 10^{-24} см²). Сечения эти резко увеличиваются с уменьшением энергии нейтронов; для U^{235} $\sigma_f \approx 2$ барн при взаимодействии с быстрыми нейтронами и $\sigma_f \approx 580$ барн для нейтронов, находящихся в тепловом равновесии со средой и имеющими энергию $E_m \approx 0.025$ эВ.

Наибольшее распространение по ряду причин в технике первоначально получили реакторы на тепловых нейтронах и естественном уране (0.72% U^{235} и 99.3% U^{238}) — также реакторы не всегда требуют обогащения по U^{235} , мощность в них нарастает медленнее, чем в системах с быстрыми нейтронами, и поэтому регулирование энерговыделения проще и т. д. Именно тепловые реакторы и представляют первостепенный интерес для ЕЯР, связанных с природным необогащенным ураном, тем более, что для тепловых реакторов имеются значительно более полные данные по методам расчета, сечениям σ_a , σ_f . Для того, чтобы обеспечить условия цепного деления при наибольших сечениях σ_f , кроме ядер U^{235} в активной зоне должно находиться вещество, которое будет замедлять в упругих столкновениях нейтроны деления от энергий 1–2 МэВ до 0.025 эВ. Для естественного урана в качестве замедлителей используется дейтерий, графит, бериллий, ядра которых слабо поглощают нейтроны. Наилучшие замедляющие свойства у водорода, но из-за сильного поглощения, реакция $H^1(n,\gamma)H^2$, обычный водород в виде соединения H_2O в технических реакторах на современном природном уране не используется.

Итак, в реакторе на тепловых нейтронах и природном уране кроме делящегося изотопа U^{235} находятся примеси в виде ядер замедлителя (H , Be , C) и неделящийся на тепловых нейтронах U^{238} .

Кроме того, для отвода тепла из активной зоны через нее должен циркулировать теплоноситель, которым в некоторых схемах может служить жидкий замедлитель. В активной зоне также оказываются и другие

вещества, из которых состоят системы регулирования, различные конструкционные детали и т. д. Все эти вещества захватывающие нейтроны, препятствуют протеканию цепной реакции.

Вторым важнейшим условием существования самоподдерживающейся цепной реакции для системы бесконечной протяженности, когда утечкой нейтронов можно пренебречь, является условие, при котором коэффициент размножения равен или больше единицы, $k_\infty \geq 1$.

По определению и физическому смыслу k_∞ есть отношение

$$k_\infty = \frac{\text{число нейтр. нек. поколения}}{\text{число нейтр. нек. предш. поколения}}.$$

Для расчета величины k_∞ используется формула четырех сомножителей

$$k_\infty = \varepsilon \cdot \eta \cdot \rho \cdot f \quad (12)$$

Поясним сущность параметров, входящих в соотношение (12): η — число рожденных быстрых нейтронов на один поглощенный нейtron тепловой энергии в смеси изотопов урана с концентрацией ядер C_5 и C_8 , сечениями деления и γ -захвата σ_{f5} , σ_5 , σ_8 :

$$\eta = v_5 \cdot \frac{N_5 \cdot \sigma_{f5}}{(N_5 \cdot \sigma_{f5} + N_5 \cdot \sigma_5 + N_8 \cdot \sigma_8)}; \quad (13)$$

$$v_5 = v_{5f};$$

ε — коэффициент, учитывающий размножение нейтронов, обусловленное делением ядер урана быстрыми нейтронами ($\varepsilon \approx 1.02 - 1.03$);

ρ — вероятность (коэффициент) избежания захвата нейтрона в процессе его замедления; определяется через резонансный интеграл, который в ряде случаев может быть представлен грубой аппроксимацией

$$\rho \cong e^{-\left[\frac{3.9}{\xi} \left(\frac{U}{\sigma_s N} \right)^{0.58} \right]} \quad (14)$$

где σ_s — сечение рассеяния нейтронов на ядрах замедлителя; N ; U/N — отношение количества ядер урана ($U = U_8 + U_5$) к ко-

личеству ядер замедлителя; ξ – параметр замедления, равный натуральному логарифму отношения энергии нейтрона, изменяющейся в акте одного столкновения (ξ называют также логарифмическим декрементом энергии; $\xi \leq 1$), f – коэффициент теплового использования,

$$f = \frac{\sigma_u \cdot U}{\sigma_u \cdot U + \sum \sigma_i N_i} \quad (15)$$

учитывающий поглощение нейтронов в активной зоне различными неделящимися изотопами с сечениями захвата σ_i и концентрацией N_i ; U , σ_u – содержание смеси изотопов урана и сечение захвата для этой смеси.

В технических реакторах удается обеспечить условия, при которых достигаются величины $k_{\infty} \approx 1.04 - 1.12$ [7, 16, 18, 19].

в) *Критическая масса*. В соотношение (12) для системы конечных размеров вводится дополнительный сомножитель k , учитывающий вероятность избежания утечки нейтронов через поверхность активной зоны. Величина k возрастает с увеличением линейных размеров, так как число появляющихся нейтронов деления пропорционально объему системы, а их утечка пропорциональна площади поверхности этого объема.

Если эффективное значение $k_{\text{эфф}} = k = (k_{\infty} \cdot k) = 1$, то цепная реакция возможна, т. е. достигнуты минимально необходимые (критические) массы урана в системе, при которых роль утечки скомпенсирована увеличением объема системы. Эти условия в технических реакторах различных типов на природном уране соответствуют загрузкам урана порядка нескольких тонн при критических размерах активных зон примерно 1–10 м. Разумеется, для состава горючей смеси, обогащенного изотопом U^{235} , критические размеры будут меньше, чем для современного природного урана с 0.72% U^{235} . В связи с этим весьма показательны результаты, из которых следует, что в химически чистой смеси H_2O и окислов, нитратов урана (сечения захвата в кислороде и азоте невелики) критические размеры порядка метра, т. е. имеют размеры

такого же порядка, как и многие жильные простирации ураноносных рудных тел [7].

4. Кинетика реактора (разгон, зашлакование, отравление). При $k=1$ число нейтронов в реакторе остается неизменным во времени. При $k > 1$ прирост и изменение количества нейтронов за время жизни $\theta = \tau^* = \text{const}$ одного поколения составят

$$dn = n(k-1); \quad \frac{dn}{d\tau} = \frac{n(k-1)}{\theta}, \quad (16)$$

что соответствует экспоненциальному изменению потока нейтронов $\varphi \sim n$ во времени τ ; при $\Delta k(\tau) = \text{const}$, $\Delta k = k - 1$,

$$\varphi = \varphi_0 \cdot e^{\Delta k \cdot \tau} = \varphi_0 \cdot e^{\tau/T_e}; \quad T_e \frac{\theta}{\Delta k}. \quad (17)$$

Время жизни θ складывается из времен деления, времени запаздывания вылета части нейтронов из делящегося ядра и его некоторых осколков, времени перемещения нейтрона от делящегося ядра до его захвата в другом делящемся ядре; $\Delta k = (k-1)$ – запас реактивности, T_e – период реактора, соответствующий времени увеличения числа нейтронов в “e” раз.

Регулирование тепловых реакторов оказывается возможным из-за существования запаздывающих нейтронов, с учетом которых по порядку величины $\theta \approx 10^{-3}$ сек, а запас реактивности системами регулирования в реакторах поддерживается на уровне порядка $\Delta k \approx 10^{-4}$. В результате важнейший кинетический параметр в тепловых реакторах составляет $T_e \approx 10 - 20$ сек, определяя время разгона, т.е. выхода реактора на определенный уровень мощности, время осцилляций мощности [7, 19].

Заключение. Базируясь на описанных понятиях, можно будет ориентироваться в последующем материале по проблемам ЕЯР. Следует отметить, что в науках о Земле пока нет необходимых опытных данных о полном химическом и изотопном составе природных реакторных композиций веществ, а для диапазона высоких температур, соответствующих глубинным горизонтам недр пока еще не исследованы с необходимой полнотой ядерно-физические характеристики изотопов. Поэтому для со-

временного уровня наших знаний возможны лишь те или иные грубые оценочные иллюстративные расчеты характеристик ЕЯР, которые в первом приближении позволяют наметить направления интерпретации некоторых опытных фактов геохимии, геологии, геохронологии, геодинамики.

Что же касается вопроса о возможности и предотвращения ядерного терроризма, то вышеприведенных основных положений ядерной физики будет достаточно при последующем рассмотрении этой проблемы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кокошин А.А. Заметки о проблеме ядерного терроризма в современной политике. – Москва: ICBN, 2004. – 180 с.
2. Петров Ю.В. Естественный ядерный реактор ОКЛО. Успехи физических наук, т. 123, вып. 3, 1977. – С. 473–486.
3. Баранов В.И., Титаева Н.А. Радиогеология. – Москва: МГУ, 1973. – 242 с.
4. Мурин А.Н. Физические основы радиохимии. – Москва: Высшая школа, 1971. – 288 с.
5. Новиков Г.Ф., Канков Ю.Н. Радиоактивные методы разведки. – Ленинград: Недра, 1965. – 759 с.
6. Гордеев И.В., Кардашев Д.А., Малышев А.Б. Ядерно-физические константы. – Москва: Атомиздат, 1963. – 507 с.
7. Кахан Т., Кози М. Физика и расчет ядерных реакторов. – Москва: Атомиздат, 1960. – 391 с.
8. Мукомолов Ю.А., Левский Л.К. Геохимия и космохимия изотопов благородных газов. – Москва: Атомиздат, 1972. – 336 с.
9. Войтлевич Г.В. Радиоактивность в истории Земли. – Москва: Наука, 1973. – 168 с.
10. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. – Москва: Наука, 1972. – 671 с.
11. Горбачев В.М., Замятин Ю.С., Лбов А.А. Основные характеристики изотопов тяжелых элементов. – Москва: Атомиздат, 1970. – 1238 с.
12. Боуэн Г., Гиббонс Д. Радиоактивационный анализ. – Москва: Атомиздат, 1968. – 250 с.
13. Горшков Г.В., Зябкин В.А., Лятковская Н.М., Цветков О.С. Естественный нейтронный фон атмосферы и земной коры. – Москва: Атомиздат, 1966. – 410 с.
14. Материалы и горючее для высокотемпературных ядерных энергетических установок. – Москва: Атомиздат, 1966. – 331 с.
15. Киммелль Р.Л., Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений. – Москва: Атомиздат, 1966. – 311 с.
16. Галанин А.Д. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. – Москва: Атомиздат, 1959. – 383 с.
17. Очерки современной геохимии и аналитической химии. – Москва: Наука, 1972. – 642 с.
18. Марчук Г.И. Критические параметры гомогенных размножающих систем. – Москва: Атомиздат, 1965. – 144 с.
19. Физика ядерных реакторов. – Москва: Атомиздат, 1964. – 384 с.
10. Плутоний. – Москва: Атомиздат, 1971. – 424 с.
21. Радиационный захват быстрых нейтронов. – Москва: Атомиздат, 1970. – 282 с.