

ЗАКРЫТОЕ АКЦИОНЕРНОЕ ОБЩЕСТВО

«ЦЕНТР ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ ПРОЕКТОВ

«АТОМЭНЕРГОМАШ»

125130, г. Москва, ул. К. Цеткин, д.33

Тел. +7(495) 617-19-15

Тел./факс +7(495) 617-19-14

E-mail: info@cftp-aem.ru

www.cftp-aem.ru

Утверждаю

«09» июня 2010 г.

Ген. директор – Ген. конструктор
ЗАО «ЦФТП «Атомэнергомаш»

В.В. Чилап

**Проблемы создания широкомасштабной ядерной
энергетики и
ядерные релятивистские технологии (ЯРТ)**

(Издание 2-е, дополненное)

Москва

2010 г.

© ЗАО «ЦФТП «Атомэнергомаш», 2010

Аннотация

С единых позиций, на основе выработанных МАГАТЭ четырех фундаментальных требований к широкомасштабной ядерной энергетике: 1 - неограниченности запасов топливного сырья; 2 - неизменности радиационного фона Земли; 3 - обеспечения режима нераспространения; 4 - естественной безопасности ядерных энергетических установок, - проведен концептуальный физико-технический анализ потенциальных возможностей всех современных направлений развития ядерной энергетики.

Установлено, что традиционные технологии, в рамках как тепловых, так и быстрых реакторных установок не удовлетворяют полностью ни одному из четырех требований МАГАТЭ. При этом наиболее важным является то, что не обеспечивается выполнения 1-го фундаментального требования – неограниченности запасов топливного сырья. Показано, что классические электроядерные системы в рамках обычно рассматриваемых схем ADS класса EA - «Усилитель энергии», - нежизнеспособны в качестве основы широкомасштабной ядерной энергетики.

Единственной реальной перспективой выполнения фундаментальных требований к широкомасштабной ядерной энергетике сегодня является использование более жесткого, чем делительный, спектра нейтронов.

Для практической реализации этого пути предложена принципиально новая схема электроядерного метода, основанная на ядерных релятивистских технологиях (ЯРТ). В новой схеме предлагается вернуться к глубоко подкритической активной зоне (АЗ) из природного или обедненного урана и/или тория, как это и предполагалось делать в многочисленных работах по электроядерному бридингу, выполненных в разные годы, в первую очередь в ОИЯИ. Разработана концепция ЯРТ-энергетики, реализующей эту схему.

В новой схеме предложено повысить энергию первичного протонного пучка до 10÷20 ГэВ. Это позволяет снизить на порядок требуемый ток ускорителя при той же мощности пучка, значительно повысить долю энергии пучка, идущую на нейтронообразование, и жесткость нейтронного поля в объеме активной зоны. При этом, в отличие от «классической» электроядерной технологии (ADS), существенно проще решаются проблемы охлаждения нейтронопроизводящей мишени и организации окна ввода пучка.

В рамках схемы **ЯРТ-энергетики** может быть экономически и экологически **эффективно решена проблема утилизации отработанных** тепловыделяющих сборок (ТВС) реакторов типа **ВВЭР и РБМК**, содержащих **ОЯТ**, без их сложной **радиохимической переработки** и разделения. При этом возможно одновременно **существенно повысить технико-экономические показатели** блока ядерной релятивистской электростанции (ЯРЭС), и обеспечить значительное снижение долгоживущей активности и объемов захораниваемых РАО.

Показано, что расчетные методы и **широко используемые** на сегодняшний день **расчетные программы неадекватны задаче создания ЯРТ-систем**. Для делящихся размножающих сред **существующие** верифицированные программы дают **значительное, до 2 раз, занижение** даже **интегральных характеристик** нейтронного излучения и энерговыделения, причем не только для достаточно больших (~ 3,5 т) мишеней при относительно малых энергиях (660 МэВ), но и для весьма малых мишеней массой около 3 кг при энергии 1 ГэВ.

На основе анализа физических процессов, протекающих в активной зоне ЯРТ-реактора, которые определяются жестким нейтронным спектром, сохраняющимся в течение всей многолетней кампании и дополнительно ужесточающимся в конечной ее стадии, установлено, что в схеме ЯРТ-энергетики можно рассчитывать на полное выполнение всех четырех требований МАГАТЭ к широкомасштабной ядерной энергетике.

Практическое освоение новой схемы стало возможным в результате сочетания 2-х уникальных комплексов российских и белорусских технологий: 1) технологии уникального российского трехмерного модульного компактного ускорителя протонов на обратной волне (УЛОВ), в западной аббревиатуре - BWLAP/ABC3D; 2) возможностью реализации ряда принципиальных физико-технических и конструктивно-технологических решений, предоставляемых использованием квазибесконечной глубоко подкритичной АЗ.

Концепция ЯРТ-энергетики обеспечена технологически. Все технологии для серийного промышленного производства элементов ЯРТ-систем на сегодняшний день или имеются в наличии, или имеется серьезный научно-технический, опытно-конструкторский и технологический задел для их реализации. Проведенные проработки показали, что размеры ускорителя выполненного по технологии BWLAP/ABC3D на энергию 10 ГэВ составят ~ 60×30×12 м, а КПД около 60%.

Однако имеющихся на сегодняшний день совокупных данных и расчетных методов - недостаточно для начала проектирования полномасштабных прототипов промышленных установок на основе новой схемы электроядерного метода.

Единственный реальный путь к количественному описанию и экспериментальной демонстрации реализуемости основных физико-технических принципов схемы ЯРТ-энергетики лежит через разработку и реализацию Комплексной целевой Программы НИОКР.

Одной из ключевых задач этой Программы должно быть получение базовых исходных данных для разработки ТЗ и ТЭО создания демонстрационного опытно-промышленного образца ЯРТ-системы для производства энергии и глубокой переработки ОЯТ.

В работе 60 страниц, включая 6 рисунков и 9 таблиц, а также содержатся ссылки на 57 литературных источников.

Содержание

Проблемы создания широкомасштабной ядерной энергетики	5
Электроядерные технологии	10
1. Электроядерный бридинг	12
2. Подкритический электрояд – ADS (EA) – «Усилитель Энергии»	13
2.1. Характеристики электроядерного источника нейтронов	15
2.2. О возможности размещения электроядерного источника нейтронов в промышленных реакторах	18
2.3. Быстрый реактор с электроядерным источником нейтронов	18
2.4. Основные проблемы ADS-установок класса EA	21
3. Энергетика на основе ядерных релятивистских технологий (ЯРТ-энергетика)	23
3.1. Энергоэффективность и естественная безопасность схемы ЯРТ-энергетики	25
3.2. К вопросу о роли ОЯТ в схеме ЯРТ-энергетики	31
3.3. О роли величины энергии первичного протона и π -мезонов в схеме ЯРТ-энергетики	37
3.4. Об адекватности результатов расчетного моделирования имеющимся экспериментальным результатам	41
3.5. Несколько слов о возможностях ускорительной техники	45
3.6. Коротко об особенностях и технологической готовности к реализации основных систем схемы ЯРТ-энергетики	47
3.7. Основные преимущества схемы ЯРТ-энергетики в рамках ее жизненного цикла	51
Вместо заключения	54
Литература	56

Проблемы создания широкомасштабной ядерной энергетики

Главным вопросом, определяющим возможности развития человечества, является вопрос обладания базовой энергетикой и энергетическими ресурсами.

Именно стремление всех активно развивающихся стран к обладанию базовыми энергетическими возможностями, а также крайняя неравномерность в их распределении в мире, - лежат в основе коренных глубинных противоречий и проблем в сегодняшнем мире.

Прогнозы темпов роста мирового энергопотребления показывают, что запасов нефти и газа, которые в настоящее время составляют сырьевую основу базовой энергетики, хватит только на ближайшие 30 – 50 лет. Разведанные запасы угля могут продлить век углеводородной энергетики еще на 200 – 300 лет. Однако, использование органики и, особенно, угля, - создает серьезные экологические проблемы (в частности - парниковый эффект). Кроме того, сжигание углеводородов лишает человечество важнейших источников сырья для производства синтетических материалов.

Нетрадиционные или альтернативные источники энергии (солнечная энергия, энергия ветра, геотермальная энергия, биогаз и т.д.) вносят вклад в мировую энергетику в размере нескольких процентов и не могут рассматриваться в качестве базовых. Эти виды энергии являются низкоконцентрированными и требуют больших материальных затрат для достижения требуемого эффекта [1].

Специалистам давно понятно, что альтернативы ядерной энергетике, как в ближайшие десятилетия, так и в обозримом будущем не существует [2, 3].

Однако, несмотря на 56-летнюю историю развития атомной энергетики, ее доля в общем энергетическом балансе планеты составляет менее 5%. С точки зрения влияния атомной энергетики на общую ситуацию в мире по обеспечению энергией человечества, - атомной энергетики сегодня просто нет. Зато есть масса проблем, связанных с ее использованием.

Работа традиционных (современных и перспективных, т.н. инновационных) АЭС основана на использовании ядерных реакторов, в активную зону которых загружается сверхкритическая масса делящихся изотопов, что обеспечивает протекание управляемой цепной реакции деления. Ее реализация определяется следующими факторами:

- 1) использованием в качестве ядерного горючего легкоделящихся материалов – ^{235}U , а в перспективе ^{239}Pu и ^{233}U ;
- 2) работой с нейтронами спектра деления (средняя энергия спектра ~ 2 МэВ, максимальная ~ 10 МэВ – Рис. 1).

В диапазоне энергий нейтронов < 10 МэВ, в котором работает традиционная атомная энергетика, работают две основные неупругие реакции:

- реакция деления (n, f), которая отвечает за непрерывную наработку долгоживущих радиоактивных отходов;

- реакция радиационного захвата (n, γ), которая отвечает за непрерывную наработку актинидов, в частности изотопов плутония.

Причем эти две реакции работают как бы независимо друг от друга, т.е. не являются конкурирующими в силу соотношения сечений этих процессов. Это относится как к тепловым, так и к быстрым реакторам.

Это приводит к 4-м основным, неискоренимым в традиционных ядерных технологиях, проблемам:

- принципиальная возможность критической аварии;
- использование и наработка «бомбовых» материалов – актинидов, т.е. проблема нераспространения;
- непрерывная наработка долгоживущих радиоактивных отходов;
- вытекающая из первых трех – проблема вывода энергетических блоков АЭС из эксплуатации.

Нерешенность проблемы утилизации ОЯТ, содержащего накопленные долгоживущие радиоактивные продукты деления и минорные актиниды, - является одним из серьезных препятствий для развития традиционной атомной энергетики.

На сегодняшний день отработанные тепловыделяющие сборки (ТВС), содержащие ОЯТ, не подвергаются переработке, а просто размещаются в комплексе пристанционных хранилищ действующих АЭС, ожидая разработки эффективных технологий переработки и создания соответствующих производственных мощностей. В качестве основного способа снижения активности реализуется просто их длительная выдержка.

Загрузка блока ВВЭР-1000 составляет ~ 80 т UO_2 (~ 70 т урана). За 60 лет эксплуатации одного блока будет выгружено ~ 1600 тонн ОЯТ, содержащих в сумме ~ 16,6 тонны трансурановых элементов, из которых ~ 16,0 тонн – изотопы плутония [4].

При сегодняшних технологиях в процессе переработки 1 т ОЯТ (~ 0,1 м³) образуется ~ 45 м³ жидких высокоактивных РАО, ~ 150 м³ среднеактивных и ~ 2000 м³ низкоактивных [5].

По данным [6], в замкнутом ядерном топливном цикле (пока не реализованном) ожидается образование **ежегодно** в результате переработки до 25 м³/ГВт высокоактивных отходов, 50-100 м³/ГВт среднеактивных и до 700 м³/ГВт низкоактивных отходов.

На хранилище Юкка Маунтин (США), емкостью 70 000 т ОЯТ, было выделено ~ 96,2 млрд. долларов. Т.е. стоимость обращения с ОЯТ составляет ~ 1374 \$/кг только капитальных затрат, не считая транспортных и эксплуатационных.

Стоимость загрузки топлива на три года ВВЭР-1000 ~ 94 млн. долларов или ~ 1175 \$/кг.

Таким образом, **обращение с ОЯТ** получается значительно **дороже свежего топлива**.

В ближайшие годы нас ожидает масштабный вывод из эксплуатации действующих блоков АЭС, причем не только в России, но и во всем мире [6].

По сегодняшним оценкам, стоимость вывода одного 1000 МВт-ного блока из эксплуатации примерно равна стоимости строительства нового блока [6], при сро-

ке вывода ~ 100 лет. В течение этих 100 лет зона отчуждения АЭС сохраняется, охраняется, а также поддерживается технологический режим реакторного отделения, бассейнов выдержки и всего комплекса хранилищ, находящихся на территории каждой станции. Таким образом, выводимая из эксплуатации АЭС ~ 100 лет абсолютно непроизводительно потребляет средства и территории ничего не производя.

При широком использовании современных АЭС на базе традиционных технологий, основными затратами в жизненном цикле АЭС будут не капитальные затраты, а затраты на обращение с отработанным ядерным топливом, обеспечение режима нераспространения и затраты на вывод из эксплуатации блоков, отработавших свой ресурс [9]. Это неизбежно приведет к непомерному удорожанию энергии и катастрофически замедлит процесс мирового развития.

Еще одной ключевой проблемой традиционной атомной энергетики является ограниченность запасов 235-го урана – в энергетическом эквиваленте его не больше чем нефти и газа [7÷9], поэтому говорить о традиционной атомной энергетике как об альтернативе органическому топливу, по меньшей мере, некорректно.

Стратегической целью развития широкомасштабной ядерной энергетики является неограниченное по времени снабжение энергией требуемого количества и качества **всего** населения Земли.

Ориентировочный объем мировых энергетических потребностей к 2050 г. составляет ~ 10 000 блоков электрической мощностью 1000 МВт, как с учетом замещения выбывающих из эксплуатации сегодняшних блоков АЭС и ТЭС, так и с учетом расширения энергопроизводства в развивающихся и развитых странах.

МАГАТЭ выработало **четыре основных требования к широкомасштабной ядерной энергетике:**

1. Неограниченные запасы сырья для производства ядерного топлива на сотни лет.
2. Эквивалентность количества радиации добытой из Земли и захороненной в ней после сжигания делящихся изотопов ядерных материалов.
3. Обеспечение условий, гарантирующих нераспространение ядерного оружия.
4. Естественная безопасность установок с ядерным топливом.

Рассмотрим в концептуальном плане, с позиции этих фундаментальных требований, перспективы возможных направлений развития ядерной энергетики.

Вопросом, определяющим быть или не быть широкомасштабной ядерной энергетике, является 1-е требование МАГАТЭ. Действительно, если нет неограниченных запасов сырья, то нет и предмета для обсуждения.

На Земле имеются значительные **запасы урана-238 и тория**, которые **потенциально могут обеспечить** все энергетические потребности человечества в течение нескольких тысяч лет. Однако, в частности за счет того, что они имеют поро-

говый характер деления, с энергией порога ~ 1 МэВ для урана-238 и ~ 2 МэВ для тория, - в традиционных реакторах они практически гореть не могут.

Для вовлечения запасов урана-238 и тория в выработку энергии имеются 3 принципиально различных варианта [7-9]:

- 1) наработка плутония-239 из урана-238 в быстрых реакторах-бридерах, и/или урана-233 из тория в тепловых реакторах-бридерах с последующим использованием наработанных плутония-239 и урана-233 в быстрых и тепловых реакторах соответственно;
- 2) гибридный термояд, в котором генерируемые в реакции $d+t \rightarrow {}^4\text{He}+n$ нейтроны с энергией 14 МэВ делят уран-238 или торий;
- 3) электроядерная технология.

Кратко проанализируем эти три варианта с позиций требований МАГАТЭ.

Основной задачей российской программы строительства реакторов на быстрых нейтронах (бридеров) в рамках **1-го варианта** вовлечения запасов урана-238 в выработку энергии, - является резкое расширение весьма ограниченных запасов ядерного горючего (урана-235) за счёт производства на них искусственного изотопа плутония-239 из урана-238.

Интерес к реакторам на быстрых нейтронах определяется тем, что по мере увеличения энергии нейтронов относительное уменьшение сечения деления меньше относительного уменьшения сечения прилипания, а среднее число генерируемых при делении нейтронов увеличивается [10]. В результате в реакторах на быстрых нейтронах коэффициент воспроизводства $K_B > 1$, причем его величина тем выше, чем больше средняя энергия спектра нейтронов в реакторе [8].

Для обеспечения безопасности бридеров за счет мгновенной отрицательной реактивности, определяемой доплеровским эффектом, **в спектре быстрых реакторов необходимо иметь значительную долю низкоэнергетичных нейтронов с энергией в диапазоне 0,1-10 кэВ.** Это приводит к **ограничению средней энергии нейтронов в быстром реакторе энергией не выше 200 кэВ** [11], не позволяющей, в частности, пережигать целый ряд трансурановых изотопов.

Ограничение средней энергии спектра нейтронов величиной 200 кэВ приводит к ограничению величины коэффициента воспроизводства топлива $K_B \sim 1,3$.

Такая величина K_B приводит к величине **системного времени удвоения топлива** на уран-плутониевых бридерах **~ 50 лет.**

Действительно, при $K_B = 1,3$ «сжигание» в активной зоне реактора 1 кг урана-235 или плутония-239 приводит к образованию 1,3 кг плутония-239 из урана-238. Пусть за время топливной кампании 1 год (время, которое топливо находится в активной зоне реактора), выгорает около 20% загруженного топлива. Это максимальная величина для традиционных реакторных схем, так как при выгорании топлива происходит изменение физико-химических свойств тепловыделяющих элементов и их деформация. Кроме того, в топливной композиции накапливаются продукты деления ядерного топлива, которые поглощают нейтроны и уменьшают коэффициент воспроизводства. Ядерное топливо из активной зоны реактора-

размножителя нужно периодически выгружать, выдерживать для «высвечивания», транспортировать на радиохимический завод, очищать от продуктов деления, фабриковать новые тепловыделяющие сборки (ТВС) и вновь возвращать в реактор. То же самое нужно проделывать и с загруженным в зону воспроизводства реактора ураном-238 – периодически возить на радиохимический завод для извлечения из него накопившегося плутония-239, очистки его от продуктов деления и фабрикации новых ТВС.

Предположим, что в центральную зону реактора-размножителя загружено 100 кг плутония-239, а в периферийную зону загружен уран-238. Через год в центральной зоне выгорит 20 кг загруженного плутония-239, а в периферийной и центральной зонах (при коэффициенте воспроизводства $KB = 1,3$) нарабатается в сумме $20 \times 1,3 = 26$ кг нового плутония-239. После выгрузки топливныхборок из реактора они должны быть выдержаны в бассейне выдержки отработанного топлива не менее ~ 2-х лет для «высвечивания». Затем топливные сборки доставляются на радиохимический завод.

Вместо выгруженного топлива активной зоны и зоны воспроизводства производится загрузка свежего топлива.

Поскольку время выдержки для «высвечивания» составляет на сегодня минимум 2 года, это означает, что для вывода реактора на замыкание топливного цикла мы должны иметь минимум 3 комплекта загрузок активной зоны, при условии, что процессы доставки отработанных ТВС на радиохимический завод, их радиохимической переработки и фабрикации новых ТВС, - будут происходить практически мгновенно, т.е. за ~ 1÷2 месяца профилактики систем реактора-размножителя.

Таким образом, бридер, для замыкания топливного цикла, должен обеспечить воспроизводство топлива минимум для 3-х загрузок активной зоны, т.е. ~ 300 кг плутония-239.

Из 26 кг наработанного плутония-239 - 20 кг пойдут на восполнение выгоревшего плутония-239 в центральной части реактора, а 6 кг плутония-239 можно использовать для загрузки в новый реактор-размножитель.

В результате, запуск второго реактора-размножителя, при самых благоприятных условиях возможен только через $(100 : 6) \times 3 = 50$ лет после начала работы первого. При таком темпе наработки нового плутония-239 каждые 50 лет происходит удвоение мощности реакторов-размножителей.

Если в 2010 году ввести в эксплуатацию первый реактор мощностью 1000 МВт, то суммарная мощность реакторов-размножителей 2000 МВт будет достигнута только в 2060 году, а мощность 4000 МВт – в 2110 году.

Значительно большее системное время удвоения топлива будет на уран-ториевых бридерах, поскольку коэффициент воспроизводства урана-233 в этом цикле значительно меньше ($KB \sim 1,1$), чем в уран-плутониевом [11].

Таким образом, с очень высокой степенью вероятности можно ожидать, что **в схеме 1-го варианта - традиционного реакторного бридинга - урана-235 на Земле не хватит** для реализации широкомасштабной ядерной энергетики.

Кроме того, при таком системном времени удвоения радиохимическое производство по выделению плутония должно находиться непосредственно на АЭС. При этом в цикле производства плутония (наработка в реакторе, выдержка в хранилище до приемлемых для работы доз, выделение и очистка плутония, фабрикация новых высокоактивных ТВС) будет находиться ~ 20 тонн плутония на каждые 1000 МВт электрической мощности [11]. А для изготовления бомбы его требуется ~ 6 кг. Уместным здесь будет упомянуть также о крайне высокой химической токсичности плутония.

Таким образом, под очень большим вопросом выполнение 2-го и 3-го требований МАГАТЭ 1-м реакторным вариантом.

Еще одно **принципиально важное замечание, касающееся** весьма условного выполнения всеми современными и перспективными традиционными реакторными схемами четвертого требования МАГАТЭ, а именно естественной безопасности ядерных реакторов.

Традиционная ядерная энергетика в рамках реакторных направлений принципиально не может обеспечить полную ядерную безопасность.

Это определяется тем, что **все типы традиционных ядерных реакторов обладают общим и неустранимым недостатком, обусловленным необходимостью наличия в активной зоне ядерного реактора сверхкритической массы делящихся изотопов.**

Именно поэтому **длинный перечень преимуществ инновационных ядерных реакторов, разработанных в США, специалисты заканчивают так: «В случае появления на АЭС террористов нас ожидает либо Тримайл Айленд, либо Чернобыль».**

Подводя итог краткого концептуального анализа **соответствия** традиционного реакторного бридинга (**1-го варианта**) **требованиям МАГАТЭ** к широкомасштабной ядерной энергетике, мы вынуждены сформулировать следующий **вывод: традиционные реакторные технологии не обеспечивают полномасштабного выполнения ни одного из 4-х фундаментальных требований МАГАТЭ.**

Рассмотрение **2-го варианта** – гибридного термояда – в практической плоскости представляется целесообразным отложить до начала следующего, XXII века, поскольку, даже по оптимистическим прогнозам экспертов, ранее создания промышленного термоядерного реактора не произойдет.

Электроядерная технология

Как указывалось выше, главным препятствием построения широкомасштабной ядерной энергетике на основе традиционного реакторного бридинга являются малые коэффициенты воспроизводства, приводящие к неприемлемо высоким системным временам удвоения топлива.

Это обусловлено тем, что в традиционном реакторном бридинге совмещены источник нейтронов для поддержания цепной реакции деления и источник нейтронов для наработки легкоделящихся изотопов. В результате основная доля ней-

тронов, получаемых в цепной реакции деления, идет на поддержание самой реакции, а также на потери в результате утечки и поглощения в конструкционных материалах и продуктах деления. На само воспроизводство ядерного топлива их, нейтронов, остается крайне мало.

Выход нейтронов в делящейся среде резко возрастает при переходе к энергиям значительно > 1 МэВ. Этого нельзя добиться в цепной реакции деления, однако можно достигнуть с помощью непрерывной «подсветки» делящейся среды нейтронами большой энергии, генерируемыми внешним, независимым источником.

В качестве такого источника можно использовать термоядерную реакцию, создающую поток нейтронов с энергией 14 МэВ [7÷9], о перспективах практического применения которой мы упоминали выше.

Другим способом получения нейтронов большой энергии является использование для «подсветки» делящейся среды пучка высокоэнергетичных ионов из ускорителя, путем конвертации их в самой среде или в промежуточной мишени в поток нейтронов [7÷9].

Такой способ получения нейтронов получил название **электроядерной технологии**.

Английская аббревиатура классических ядерно-энергетических установок, управляемых ускорителем - ADS, русское наименование – «электрояд».

Идея электрояда впервые была высказана во времена бурного развития физики ускорителей еще в 50-х годах.

Основным ее назначением в то время рассматривалась наработка плутония для производства ядерного оружия. Кроме того, рассматривались возможности создания на базе электроядерной технологии подкритических (безопасных) ядерных энергетических реакторов, а также ее использования для ряда других прикладных и научных задач [7].

Электроядерная технология комплексная, технически и физически она более сложная, чем традиционная реакторная технология, поскольку объединяет в себе как физику высоких энергий, носившую до последнего времени сугубо фундаментальный характер, так и реакторную физику, не говоря уже о массе других сопряженных прикладных научных дисциплин.

В 50-е годы ускорители частиц имели более чем скромные параметры. Поэтому в первых работах по электрояду были лишь оценки возможности реализации такой схемы в рамках ожидаемых перспективных параметров ускорителей.

Тогда-то и возникло мнение, которое, к сожалению, дожило до наших дней, что оптимальной энергией, при которой схема будет наиболее эффективно работать, является энергия протонного пучка на уровне 1 – 2 ГэВ. Основные положения, которые предопределили выбор в пользу этого уровня энергии можно найти, например, в работе [12].

Они сводятся к следующему.

- 1. Необходимо, чтобы ионизационный пробег протона в веществе был существенно больше его пробега относительно неупругого соударения с ядром.*
- 2. Поскольку выход нейтронов монотонно возрастает с энергией протона, а удельные тормозные потери убывают вплоть до области 1 - 1,5 ГэВ, то энергетическая стоимость свободного нейтрона будет минимальна именно в этом диапазоне энергий.*

1. Электроядерный бридинг

Процесс переработки природного (обедненного) урана и/или тория в легкоделящиеся ядра плутония-239 и урана-233 получил название «**электроядерного бридинга**».

По причинам технологического и экономического характера в военных целях идея электроядерного бридинга на практике реализована не была.

В дальнейшем в 1960÷80 г.г. электроядерный бридинг рассматривался в качестве источника ядерного топлива для тепловых реакторов.

Рассматривавшиеся в различных работах **схемы установок для электроядерного бридинга** включали в себя **сильноточный (до ~ 300 мА) ускоритель протонов с энергией 1 ГэВ и квазибесконечную активную зону из обедненно-го или природного урана**, внутрь которой через узкий канал вводится узкий протонный пучок. В квазибесконечной активной зоне происходит выделение тепла, снимаемое теплоносителем, и нарабатывается плутоний, который периодически выгружается. Выделяемое тепло во втором контуре преобразуется в электричество, питающее ускоритель. Избыток вырабатываемой электроэнергии передается в электросеть.

В связи с высоким и крайне неравномерным энерговыделением в зоне ввода протонного пучка в активную зону, для обеспечения теплосъема в ряде работ рассматривался промежуточный элемент в центре активной зоны – жидкометаллическая, как правило, свинцовая мишень – конвертер протонного пучка в нейтроны.

Важной особенностью электроядерного бридинга является то, что скорость наработки плутония в нем несопоставимо выше, чем в реакторах-бридерах.

Так, в рамках канадского проекта электроядерной установки «ING» на основе ускорителя протонов с энергией 1 ГэВ и током 300 мА, было показано, что эта установка, при условии полного обеспечения собственных энергетических нужд за счет сжигания части нарабатываемого плутония, будет выдавать около 1 г плутония на каждые 2 г затраченного уранового сырья. В реакторах это соотношение составляет ~ 1:200 [7].

Подробную информацию по электроядерному бридингу и другим приложениям электроядерной технологии можно найти в обзорах [7÷9] и приводимой там широкой библиографии.

Концепция электроядерного бридинга, основанная на подходе, при котором **одна электроядерная установка должна снабжать ядерным топливом несколько традиционных тепловых реакторов**, приводит, при рассматривавшейся в качестве базовой энергии ускорителя 1 ГэВ, к необходимости создания ускорителей с токами ~ 100÷300 мА. Отметим, что, на сегодняшний день, реально достигнутый средний ток в работающих ускорителях близкой энергии составляет ~ 1 мА.

Кроме того, **реализация** схемы электроядерного бридинга **требовала разработки большого количества сопряженных технологий**. Это технологии самого электроядерного реактора, связанные, в частности, с проблемами высокого и неравномерного энерговыделения в зоне ввода пучка в активную зону, с пробле-

мой окна ввода узкого сильноточного пучка в активную зону. Это, кроме того, технологии по замыканию топливного цикла: регулярная выгрузка материала, неравномерно обогащенного наработанным плутонием, выделение наработанного плутония, его очистка, фабрикация высокоактивных ТВЭЛов, и т.д. **Эти технологии в промышленном варианте отсутствуют и в настоящее время.**

Все это вместе взятое, а также крупные ядерные аварии (Тримайл Айленд и Чернобыль), – привело к тому, что работы по электрояду перешли в вялотекущее состояние и не приобрели системного характера.

Здесь необходимо отметить огромный вклад, который внесли в развитие электроядерной технологии работы, выполненные в ОИЯИ (Дубна).

Особо отметим этапные циклы экспериментальных работ группы В.И. Гольданского [13] и группы В.И. Юревича [14], а также комплекс расчетно-теоретических работ группы В.С. Барашенкова, в частности, [15÷17].

К этим работам мы еще вернемся ниже, поскольку они крайне важны для понимания и обоснования по сути единственного реального пути создания широко-масштабной ядерной энергетики в XXI веке на основе электроядерной технологии.

К идее электрояда вернулись существенно позже – в середине 90-х годов, на волне осмысления причин и последствий Чернобыльской аварии.

2. Подкритический электрояд – ADS (EA) – «Усилитель Энергии»

Интерес к электроядерной технологии возродил Нобелевский лауреат Карло Руббиа (Италия), в недавнем прошлом генеральный директор ЦЕРНа (Швейцария). Несмотря на явное противодействие «реакторного сообщества» ему удалось создать довольно сильную группу единомышленников, результатом работы которой стало повсеместное увлечение проектом «Усилителя Энергии» - «Energy Amplifier» (EA).

По сути своей предложения Руббиа - это возврат к прорабатывавшейся ранее (1960÷80 г.г.) схеме подкритического быстрого реактора, управляемого ускорителем.

На фоне Чернобыльского синдрома идея абсолютно безопасного (подкритического) ядерного энергетического реактора была крайне позитивно воспринята общественностью.

С точки же зрения специалистов, **главное достоинство идеи Руббиа заключено в смене главной парадигмы электрояда** – один ускоритель обслуживает несколько тепловых реакторов, **на новую парадигму – один ускоритель – один реактор** [9].

Смена парадигмы позволила снизить на порядок требования к току ускорителя до ~ 10÷30 мА, что, на фоне достигнутых ускорительной техникой к тому времени параметров, выглядело вполне реалистично.

В результате исследования физических аспектов электроядерного способа получения энергии сегодня активно проводятся в лабораториях многих научных центров.

Исследователи сконцентрированы на следующих направлениях: создание ускорителя, разработка реакторного блока, разработка сложнейшего мишенного комплекса, разработка крайне напряженного окна ввода пучка в мишенный комплекс, работы по конструкционным материалам и теплоносителю, разработка и совершенствование теоретических моделей и методов расчета.

В настоящее время осуществляются крупные национальные проекты создания демонстрационных прототипов промышленных ADS в Японии (JPARC), США (RACE) и совместный европейский проект EUROTRANS.

В качестве примера можно привести американскую программу AAA/ATW (Advanced Accelerator Applications/Accelerator Transmutation Waste).

По состоянию на 2005г. предполагалось, что ATW-система, включающая сверхмощный (~ 10-20 МВт) ускоритель протонов с энергией ~ 1 ГэВ, может быть разработана в США к 2035 г., что потребует затрат в размере 11 млрд. \$.

В течение последующих 75 лет могут быть построены восемь ATW-установок электрической мощностью 2200 МВт каждая, при капитальных затратах 6-7 млрд. \$ и ежегодных эксплуатационных затратах на одну установку 500 млн. \$

В России комплексные экспериментальные и расчетно-теоретические работы в области электроядерной технологии с 1960-х годов проводятся в ОИЯИ, с участием ученых и специалистов многих ведущих научно-технических организаций России, Беларуси и многих других стран участниц.

В течение ряда последних лет работы по изучению трансмутации долгоживущих отходов, в первую очередь, ^{129}I и младших актинидов ^{237}Np , $^{238,239}\text{Pu}$, $^{241,243}\text{Am}$ проводятся в рамках международного проекта ОИЯИ «Энергия плюс трансмутация» на пучках Нуклотрона ЛФВЭ.

Производящий энергию комплекс классического электрояда – **ADS**, представляет собой гибрид подкритического быстрого реактора и внешнего источника нейтронов. Внешним источником нейтронов является нейтронопроизводящая мишень ограниченного размера, как правило, $\text{Ø}20 \times 60$ см, размещаемая в центре подкритической активной зоны, в которую по протонопроводу через окно ввода поступает узкий протонный пучок с энергией 1 ГэВ из ускорителя.

Стартовая подкритичность активной зоны находится в диапазоне $k_{\text{эфф}} \sim 0,97 \div 0,98$ и обеспечивается «запальным» ураном-235. При этом спектр нейтронов в активной зоне ADS-установок формируется в основном нейтронами деления со средней энергией ~ 2 МэВ и с максимальной энергией порядка 10 МэВ.

Реально же средняя энергия суммарного спектра нейтронов в ADS-установке оказывается значительно ниже двух МэВ.

Схема ADS: ускоритель – нейтронопроизводящая мишень – подкритический реактор, - устраняющая возможность закритической аварии, создана в качестве альтернативы реакторам на быстрых нейтронах.

Предполагается, что при размещении в активной зоне, наряду с ураном-235 (в качестве «запального» топлива), минорных актинидов, будет происходить их постепенное выгорание.

Здесь важно отметить **существенное концептуальное преимущество ADS-установок перед традиционными реакторами на быстрых нейтронах**. Помимо практически естественной безопасности за счет подкритической активной зоны, **в ADS в принципе можно реализовать более жесткий, чем в быстром реакторе, спектр нейтронов**. Это позволяет с разной эффективностью, но пережигать все минорные актиниды, в т.ч. имеющие пороговый характер деления.

Утверждается также, что, при размещении за пределами активной зоны долгоживущих осколков деления урана и плутония, будет возможно организовать их частичную трансмутацию за счет реакции радиационного захвата (n, γ).

Рассмотрим подробнее характеристики таких установок и проанализируем возможности их реализации.

Начнем с характеристик, которые можно ожидать от источника нейтронов, входящего в состав установки. Затем рассмотрим проблемы, которые возникают при использовании таких источников в реакторах.

Необходимо отметить, что по источнику нейтронов, а именно по его исполнению, по физическим процессам, определяющим нейтронные характеристики источника, существует множество, как расчетов, так и экспериментальных исследований, которыми мы и будем руководствоваться при анализе.

По второму пункту, а именно по особенностям работы реактора с электроядерным источником нейтронов, материалы практически отсутствуют.

Попробуем частично восполнить этот пробел с помощью имеющихся работ и существующих моделей, описывающих работу реакторов на быстрых нейтронах.

2.1. Характеристики электроядерного источника нейтронов

По отношению к подкритическому реактору такой источник является внешним источником нейтронов.

По большей части в качестве материала мишени для электроядерного источника нейтронов рассматривается свинец. Многочисленные расчеты и эксперименты проводятся для свинцовой мишени длиной 60 см и диаметром 20 см.

Длина мишени выбирается из соображения, чтобы все протоны пучка успели неупруго провзаимодействовать с ядрами мишени. Мишень такой длины в некоторых работах весьма некорректно называется мишенью «полного поглощения».

Действительно, пробег протонов до неупругого взаимодействия в свинце составляет $L_{in} \sim 17$ см, и мишень с длиной 60 см соответствует $\sim 4 L_{in}$. В результате пучок протонов с энергией 1 ГэВ и током на входе в мишень ~ 10 мА, на выходе из нее будет иметь ток $\sim 0,2$ мА, весьма завидный для подавляющего большинства действующих ускорителей.

Диаметр мишени должен обеспечить «прозрачность» мишени для нейтронов с $E < 10$ МэВ, образовавшихся в результате взаимодействия пучка протонов с ма-

териалом мишени. Мишень должна обеспечивать беспрепятственный выход нейтронов, имеющих ценность, близкую к ценности нейтронов деления реактора, т.е. с энергией $E < 10$ МэВ [18].

Энергия пучка протонов, бомбардирующих мишень $1 \div 2$ ГэВ.

Расчеты по **выходу нейтронов с энергией $E < 10,5$ МэВ**, проведенные в широком диапазоне энергий пучка [19], показали, что оптимальной с точки зрения производства таких нейтронов в **рассматриваемой мишени** $\varnothing = 20$ см, $L = 60$ см, является энергия протонов пучка $1 \div 2$ ГэВ. Этот оптимум определяется в данной работе тем, что зависимость среднего числа нейтронов с энергией $< 10,5$ МэВ на единицу энергии пучка имеет в этом диапазоне энергий максимум и далее медленно спадает с повышением энергии. Таким образом, для рассматриваемой мишени энергетическая ценность нейтрона с энергией $< 10,5$ МэВ в этом диапазоне энергий получается минимальной.

В работе [19] указывается, что **доля нейтронов с энергией $> 10,5$ МэВ** составляет $\sim 10\%$ от общей множественности нейтронов, и, поскольку их измерение в эксперименте является достаточно сложным, - они **просто исключаются из рассмотрения** при определении оптимальной энергии протонов. **При этом игнорируется тот факт, что именно эти нейтроны, как показано ниже, уносят большую часть доли энергии первичного протона, идущей на нейтронообразование.**

В таблице 1 приведены некоторые результаты комплекса экспериментальных исследований, выполненных в ЛВЭ ОИЯИ группой В.И. Юревича [14], по средним выходам нейтронов всех энергий (Y) и нейтронов с $E > 20$ МэВ (Y_{20}) в зависимости от энергии протонного пучка в расчете на один первичный протон. Эксперименты проводились на «классической» электроядерной свинцовой мишени $\varnothing = 20$ см и $L = 60$ см.

Таблица 1.

Средние выходы нейтронов всех энергий Y и нейтронов с энергиями выше 20 МэВ Y_{20} , полученные на пучках протонов для протяженной свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 60$ см [14].

Энергия протона E_p , ГэВ	Y , n/p	Y_{20} , n/p
0,994	$24,1 \pm 2,9$	$2,1 \pm 0,4$
2,0	$44,2 \pm 5,3$	$4,7 \pm 0,8$
2,55	$63,5 \pm 7,6$	$5,8 \pm 1,0$
3,17	$71,6 \pm 8,6$	$6,8 \pm 1,2$
3,65	$80,6 \pm 9,7$	$8,5 \pm 1,5$

Энергетический баланс пучка протонов с энергией E_p выглядит следующим образом [14]

$$E_p = E_{\text{кин}} + S_n \cdot M_n + \sum E_i + E^* + E_{\text{rec}} \quad (1)$$

Здесь $E_{\text{кин}}$ – полная кинетическая энергия испускаемых нейтронов, S_n – энергия отделения нейтрона (для свинца ≈ 7 МэВ), M_n – средняя множественность всех нейтронов, E_i – полная кинетическая энергия + энергия отделения + энергия покоя для новых образующихся частиц, E^* - энергия возбуждения ядра-остатка по-

сле эмиссии нейтронов, E_{rec} – энергия отдачи ядра-остатка, при этом $E^* + E_{\text{rec}} < 10$ МэВ.

Согласно измерениям, проведенным в цитируемой здесь работе [14], при энергии протонов 2 ГэВ в неупругих соударениях с ядрами свинца в рассматриваемой мишени в среднем ~ 800 МэВ уходит на образование нейтронов и ~ 1200 МэВ на ионизационные потери, эмиссию заряженных частиц, ядерных фрагментов, и образование новых частиц. Тепловыделение в мишени составляет примерно $0,6 E_p$ (за вычетом малой величины при энергиях 1-2 ГэВ, которая уносится п-мезонами). В диапазоне энергий протонов $1 \div 3$ ГэВ ~ 40% энергии пучка идет на образование нейтронов, при этом 31% - это кинетическая энергия нейтронов, из которых 27% уносят нейтроны с энергией выше 20 МэВ.

Из 2 ГэВ на образование нейтронов с $E < 20$ МэВ тратится менее 240 МэВ, т.е. менее 12%. Остальная часть энергии нейтронообразования - 28% (т.е. ~ 560 МэВ) - приходится на нейтроны высокой энергии, выход которых составляет порядка 15% от средней множественности нейтронов при размерах мишени $\varnothing 20 \times 20$ см, и ~ 10% при размерах мишени $\varnothing 20 \times 60$ см. Оставшиеся 60% энергии пучка - это тепловыделение в мишени.

Таким образом, анализ полученных экспериментальных результатов, проведенный в работе [14], - демонстрирует некорректность принятой в работе [19] и, к сожалению, в целом ряде других работ, например [8, 20], постановки задачи определения оптимальной энергии протонного пучка для реализации электроядерной технологии, а также получаемых, в результате такого подхода, выводов. Подробнее эти вопросы освещены ниже, в параграфах 3.1, 3.3, 3.4.

Прежде чем перейти к обсуждению возможностей интеграции «классическо-го» электроядерного источника нейтронов в промышленные энергетические реакторы отметим еще несколько моментов, существенных для дальнейшего анализа.

Если нейтроны низких энергий имеют изотропное распределение, то вылет высокоэнергетических нейтронов происходит преимущественно в переднюю полусферу.

Поскольку прохождение пучка в мишени описывается экспоненциальным законом

$$I(z) = I_0 \cdot \exp(-z/L_{in}) \quad (2),$$

где I_0 - интенсивность пучка на входе в мишень, то примерно этому же закону будет следовать распределение по z (вдоль оси пучка) интенсивности эмитируемых из мишени нейтронов, т.е. порядка 70% нейтронов источника испускаются с поверхности мишени на длине $z \sim (0, L_{in})$.

Поскольку энерговыделение в мишени связано с неупругими взаимодействиями первичных протонов, около 70% тепла также выделяется в объеме с $z \sim (0, L_{in})$.

2.2. О возможности размещения электроядерного источника нейтронов в промышленных реакторах

Вопрос взаимодействия подкритического реактора и электроядерного источника нейтронов до сих пор не рассматривался, по-видимому, из-за больших сложностей, возникающих при постановке такой задачи и её решении.

Очевидно, что для успешного внедрения классических электроядерных схем (ADS) необходимо, чтобы они органично сочетались с технологическими и конструктивными схемами современных активных зон (АЗ) реакторов.

Ставить задачу о создании и отработке принципиально новых конструкций и технологий промышленных энергетических реакторных установок специально для реализации электроядерной схемы возможно только при обосновании и демонстрации комплекса убедительных преимуществ такой схемы, а также при демонстрации путей решения всех специфических чисто электроядерных проблем.

Для реакторов на тепловых нейтронах эта схема не проходит. Бессмысленно размещать, например, в ВВЭР-1000 с его размерами, конструктивными элементами, теплоносителем и т.д., источник «жестких» нейтронов, который лишь приведёт к локальному, пространственно неоднородному возмущению нейтронного потока.

Не столь безнадежной на первый взгляд кажется задача применения электроядерного источника нейтронов в составе уран-плутониевого реактора на быстрых нейтронах. В пользу такого варианта можно выдвинуть ряд аргументов.

В реакторах на быстрых нейтронах, в которых используется уран-плутониевое топливо, постоянная разгона реактора очень мала. Единственным механизмом, обеспечивающим мгновенную отрицательную обратную связь, является эффект Доплера, что приводит к необходимости иметь относительно мягкий спектр нейтронов в реакторе.

Поэтому появление в составе реактора элемента с временем срабатывания, соизмеримым с постоянной разгона, позволило бы иметь в реакторе более жесткий спектр. Это должно приводить к большей наработке плутония, т.е. к увеличению коэффициента воспроизводства в реакторе и снижению системного времени удвоения топлива.

Рассмотрим некоторые аспекты работы такой схемы.

2.3. Быстрый реактор с электроядерным источником нейтронов

Известно, что при наличии внешнего источника нейтронов возможна стационарная работа реактора при $k_{эфф} < 1$.

Интерес к этому режиму реактора возродился сразу после Чернобыльской аварии.

Введение в состав реактора практически безинерционного элемента управления реактором рассматривалось, как стопроцентная возможность избежать аварий, подобной случившейся.

Уравнение кинетики реактора в точечной модели для стационарного режима работы реактора записывается в следующем виде [21]

$$(k_{\text{эфф}} - 1) \cdot N / \ell + Q = 0 \quad (3)$$

Здесь $k_{\text{эфф}}$ - эффективный коэффициент размножения нейтронов, N – общее число нейтронов в реакторе, ℓ - среднее время жизни нейтронов, Q – интенсивность внешнего источника нейтронов.

Отсюда имеем связь между подкритичностью реактора, количеством нейтронов в реакторе и интенсивностью внешнего источника нейтронов для стационарного режима

$$\Delta k = 1 - k_{\text{эфф}} = Q \cdot \ell / N \quad (4)$$

Полагая, что среднее время жизни нейтронов в реакторе постоянно, при заданном Δk , равном, например, 0,03 ($k_{\text{эфф}} = 0,97$), получаем зависимость между интенсивностью источника и количеством нейтронов в реакторе.

Средний поток нейтронов в реакторе

$$\varphi = N \cdot v / V,$$

тогда мощность реактора

$$W = \varphi \cdot \sum_f \cdot V = E \cdot N \cdot v \cdot \sum_f, \quad (5)$$

где: v – средняя скорость нейтронов, V – объём активной зоны, E - выход энергии на одно деление, \sum_f - среднее макроскопическое сечение деления.

После ряда преобразований связь между подкритичностью, мощностью реактора и интенсивностью источника выглядит следующим образом [21]

$$\Delta k \approx Q / (v \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot W) \quad (6)$$

где: v - среднее число нейтронов, испускаемых в акте деления ($v_{\text{Pu}} \sim 2.93$),
 Q [нейтронов/с], W [Вт].

Легко видеть, что интенсивность внешнего источника нейтронов при заданной величине подкритичности определяет мощность реактора.

Оценим приближенно интенсивность источника, необходимую для реализации стационарного режима работы быстрого реактора с электрической мощностью 1000 МВт и тепловой 2400 МВт.

В таблице 2 приведены параметры типичного проекта промышленного быстрого реактора с мощностью 1000 МВт, подробно рассмотренного в работе [11].

Таблица 2.

Параметр	Величина
Электрическая мощность	1000 МВт
Тепловая мощность	2400 МВт
Топливо	UO ₂ - PuO ₂
Загрузка топлива	4,5 т
Обогащение	20%
Высота АЗ	1,22 м
Диаметр	2,9 м
Объём АЗ	8000 л
Средний нейтронный поток в объеме АЗ	$7 \cdot 10^{15}$ нейтронов/см ² ·с

Средняя энергия нейтронов	200 кэВ
Эффективная доля запаздывающих нейтронов, $\beta_{эфф}$	0,004
Среднее время жизни нейтронов	10^{-7}

Данные по размерам активной зоны (АЗ) относятся к активной зоне без зон воспроизводства.

Подставляя данные, приведенные в таблице 2, в формулы для потока нейтронов получаем

$$Q_{1000} > 6 \cdot 10^{18} \text{ нейтронов/с}$$

Такая интенсивность источника соответствует, согласно таблице 1, току пучка при $E = 1 \text{ ГэВ}$ - $I \sim 40 \text{ мА}$, при $E = 2 \text{ ГэВ}$ - $I \sim 20 \text{ мА}$.

При меньших значениях интенсивности источника Q мощность реактора при заданном значении подкритичности 0,03 будет меньше, примерно в Q/Q_{1000} – раз.

Полученная величина интенсивности источника нейтронов дает представление о масштабах параметров, которые должен иметь источник, предназначенный для работы в промышленных реакторах.

Оценка интенсивности источника получена в рамках точечной модели реактора, которая полагает, что параметры реактора не зависят от пространственной координаты. Относительно источника - это означает, что оценки справедливы для источника с постоянной по объёму плотностью эмиссии нейтронов.

На деле же ситуация значительно хуже, поскольку мы имеем локальный протяженный источник со спектром, содержащим значительную долю высокоэнергетичных нейтронов, расположенный в центре активной зоны реактора.

На работу реакторов на быстрых нейтронах наиболее существенное влияние оказывает изменение энергетического спектра и его пространственная зависимость. Это обусловлено высокой плотностью энерговыделения в активной зоне.

Средняя плотность энерговыделения в БН-600 составляет 550 кВт/л, а максимальная 840 кВт/л [11]. Поэтому любое возмущение нейтронного потока или спектра нейтронов может привести к необратимым последствиям. Внесение в центральную часть активной зоны мощного источника нейтронов сильно искажает нейтронно-физические характеристики реактора.

Наличие в центре реактора полости для мишени увеличивает критическую массу и время жизни нейтронов. В центре АЗ эффективность нейтронов (ценность) в три-четыре раза выше, чем на периферии. Этим определяется процесс перемещения в центр сборки твэлов с меньшим обогащением.

Так, например, для компактной зоны из высокообогащенного металлического ^{235}U наличие в центре АЗ канала с диаметром 2,52 см приводит к снижению плотности потока нейтронов на 13% по сравнению с однородной структурой, а канал с диаметром 5,04 см дает снижение потока на 22% [22].

Поскольку вся интенсивность источника сосредоточена в центре АЗ, в центре возникает сильное локальное возмущение, как нейтронного потока, так и спектра нейтронов.

Область возмущения имеет размеры порядка длины свободного пробега нейтронов. Кроме того, источник имеет экспоненциальную зависимость плотности эмиссии нейтронов по длине. Поскольку спектр эмитируемых нейтронов «жест-

че», в области возмущения изменяются сечения процессов и скорости реакций, определяющих работу реактора.

Тепловыделение в мишени требует сложной охлаждаемой конструкции.

Для приведенных выше значений интенсивности источника в объёме мишени с размерами: диаметр 20см, длина 20 см ($V \approx 6,3$ л) выделяется $\sim 40\%$ мощности пучка, что составляет ~ 16 МВт (плотность тепловыделения порядка 2,6 МВт/л).

Трудно представить себе конструкцию мишени, которая позволяла бы снять такое количество тепла. К тому же размеры полости в центре АЗ, как уже говорилось выше, ограничены.

Наличие в спектре источника нейтронов высокой энергии приводит к возникновению ещё одной локальной области возмущения нейтронно-физических характеристик активной зоны, которая находится на некотором расстоянии от поверхности источника.

Высокоэнергетические нейтроны с энергией до сотен МэВ, являются источниками каскадов, развивающихся в АЗ. Сегодня трудно предсказать, как будет выглядеть зона возмущений, вызванная в объёме АЗ каскадами, и каким образом ее наличие скажется на работе реактора.

Из-за существования локальных зон возмущения нейтронно-физических характеристик АЗ, выгорание топлива, изменение нуклидного состава и энерговыделение значительно изменяются по сравнению с этими же величинами, реализующимися в обычном режиме работы реактора.

Необходимо ответить и на вопросы, как воздействуют высокоэнергетические нейтроны (мощность потока которых при энергии протонов 2 ГэВ составляет $\sim 11,2$ МВт) на жидкометаллический теплоноситель, конструкционные элементы реактора и т.д.

Сегодня с помощью существующих моделей расчета реакторов не только нельзя получить однозначного ответа на возникающие вопросы, но даже качественное рассмотрение не позволяет сколько-нибудь продвинуться в понимании работы такой схемы.

Этим и объясняется отсутствие материалов, посвященных работе реактора с мощным внешним источником нейтронов. Подтверждение работоспособности предлагаемой схемы: подкритический реактор на быстрых нейтронах плюс электроядерный источник нейтронов требует создания новых моделей, которые позволили бы рассчитать работу реактора в этих условиях.

Однако, пытаться с помощью расчетных методов доказать реальную выгоду или хотя бы полезность применения классических электроядерных методов в классическом реакторостроении, - весьма непродуктивно, - поскольку **даже концептуальное рассмотрение показывает, что эта схема нежизнеспособна.**

2.4. Основные проблемы ADS-установок класса ЕА

Технические

1. Проблема теплоотвода от ограниченной нейтронопроизводящей мишени, в которую вводится узкий протонный пучок мощностью $\sim 10\div 30$ МВт и крайне неравномерно высаживается $\sim 60\%$ его мощности.

2. Проблема окна ввода узкого сильноточечного протонного пучка мощностью $\sim 10\div 30$ МВт.
3. Для компенсации выгорания ядерного горючего **необходимо иметь запас по току ускорителя в ~ 2 раза** из расчета на каждые $\sim 2,5$ года работы на одной загрузке топлива [23].

Физические

1. В связи со стартовым $k_{эфф} \sim 0,97\div 0,98$ спектр нейтронов в активной зоне определяется самой реакторной сборкой, т.е. определяется спектром деления, в результате чего все недостатки присущие традиционному реакторному направлению сохраняются, хотя и значительно уменьшены в части возможности критической аварии, и несколько снижены в части наработки минорных актинидов.
2. Даже в делительном спектре со средней энергией спектра ~ 2 МэВ пороговые минорные актиниды горят малоэффективно.
3. Трансмутация долгоживущих составляющих ОЯТ может идти только на реакции радиационного захвата. При этом, однако, процесс крайне плохо замыкается за счет многошаговых реакций. В результате создаются длинные эволюционные цепочки радионуклидов, среди которых естественно появление и новых долгоживущих радионуклидов [6]. Причем большему нейтронному потоку соответствуют более длинные эволюционные цепочки при данном времени экспозиции. Так в топливе ВВЭР-1000 в конце кампании присутствуют изотопы Cm вплоть до 248-го. (Суммарный поток $= 2 \cdot 10^{14}$ н/см²·с, тепловой поток $= 0,5 \cdot 10^{14}$ н/см²·с).
4. Под вопросом остается проблема естественной безопасности ADS установок. **Наличие значительного (в разы) запаса по току ускорителя без решения вопросов ценности высокоэнергетичных нейтронов, выходящих из ограниченной нейтронопроизводящей мишени в подкритическую активную зону, ставит под сомнение решение этой проблемы в разрезе проблемы международного терроризма.**
5. Сжигание в качестве «запального» топлива высокообогащенного урана-235 [23] и малые коэффициенты воспроизводства как на уране-238, так и еще существенно ниже на тории-232.

Следует особо отметить, что в многочисленных работах команды К. Руббиа нам не встретилось упоминаний о расширенном воспроизводстве ядерного топлива. Посыл по вовлечению тория в ядерную энергетику основан, в первую очередь, на решении проблемы нераспространения. В тоже время, использование в качестве «запального» топлива высокообогащенного урана, а также необходимость наличия значительного запаса по току ускорителя для компенсации выгорания ядерного горючего, - в неявном виде подразумевают, что программы ADS класса ЕА не нацелены, да и просто неспособны реализовать 1-е требование МАГАТЭ по топливному обеспечению.

Таким образом, анализ результатов **смены главной парадигмы электроядра в схеме ЕА** приводит к тому, что, несмотря на значительные усилия и затраты на создание ADS-установок имени К. Руббиа, - **создать широкомасштабную ядерную энергетику на основе этой схемы невозможно.**

Да, будет создано несколько опытно-промышленных ADS-установок, как впрочем, и быстрых реакторов, однако **выполнения ни одного из фундаментальных требований МАГАТЭ** к широкомасштабной ядерной энергетике, за исключением, возможно, четвертого, - в полном масштабе **они не обеспечат.**

Приходится признать, что идея соединить воедино два метода получения нейтронов: традиционный реактор и электроядро для решения задачи создания широкомасштабной ядерной энергетике – несостоятельна.

Серьезные физико-технические и технологические проблемы, возникающие даже на концептуально-исследовательском уровне, - не позволяют говорить о классическом электроядре как об основе широкомасштабной ядерной энергетике.

Вместе с тем заслуга ADS-систем («классического» электроядра) состоит в том, что впервые физика высоких энергий из сугубо фундаментальной области науки стала масштабно рассматриваться в прикладном плане.

3. Энергетика на основе ядерных релятивистских технологий (ЯРТ-энергетика)

Ядерная физика, в части нейтронной физики, базирующейся на делительном спектре нейтронов, изучена достаточно досконально. Поэтому, ожидать в этой области энергий каких-либо принципиально новых схем, способных обеспечить решение фундаментальных проблем современных ядерных энергетических технологий, - не приходится.

Единственной реальной перспективой выполнения фундаментальных требований к широкомасштабной ядерной энергетике сегодня **является использование более жесткого, чем делительный, спектра нейтронов.**

Решение этой задачи возможно в рамках принципиально новой схемы электроядерных энергетических систем, основанной на **ядерных релятивистских технологиях (ЯРТ).**

Современное состояние исследований в области электроядерной технологии, и, в первую очередь, работы ОИЯИ в этой области, - позволили инициативной группе российских и белорусских ученых и специалистов разработать основы концепции ЯРТ-энергетики и пути ее реализации [24÷29]. Кратко основные предпосылки разработки и основы концепции этой схемы изложены в работе [30].

Принципиальные отличия схемы ЯРТ-энергетики от «классического» электроядра – ADS, кратко сформулированные ниже, - **потребовали и нового названия - ЯРТ**, отражающего суть предложенной схемы.

В рамках схемы ЯРТ-энергетики предлагается для начала сделать **1 шаг назад**, т.е. **вернуться к квазибесконечной активной зоне (АЗ) из природного (обедненного) урана и/или тория**, как это и предполагалось делать в многочис-

ленных работах по электроядерному бридингу, и, в первую очередь, в работах [13, 15÷17]. Такие активные зоны **глубоко подкритичны**. Например, коэффициент размножения нейтронов в бесконечной среде из природного урана составляет $\sim 0,36$ [31].

Как было показано Г.И. Марчуком еще в 1958 г. в монографии [32], **только в глубоко подкритичной системе можно перейти к спектру нейтронов, определяемому внешним источником нейтронов, т.е. получить существенно более жесткий, по сравнению с делительным, спектр нейтронов.**

При реализации этого 1-го шага назад, в объеме активной зоны ЯРТ-реактора создаются условия для формирования **значительно более жесткого**, чем делительный, **спектра нейтронов**. Это позволяет задействовать большой набор конкурирующих между собой неупругих процессов. Кроме комплекса пороговых реакций типа (n, xn) , начинает эффективно работать массив многоступенчатых каскадных реакций, порождаемых внутриядерными и межъядерными каскадами, которые сопровождаются высокоэнергетичным и низкоэнергетичным делением. Эти процессы обеспечивают, в частности, возможность эффективного деления всего, что может делиться, в т.ч. и пороговых минорных актинидов.

Глубокая подкритичность активной зоны в схеме ЯРТ-энергетики позволяет, кроме того, **на много порядков снизить плотность энерговыделения в центральной области ЯРТ-реактора - мишени**, как за счет использования сканирующего расходящегося протонного пучка, так и за счет открывающейся возможности реализации комплекса других конструктивно-технологических решений. Это позволяет, в рамках схемы ЯРТ, **в принципе устранить потребность в крайне сложном промежуточном элементе**, который является **непременным атрибутом** классической схемы ADS – **в ограниченной нейтронопроизводящей мишени**.

Следующие **два шага вперед** в схеме ЯРТ-энергетики:

1. Глубокая коррекция парадигмы К. Руббиа: **один ускоритель – один глубоко подкритический реактор**, выполненный на основе квазибесконечной активной зоны из природного (обедненного) урана и/или тория.
2. **Переход к энергиям протонов (дейтонов?) $\sim 10\div 20$ ГэВ**. Это позволяет снизить на порядок требуемый ток ускорителя при той же мощности пучка и значительно повысить долю энергии пучка, идущую на генерацию жесткого нейтронного поля в объеме активной зоны.

2-й шаг вперед позволяет также задействовать важный дополнительный механизм значительного повышения жесткости нейтронного спектра в ЯРТ-реакторе. Этим механизмом, как показывают анализ и оценки (см. параграф 3.3), является мезообразование в квазибесконечной мишени при энергиях иницирующего пучка выше $5\div 6$ ГэВ.

Важнейшей особенностью предложенной схемы является то, что крайне сложные технические проблемы, принципиально неустранимые в схеме классического электрояда (ADS), - в рамках схемы ЯРТ-энергетики практически отсутствуют. Это проблемы, которые связаны с теплоотводом от ограниченной ней-

тронопроизводящей мишени, в которую вводится узкий протонный пучок мощностью $\sim 10\div 30$ МВт, а также с окном ввода этого сильнофокусированного пучка.

Отметим здесь, для более полного дальнейшего понимания подходов к реализации схемы ЯРТ-энергетики, что АЗ ЯРТ-реактора по своей физике является многозонной, с переменными во времени составом и другими характеристиками каждой зоны. Предполагается, что она будет формироваться в виде структурированной шаровой засыпки, капсулированные элементы которой изготавливаются на основе микротвэльной технологии. Тепло, выделяемое в активной зоне в процессе работы ЯРТ-реактора, будет сниматься высокотемпературным гелиевым теплоносителем.

Таким образом, **схема ЯРТ-энергетики однозначно реализует 1-е фундаментальное требование МАГАТЭ по неограниченным запасам сырья, поскольку не требует для своей работы «запального» легкоделящегося урана-235.**

Осталось выяснить, а будет ли эта схема энергетически эффективной, т.е. ответить на весьма простой вопрос: «А можно ли на ее основе создать базовую энергетику Земли?».

Разобраться с этим вопросом нам помогут упоминавшиеся выше этапные фундаментальные работы [13÷17], выполненные в ОИЯИ.

3.1. Энергоэффективность и естественная безопасность схемы ЯРТ-энергетики

В таблице 3 приведены результаты по наработке плутония и количеству делений в расчете на 1 протон, полученные в уникальном комплексе экспериментов группы В.И. Гольданского [13], выполненных на квазибесконечных мишенях массой $\sim 3,5$ т из обедненного и природного урана при облучении их протонами с энергией 660 МэВ на синхроциклотроне ЛЯП ОИЯИ.

В данных таблицы 3 не учтены 3-4 деления, которые происходят в каскадной области в центральной зоне мишени. Утечка нейтронов из такой мишени по данным авторов составляет $\sim 10\text{-}12\%$ [13].

Отметим, что благодаря нетривиальному, физически корректному, техническому решению экспериментальной установки, связанному с асимметричным вводом пучка, эти результаты эквивалентны результатам, которые можно было бы получить при стандартном подходе на квазибесконечных урановых мишенях массой ~ 7 т.

Таблица 3.

Выход плутония и количество актов деления в мишенях в расчете на 1 протон с энергией 660 МэВ [13].

	Выход плутония, число ядер	Число делений
Обедненный уран	38 ± 4	$13,7\pm 1,2$
Природный уран	46 ± 4	$18,5\pm 1,7$

Согласно данным [33], при делении ядра урана-238 локально, с учетом энергии нейтронов, выделяется ~ 197 МэВ.

Учитывая практически полное поглощение в исследуемых мишенях протонов с энергией 660 МэВ и 3 деления в центральной каскадной области, без учета оцененной в [13] утечки ~ 10-12% нейтронов, получим величину энерговыделения в исследовавшихся мишенях в расчете на один протон.

Энерговыделение в экспериментах [13] составило, в среднем, ~ 3950 МэВ на протон в обедненном уране, и ~ 4900 МэВ на протон в природном уране.

Таким образом, **коэффициенты усиления мощности** протонного пучка с энергией **660 МэВ**, в рассматриваемом **комплексе уникальных экспериментов [13]**, составляют: **~ 6,0 на обедненном уране**, и **~ 7,4 на природном уране**.

По балансовым оценкам, выполненным в работе [27] на основе данных фундаментальной монографии В.С. Барашенкова и В.Д. Тонеева [34], - доля энергии первичного протона, идущая на нейтронообразование, составляет при энергии ~ 660 МэВ - ~ 23%, при энергии 1 ГэВ ~ 40%, а при энергии 10 ГэВ - ~ 66%. Подробнее об этом в параграфе 3.3.

В таблице 4 приведены энергетические характеристики нейтронного излучения, полученные в результате системного комплекса экспериментальных работ группы В.И. Юревича [14], выполненного в ЛВЭ ОИЯИ, включая долю энергии протона, идущую на нейтронообразование, в зависимости от его энергии. Эти результаты получены на ограниченной свинцовой мишени классического ADS-ного вида с размерами: Ø20×60 см.

В таблице 4 приняты следующие обозначения: $\langle E \rangle$ - средняя величина энергии нейтронов, E_{kin} – кинетическая энергия нейтронного излучения, E_p – энергия протонов, W – энергия, затраченная на нейтронообразование, где

$$W = E_{кин} + S_n \cdot M_n,$$

из уравнения (1).

Отметим, что в долю энергии протона, идущую на нейтронообразование W , в этой работе, как и в целом ряде других работ, вполне корректно, особенно для диапазона энергий 1÷2 ГэВ, - не включены затраты энергии на образование пионной компоненты. К обсуждению этого вопроса мы вернемся в параграфе 3.3.

Таблица 4.

Энергетические характеристики нейтронного излучения, выходящего из ограниченной свинцовой мишени с размерами Ø20×60 см, в зависимости от энергии протонов [14].

E_p , ГэВ	$\langle E \rangle$, МэВ	E_{kin} , МэВ	E_{kin} / E_p , %	W , МэВ	W / E_p , %
0,994	8,82	213	21,3	382	38,2
2,0	11,6	513	25,6	822	41,1
3,65	13,7	1106	30,3	1670	45,6

Данные таблицы 4 показывают, что средние величины энергии нейтронов, их кинетической энергии и доли энергии, затраченной на образование нейтронов, определенной без учета пионной компоненты, - возрастают с ростом энергии пучка.

Этот экспериментально установленный факт подтверждает правомерность «2-го шага вперед» в рамках схемы ЯРТ-энергетики, а именно, необходимость повышения энергии протонного пучка до уровня энергии $\sim 10 \div 20$ ГэВ.

Экстраполируя результаты работы [13], учитывая балансовые оценки работы [27], выполненные с учетом вклада пионной компоненты в генерацию нейтронов при высоких энергиях, мы получим следующие ожидаемые **коэффициенты усиления мощности** протонного пучка с энергией 10 ГэВ в квазибесконечной мишени: **$\sim 17,0$ на обедненном уране и $\sim 21,0$ на природном уране** соответственно.

Много это или мало?

Проведем **консервативную оценку**.

Примем для удобства оценок величину коэффициента усиления мощности протонного пучка с энергией 10 ГэВ в ЯРТ-реакторе равной 20.

Примем кпд ускорителя равным 50% .

Примем кпд 2-го контура равным 50%.

Отметим, что поскольку в ЯРТ-энергетике, в отличие от традиционных АЭС, где теплоноситель является одновременно и замедлителем, и поэтому их кпд $\sim 33\%$, - мы имеем возможность использовать наиболее прогрессивные технологии 2-го контура, разработанные и применяемые сегодня на тепловых электростанциях, в частности сверхкритические параметры теплоносителя 2-го контура – воды, т.е. иметь кпд 2-го контура до $\sim 60\%$.

Протонный ускоритель мощностью 10 МВт, при энергии протонов 10 ГэВ и токе 1 мА ($6,25 \cdot 10^{15}$ протонов/с), обеспечит энерговыделение в ЯРТ-реакторе ~ 200 МВт.

При кпд 2-го контура 50% ядерная релятивистская электростанция (ЯРЭС) выработает 100 МВт электричества. Из них, с учетом кпд ускорителя 50%, - 20 МВт пойдет на собственные нужды – на ускоритель.

Т.е. $\sim 20\%$ вырабатываемой электрической мощности ЯРЭС пойдет на собственные нужды. Сегодня блок ВВЭР-1000 тратит на собственные нужды $\sim 5\%$ вырабатываемой электроэнергии.

Очевидно, что энергетический блок с такими стационарными параметрами может стать экономически приемлемым только при значительном сокращении запасов урана-235, нефти и газа и соответствующем росте цен на них.

Однако эти наши оценки, как и обычно выполняемые расчетные оценки, и получаемые экспериментальные результаты, - относятся к электроядерным мишеням – активным зонам, **состав и все другие свойства которых не изменяются** с течением времени. Такое приближение, справедливое при небольших интегральных потоках ускоренных протонов, совершенно не применимо к энергетическим высокоточным системам.

Вспомним о том, что мы сделали вначале 1 шаг назад, т.е. вернулись к квазибесконечной активной зоне, характерной для схемы электроядерного бридинга, и обратимся к циклу расчетно-теоретических работ в этой области [15÷17], выполненных группой В.С. Барашенкова в ЛИТ ОИЯИ для энергии протонов 1 ГэВ.

В этих сильноточных квазибесконечных системах за счет «эффекта разгонки» уже в течение первых недель их работы накапливается большое количество ядер ^{239}Pu , деление которых значительно увеличивает поток нейтронов. Это в свою очередь сначала увеличивает, а затем благодаря слишком большому числу делений снижает выход плутония, и **система из эффективного наработчика плутония превращается в реактор**, по сути «сжигающий» ^{238}U [16].

Согласно расчетам [7, 15], **переход от чистого ^{238}U к естественному урану почти на четверть увеличивает поток нейтронов и выход плутония**, что говорит о важности такого **нелинейного «эффекта разгонки»** [16].

Отметим, что, несмотря на оценочный характер этих, да и всего множества других расчетно-теоретических работ в этой области (этот вопрос подробно обсуждается в параграфе 3.4), результат по увеличению наработки плутония с ростом концентрации легкоделящегося урана-235 в квазибесконечной мишени качественно неплохо коррелирует с экспериментальными результатами работы [13], приведенными в таблице 3. Безусловно, эти расчеты, хотя и значительно занижают увеличение выхода плутония в зависимости от концентрации легкоделящихся ядер, - правильно отражают характер процесса.

Расчетные оценки работы [17] показывают, что, в квазибесконечной ториевой мишени со свинцовым сердечником облучаемой сильноточным пучком протонов с энергией 1 ГэВ, при увеличении нарабатываемой концентрации ядер ^{233}U нейтронный поток резко возрастает. При этом, однако, наработка изотопа ^{233}U , наибольшая при концентрациях $^{233}\text{U} \leq 1,5\%$, быстро снижается при увеличении концентрации, и на уровне концентрации $\sim 4\div 6\%$ достигается равновесие наработки и деления, т.е. паритет.

Отметим, что в работе [13] экспериментально получено, что при замене центральной части урановой мишени размерами $8\times 8\times 48$ см аналогичным свинцовым блоком, - выход нейтронов уменьшается в ~ 2 раза.

С учетом того, что отношения $\alpha = \sigma_\gamma / \sigma_f$ для ^{233}U и ^{239}Pu , а также сечения радиационного захвата σ_γ для ^{232}Th и ^{238}U в рассматриваемой области энергий близки [35], в пределах точности оценок можно считать, что паритет (наработка-деление) в квазибесконечной урановой активной зоне наступит также при концентрации легкоделящегося $^{239}\text{Pu} \sim 4\div 6\%$.

В работах [16, 17] были выполнены оценки увеличения энерговыделения за счет деления образующихся в мишенях из урана ^{238}U и тория ^{232}Th изотопов ^{239}Pu и ^{233}U соответственно, в зависимости от их концентрации. Возрастание коэффициента усиления мощности протонного пучка с энергией 1 ГэВ при увеличении концентрации ядер ^{233}U от нуля до $4\div 6\%$ составило порядка $6,5\div 12$ раз.

Сохраняя приверженность консервативности наших оценок, с учетом сделанного предположения о том, что паритет на плутонии наступит при его концентрации также $\sim 4\div 6\%$, получим, что через $\sim 0,5\div 1,0$ года [16] после запуска ЯРТ-

реактора, - его коэффициент усиления мощности возрастет с ранее оцененной величины ~ 20 на старте работы установки, до $\sim 20 \times 6 = 120$.

Такой коэффициент усиления, при мощности ускорителя 10 МВт, приведет к выработке 600 МВт электрической мощности. Из них 20 МВт по-прежнему уйдут на собственные нужды – на питание ускорителя, что составит $\sim 3,3\%$.

Даже в весьма консервативной оценке, выполненной на основе экстраполяции результатов экспериментов [13, 14] и расчетного моделирования [15-17], имеем результат, который позволяет вполне обоснованно ожидать **высокой энергоэффективности** схемы ЯРТ-энергетики при ее промышленной реализации.

На рис.1 приведены временные зависимости выхода нейтронов из геометрически идентичных мишенных сборок из свинца и природного урана (масса урана ~ 315 кг) при облучении их дейтронами с энергиями $E_d = 1$ и 4 ГэВ, полученные в методических экспериментах, проведенных в 2009 г. в ОИЯИ по инициативе ЦФТП «Атомэнергомаш» [36]. Анализ этих зависимостей показывает, что при увеличении энергии дейтрона с 1 до 4 ГэВ количество делений, и, следовательно, энерговыделение возрастают в $\sim 8-9$ раз. При этом коэффициент усиления мощности пучка в природном уране возрастает в ~ 2 раза.

Это показывает, что оценки увеличения стартового $K_{ум}$ с ростом энергии пучка, приведенные выше, являются крайне консервативными. Экспериментальные результаты [14, 36] подтверждают физико-техническую целесообразность повышения энергии протонного пучка в рамках схемы ЯРТ-энергетики и проведения детальных исследований в этом направлении.

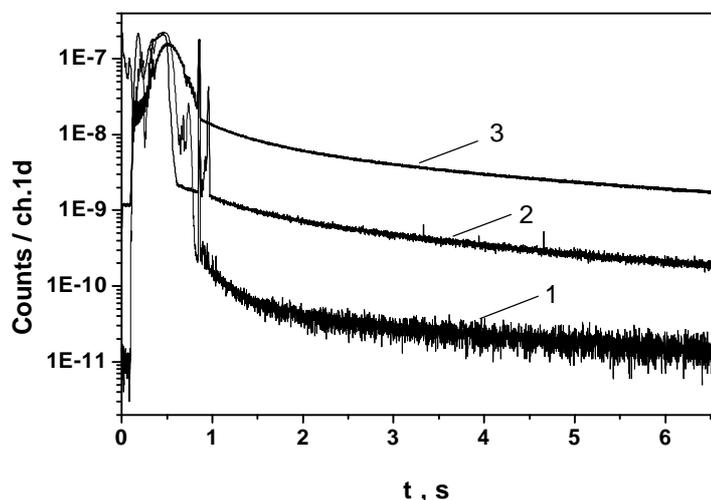


Рис.1. Временной спектр выхода нейтронов из геометрически идентичных свинцовой и урановой мишеней [36]. 1 - (Pb+d) для $E_d = 4$ ГэВ; 2 и 3 (U+d) для $E_d = 1$ и 4 ГэВ, соответственно.

Отметим, что результаты работ [13, 15-17] получены для «голой» квазибесконечной мишени.

В работе [16] получено, что при концентрации легкоделящихся изотопов N_d в квазибесконечной урановой мишени $\sim 0,7\%$ утечка нейтронов составляет $\sim 6-7\%$ от полного числа нейтронов, а при $N_d = 5\%$ из мишени вылетает уже около поло-

вины всех нейтронов. При этом абсолютная величина нейтронного потока возрастает на 2 порядка.

Эти расчетные оценки говорят не только о необходимости использования отражателя в ЯРТ-реакторе, но и позволяют обоснованно предполагать, что применение отражателя позволит значительно уменьшить время выхода ЯРТ-реактора на стационарный режим максимального коэффициента усиления мощности.

Для качественной оценки влияния отражателя на процессы, протекающие в квазибесконечной мишени в зависимости от обогащения, нами проведено моделирование с помощью кода MCNPX 2.5. Использовалась каскадная модель Бертини.

В таблице 5 приведены некоторые результаты этого моделирования для квазибесконечной мишени, аналогичной рассматривавшейся в работах [15-17], при энергии протонов 10 ГэВ. Мишень представляет собой цилиндр из природного урана длиной 90 см, диаметром 120 см. Вдоль оси цилиндра расположен тонкий осевой канал для ввода пучка протонов на глубину 25 см.

В вариантах 2 и 4 мишень окружена слоем графита толщиной 20 см. В вариантах 1 и 2 рассматривался природный уран, в вариантах 3 и 4 – природный уран с добавкой 2% равномерно распределенного по объему плутония-239.

Таблица 5.

Выход ^{239}Pu и число актов деления (η) в квазибесконечной мишени из природного урана в расчете на 1 протон с энергией 10 ГэВ.

Вариант	1	2	3	4
Наработка плутония	648.1 ± 1.7	685 ± 1.7	1288.7 ± 2	1429 ± 2
η_{238}	146.6 ± 0.4	148.2 ± 0.8	295.8 ± 1	322.4 ± 1.3
η_{235}	39.6 ± 0.1	44.3 ± 0.2	82.3 ± 0.3	98.4 ± 0.3
η_{239}	-	-	82.6 ± 0.3	90.5 ± 0.4
Утечка нейтронов	54 101 МэВ	24 74 МэВ	187.5 183 МэВ	120 94 МэВ
Рождение нейтронов	1112	1159	2745	3162

Из данных таблицы 5 хорошо видно, что введение отражателя повышает эффективность наработки легкоделящегося изотопа и увеличивает энерговыделение, причем с увеличением обогащения эффективность отражателя возрастает.

Крайне важным фактом является очень слабая зависимость в их основной части энергетических спектров нейтронов в квазибесконечных урановых и ториевых мишенях от обогащения ^{239}Pu и ^{233}U , соответственно, в исследованной (0÷6%) области, полученная в работах [15, 17]. На это также указывает и качественная картина усредненных по объему спектров нейтронов, полученная нами в вышеупомянутых расчетах (Рис. 2).

Это говорит о том, что **при выходе на паритетную концентрацию**, т.е. на стационарный режим работы с высоким коэффициентом усиления мощности, **система остается глубоко подкритичной**. Об этом же говорит и полученная в работе [17] величина паритетной концентрации легкоделящегося изотопа $\sim 4\%$. Напомним, что традиционные быстрые реакторы работают при обогащениях $\sim 20\%$. [11].

Таким образом, схема ЯРТ-энергетики, обеспечивая высокую энергоэффективность, также обеспечивает **полное выполнение 4-го требования МАГАТЭ об абсолютной естественной безопасности**, а сохранение жесткого нейтронного спектра за счет сохранения глубокой подкритичности системы позволяет серьезно рассчитывать на убедительную реализацию 2 и 3-го требований МАГАТЭ.

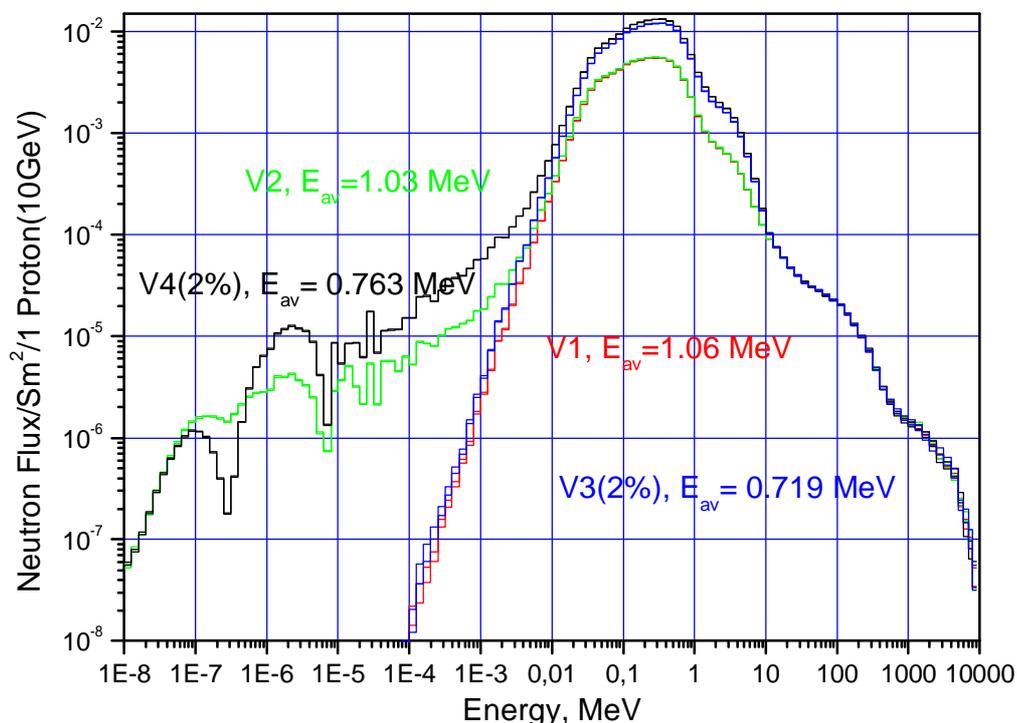


Рис. 2.

Еще одним **важным резервом** для значительного сокращения времени выхода ЯРТ-реактора на стационарный режим максимального коэффициента усиления мощности является возможность и целесообразность введения в качестве элемента топливной композиции ЯРТ-реактора **ОЯТ** существующих АЭС.

За счет наличия в составе ОЯТ $\sim 2\%$ легкоделящихся изотопов [4] появляется возможность значительно повысить стартовый коэффициент усиления мощности ЯРТ-реактора.

Рассмотрим этот вопрос несколько подробнее.

3.2. К вопросу о роли ОЯТ в схеме ЯРТ-энергетики

Нерешенность проблемы утилизации ОЯТ, содержащего накопленные долгоживущие радиоактивные продукты деления и минорные актиниды, - является одним из серьезных препятствий для развития традиционной атомной энергетики.

На сегодняшний день отработанные тепловыделяющие сборки (ТВС), содержащие ОЯТ, не подвергаются переработке, а просто размещаются в комплексе пристанционных хранилищ действующих АЭС, ожидая разработки эффективных технологий переработки и создания соответствующих производственных мощностей.

Количественные данные как по объемам ОЯТ, накапливаемым в процессе эксплуатации АЭС, так и по объемам радиоактивных отходов, образующихся при современных и перспективных (в рамках замкнутого топливного цикла) технологиях переработки ОЯТ, приводились выше.

В рамках проводимых мероприятий по созданию технологий переработки ОЯТ практически не проводится системных работ по снижению долгоживущей активности подлежащих захоронению высокоактивных долгоживущих компонентов ОЯТ. В качестве основного способа снижения их активности рассматривается просто длительная выдержка.

В достаточно далекой перспективе рассматривается несколько подходов к снижению долгоживущей активности ОЯТ. Все они основаны на предварительной радиохимической переработке с целью выделения наиболее опасных долгоживущих осколков деления и трансурановых изотопов, наработавшихся в ТВС в процессе их работы.

С учетом планов значительного расширения использования атомной энергетики, как в России, так и в целом ряде развитых и, особенно, развивающихся стран, нерешенность проблемы снижения долгоживущей активности захораниваемых высокоактивных РАО и ОЯТ может привести к серьезнейшим экологическим проблемам.

В рамках рассматриваемых сегодня перспективных подходов к снижению долгоживущей активности ОЯТ предусматривается, в первую очередь, трансмутация наиболее опасных долгоживущих осколков деления, выделенных из ОЯТ, в обычных «классических» электроядерных системах за счет реализации реакции радиационного захвата. Так же в электроядерных системах предполагается пережигание выделенных минорных актинидов с выработкой при этом электроэнергии.

Как было показано в главе 2, обычно рассматриваемые электроядерные системы в рамках схем ADS класса ЕА не позволяют эффективно решить эти проблемы.

Проведенный выше анализ показал, что решение фундаментальных проблем современной атомной энергетики, в том числе и проблемы ОЯТ, - возможно лишь на основе использования спектра нейтронов более жесткого, чем делительный.

При реализации рассмотренной выше принципиально новой схемы электроядерной технологии - схемы ЯРТ-энергетики, в активной зоне ЯРТ-реактора создаются условия, необходимые для формирования значительно более жесткого, чем делительный, спектра нейтронов.

Введение в состав топливной композиции ЯРТ-реактора значительной доли ОЯТ с одной стороны значительно уменьшит время выхода на стационарный режим максимального коэффициента усиления мощности за счет наличия в составе ОЯТ ~ 2% легкоделящихся изотопов.

С другой стороны наличие жесткого спектра нейтронов обеспечит глубокую переработку и снижение долгоживущей активности наиболее опасных долгоживущих компонент загрузленного ОЯТ, которые невозможно эффективно решить в рамках классических ADS-систем.

Принципиально важным моментом является тот факт, что, на концептуальном уровне, **для использования ОЯТ в качестве элемента топливной композиции ЯРТ-реактора, - нет необходимости в предварительной радиохимической переработке** и выделении из ОЯТ наиболее опасных долгоживущих осколков деления и минорных актинидов, подлежащих переработке.

Дело в том, что, при каскадном механизме генерации нейтронов в квазибесконечной системе, не является принципиальным: с легким или тяжелым ядром вступил в неупругое взаимодействие первичный релятивистский протон.

Это связано с тем, что при взаимодействии протона с легким ядром генерируется меньше нейтронов, но гораздо более жестких (высокоэнергетичных), которые далее восстановят искомую множественность в последующих поколениях межъядерных каскадов. Подробно эти свойства каскадного механизма рассмотрены в [27].

Этот факт позволяет использовать для изготовления элементов шаровой заправки активной зоны ЯРТ-реактора непосредственно тонкоизмельченные материалы ТВС, включая содержащееся в них ОЯТ, - без разделения их по составу.

Необходимо заметить, что в схеме ЯРТ-энергетики получение энергии происходит в результате реакции деления (n, f) как исходных материалов: урана-238 и/или тория, так и накапливаемых в пределах паритетной концентрации плутония и/или урана-233, а также всех актинидов из состава ОЯТ.

Естественно, что процесс деления неизбежно сопровождается наработкой осколков деления. Однако принципиальным является вопрос их состава и «качества».

Известно, что в реакции (n, f) при повышении энергии нейтрона выход нейтронов на одно деление увеличивается. Так при энергии нейтрона 10 МэВ выход нейтронов деления урана возрастает до ~ 4, а при энергии 20 МэВ мы имеем уже ~ 5,5 нейтронов на одно деление [33]. Средняя энергия мгновенных нейтронов деления при этом также возрастает, хотя и не так значительно [35]. Тем не менее, можно ожидать, что, благодаря глубокой подкритичности активной зоны, увеличение доли делительных нейтронов в их полном спектре незначительно скажется на величине средней энергии спектра. Об этом же говорят упоминавшиеся выше результаты расчетов [17].

На рис. 3 приведена величина средней энергии нейтронов $\langle E_n \rangle$, инициирующих деление, при облучении сборки из природного урана массой ~ 315 кг дейтронами с энергией 2 ГэВ/нуклон, полученная на основании анализа данных вышеописанных экспериментов [36] по соотношению выходов групп запаздывающих нейтронов, которая составила ~ 24 ± 5 МэВ. Средняя энергия спектра нейтронов на периферии сборки составила около 4 МэВ [37].

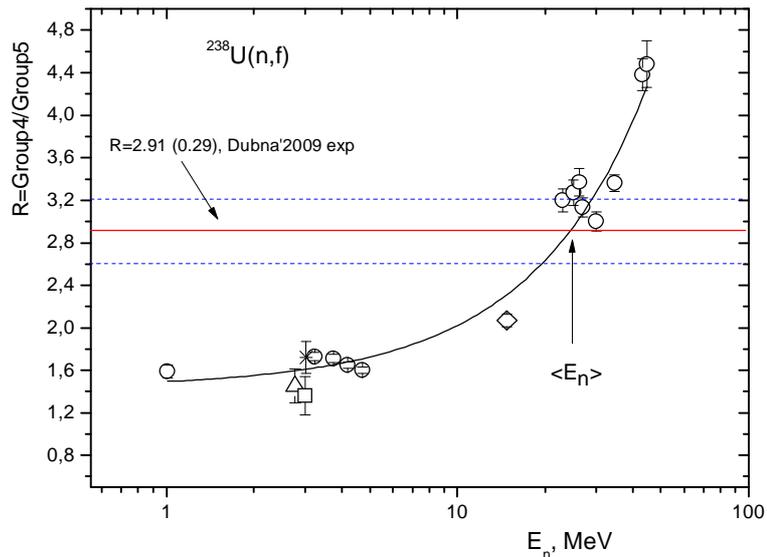


Рис.3. Сравнение весового соотношения 4 и 5 групп запаздывающих нейтронов, выделенных из распадных кривых взаимодействия (U+ d) при $E_d=4$ ГэВ [36] с известными данными реакции U(n, f). Обозначения: - \square - [38], \diamond - [39], Δ - [40], * - [41], \circ - [42].

Энергетические спектры нейтронов, измеренные в урановой и свинцовой мишенях при энергиях дейтронов 1 ГэВ и 4 ГэВ в экспериментах [36], приведены на рис. 4. Спектры измерялись в сечении на расстоянии ~ 11 см от точки входа пучка в мишень, на радиусах 3 см и 12 см.

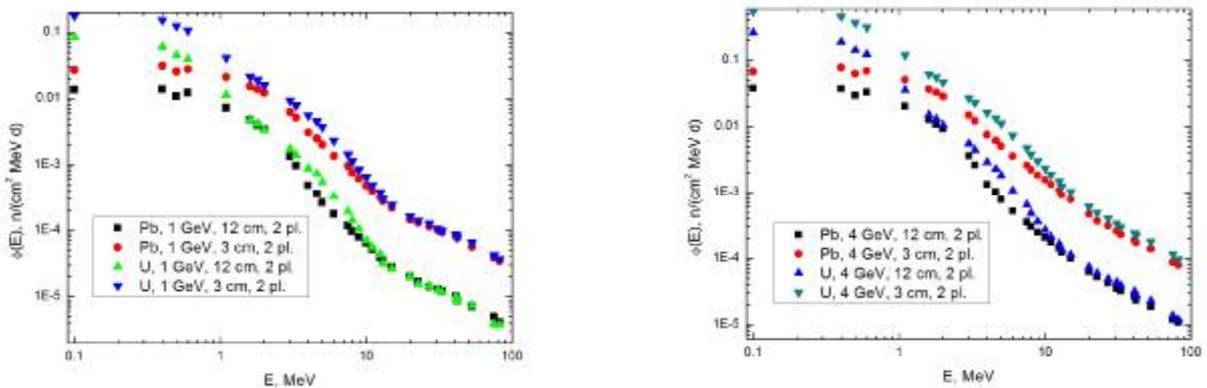


Рис.4. Энергетические спектры нейтронов, измеренные в геометрически идентичных урановой и свинцовой мишенях на расстоянии 11 см от входа пучка на радиусах 3 см и 12 см при энергиях дейтронов 1 ГэВ и 4 ГэВ [36]. Pb- \bullet – 3 см, \blacksquare – 12 см; U - \blacktriangledown – 3 см, \blacktriangle - 12 см.

Результаты интегрирования энергетических спектров нейтронов, полученных в экспериментах [36], - подтверждают количественные оценки роста энерговыделения и коэффициента усиления мощности пучка в зависимости от энергии дейтронов, полученные на основе анализа временных спектров выхода нейтронов из урановой мишени, приведенных выше (Рис.1).

Анализ результатов, полученных в методических экспериментах [36] показывает, что детальные измерения выходов и спектров мгновенных и запаздывающих нейтронов из облучаемых мишеней, - являются важными независимыми инструментами для определения, в частности, коэффициентов усиления мощности. Отметим здесь, что такие системные измерения крайне важны и для получения фундаментальных результатов в области физики высокоэнергетического деления.

Результаты расчетных оценок [17] и экспериментов [14, 36, 37] показывают, что в схеме ЯРТ-энергетики мы имеем возможность работать с жестким спектром нейтронов, имеющим достаточно большую компоненту далеко за границей спектра деления в течение всего ее жизненного цикла.

Жесткий спектр нейтронов в объеме активной зоны ЯРТ-системы, обеспечивает **сдвиг элементного состава осколков деления** всех пережигаемых актинидов в изобарных цепочках ядер, - **в сторону короткоживущих нейтронно-дефицитных ядер.**

Например, вместо образования долгоживущего ^{129}I , образуется стабильный изотоп ^{129}Xe .

Кроме того, такой спектр обеспечивает интенсивное протекание реакций типа (n, xn) , что приводит к сдвигу интегрального состава продуктов деления, в т.ч. и из состава загруженного ОЯТ, - в сторону короткоживущих нейтронно-дефицитных ядер.

Например, в результате реакций $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ один из наиболее опасных изотопов из состава ОЯТ - долгоживущий ^{90}Sr - перерабатывается в короткоживущий ^{89}Sr или в стабильный ^{88}Sr .

Наконец, ужесточение спектра нейтронов приводит к дополнительному подавлению реакций радиационного захвата и к значительному снижению дополнительной наработки долгоживущих радиоактивных материалов.

Укрупненно технология подготовки ОЯТ к использованию в качестве элемента топливной композиции АЗ ЯРТ-реактора будет состоять в капсулировании тонкомолотых материалов ТВС без их предварительной радиохимической переработки и разделения. Аналогично будут готовиться и основные компоненты топлива – обедненный уран и/или торий.

Процесс подготовки ТВС или основных топливных компонентов - обедненного урана и/или тория к использованию в АЗ ЯРТ-реактора, - будет заключаться в следующем.

1. ТВС реакторов ВВЭР или РБМК, без радиохимической переработки, или обедненный уран и/или торий, - механически, в несколько стадий измельчаются до порошкообразного состояния. Из полученных порошков формируются прочные пористые шарики.
2. Снаружи на шарики наносится композитное покрытие, которое должно обеспечить длительную прочность и полную герметичность при их нахождении в высокотемпературной гелиевой среде ($T_{\text{вх}}^{\circ} \sim 300-350^{\circ}\text{C}$, $T_{\text{вых}}^{\circ} \sim 800-900^{\circ}\text{C}$ в высокоэнергетичных мощных нейтронных полях. Оптимальный диаметр капсул будет определен в процессе дальнейших работ, и, по сегодняшним оценкам, будет находиться в диапазоне $\sim 2-5$ мм.

На сегодняшний день предполагается, что сферические капсулы, изготовленные на основе материалов ТВС (ТВС–капсулы), будут размещаться, в первую очередь, в областях активной зоны ЯРТ-реактора с наиболее жестким нейтронным спектром для глубокой переработки содержимого. Однако, в процессе детальных физико-технических работ по обеспечению промышленной реализации схемы ЯРТ-энергетики, - могут сформироваться и совершенно другие подходы к размещению ТВС - капсул в активной зоне.

Например, размещение ТВС-капсул в зонах ЯРТ-реактора с наиболее жестким нейтронным спектром, а также в периферийных областях активной зоны ЯРТ-реактора позволит дополнительно сгладить неравномерное объемное тепловыделение в период выхода ЯРТ-реактора на стационарный режим максимального коэффициента усиления мощности.

Большие возможности в этом плане предоставляет организация активной зоны ЯРТ-реактора на основе структурированной шаровой засыпки. Подробнее эти вопросы рассмотрены в [43, 44].

Нельзя исключать, в частности, возможности формирования загрузки активной зоны первых промышленных ЯРТ-реакторов на основе исключительно ТВС-капсул для организации ускоренной утилизации ОЯТ, накопленного действующими АЭС.

С точки зрения обеспечения ядерной безопасности это не создаст проблем, поскольку в составе ОЯТ ~ 2% легкоделящихся изотопов, а, как было показано выше в параграфе 3.1, даже при паритетной их концентрации ~ 4÷6% ЯРТ-система остается глубоко подкритичной, в результате чего сохраняется жесткий нейтронный спектр.

Можно даже утверждать, что технико-экономические показатели этих первых блоков ЯРЭС будут наиболее высокими, поскольку, во-первых, значительно сократится срок их выхода на стационарный режим максимального коэффициента усиления мощности, а, во-вторых, плата производителей ОЯТ – ныне действующих АЭС - за его, ОЯТ, утилизацию будет в этом случае максимальной.

Безусловно, потребуется разработка «грязной» технологии и создание «грязного» производства по механо-термической переработке отработанных ТВС и фабрикации из них ТВС-капсул.

Однако априори можно утверждать, что **эта «грязная» технология будет заведомо многократно чище используемых и разрабатываемых сегодня технологий переработки ОЯТ**, как для открытого, так и для перспективного замкнутого топливных циклов [5, 6].

Таким образом, **процесс глубокой переработки ОЯТ** в рамках схемы ЯРТ-энергетики не только **совмещается** с выработкой электроэнергии, но и **существенно повышает** при этом **технико-экономические показатели ЯРТ-реактора и ЯРЭС** в целом.

3.3. О роли величины энергии первичного протона и π -мезонов в схеме ЯРТ-энергетики

В задачах, рассматриваемых в настоящее время в качестве прикладных, таких как: подкритические энергетические установки, трансмутация радиоактивных отходов, переработка оружейного плутония и т.п., - предполагается использование сильноточных протонных пучков с энергией не более $1 \div 1,5$ ГэВ.

Поэтому именно в области энергий до 1 ГэВ имеется большое количество экспериментальных данных и, соответственно, оттестирован, как правило на свинце, - целый ряд программных пакетов.

В схеме ЯРТ-энергетики, как указано выше, речь идет об энергиях $10 \div 20$ ГэВ, где количество экспериментальных данных значительно меньше, они не носят системного характера, поскольку имеют чисто научный интерес.

Если подниматься по энергии протона, начиная рассмотрение с 300 – 400 МэВ, то доминирующими будут ионизационные потери энергии протонов в мишени, а на образование нейтронов энергии практически не останется.

Для того чтобы схема заработала, действительно необходимо, чтобы ионизационный пробег стал больше пробега до неупругого взаимодействия, т.е. чтобы трансформация энергии первичной частицы в множественность каскадных частиц и их энергию в результате неупругого соударения с ядрами мишени, произошла ранее, чем частица потеряет значительную часть своей энергии из-за ионизационных потерь. Длина свободного пробега частицы до неупругого столкновения с ядрами мишени L_{in} , т.е. до начала каскада, составляет ~ 17 см для свинца и тория и ~ 10 см для урана.

Проведем оценки ионизационных потерь энергии протоном на длине свободного пробега до неупругого взаимодействия для различных значений энергии первичного протона, воспользовавшись для этого данными для ионизационных пробегов, приведенными в работе [45].

Таблица 6.

E_0	0,7	1	1,5	2	3	5	10	15	20	30	50
ΔE	250	229	215	210	215	226	247	258	268	282	295
E_{in}	0,45	0,77	1,285	1,79	2,785	4,774	9,753	14,75	19,73	29,72	49,71
$\Delta E/E_0$	35,7	22,9	14,3	10,5	7,2	4,5	2,5	1,7	1,3	0,9	0,6

Здесь: E_0 – энергия налетающего протона, ГэВ,

ΔE - ионизационные потери энергии на длине свободного пробега L_{in} , МэВ,

E_{in} - энергия частицы, инициирующей каскад, $E_{in} = E_0 - \Delta E$, ГэВ,

$\Delta E/E_0$ – отношение ионизационных потерь на длине свободного пробега до неупругого соударения с атомами мишени к первоначальной энергии частицы, в %.

Как следует из данных, приведенных в таблице 6, ионизационные потери энергии перед каскадом имеют минимум при энергии ~ 2 ГэВ и с ростом энергии слабо возрастают. **Однако отношение $\Delta E/E_0$ неуклонно уменьшается по мере увеличения E_0 .**

Если задаться вопросом, что выгоднее иметь один протон с энергией 10 ГэВ или десять протонов с энергией 1 ГэВ, то с точки зрения ионизационных потерь ответ очевиден, так как в первом случае потери составят **247 МэВ**, а во втором **2290 МэВ**. С ростом энергии ионизационные потери играют все меньшую роль, и при $E_0 \geq 10$ ГэВ ими можно пренебречь.

Рассматриваемая выше область энергий первичного протона характеризуется также двумя важными особенностями. С одной стороны, в районе 2 ГэВ лежит полная энергия связи тяжелого ядра. С другой стороны, в этом диапазоне энергий происходит значительная перестройка соотношения сечений упругих и неупругих нуклон-нуклонных взаимодействий.

При энергиях ниже порога образования мезонов < 150 МэВ происходят упругие нуклон-нуклонные соударения σ_{el}^{NN} . При энергиях > 150 МэВ становятся возможными неупругие нуклон-нуклонные столкновения σ_{in}^{NN} , сопровождающиеся рождением π -мезонов. Например, при 500 МэВ $\sigma_{in}^{NN} = 4,9$ мбарн, а $\sigma_{el}^{NN} = 25,7$ мбарн.

При увеличении энергии сечения плавно меняются (при ~ 1 ГэВ они становятся примерно равными), при дальнейшем росте энергии продолжается их изменение и они выходят на асимптоту. При энергии > 5 ГэВ они практически не меняются, причем соотношение между упругими и неупругими процессами становится равным [34]

$$\sigma_{el}^{NN} / \sigma_{in}^{NN} \approx 7 \text{ мбарн} / 31 \text{ мбарн} \approx 0,23.$$

При энергии > 5 ГэВ вероятность появления в нуклон-нуклонном взаимодействии одного из 3-х видов π -мезонов примерно равнозначна, т.е. соотношение между сортами π -мезонов составляет $\pi^0 : \pi^+ : \pi^- \sim 1:1:1$.

Масса покоя заряженных π -мезонов составляет ~ 140 МэВ, время жизни $\sim 2,6 \cdot 10^{-8}$ с, для нейтральных π -мезонов они составляют соответственно ~ 135 МэВ и $\sim 0,8 \cdot 10^{-16}$ с [33].

Средняя множественность π -мезонов, рождающихся при неупругом протон-ядерном взаимодействии слабо зависит от атомной массы и растет с увеличением энергии протона. Так при энергии 1,84 ГэВ рождается всего ~ 1 π -мезона всех сортов, при энергии 3,2 ГэВ ~ 2 π -мезонов, при энергии 6,2 ГэВ их уже около 5 [34].

Средняя кинетическая энергия каскадных π -мезонов значительно превышает среднюю энергию каскадных нуклонов и при энергии протона 3,2 ГэВ составляет ~ 240 МэВ [34].

Образовавшиеся в результате внутриядерного каскада π^0 -мезоны имеют малый пробег до распада, поскольку их время жизни мало.

Распадаясь ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$), нейтральные π -мезоны дают начало электрон-фотонному ливню (ЭФЛ), размеры которого невелики (~ 20 г/см²), поэтому тепловыделение от ЭФЛ по существу локализовано в малой окрестности точки конденсированной среды, где произошло неупругое столкновение.

Иначе обстоят дела с заряженной π -мезонной компонентой каскада.

Ионизационный пробег заряженных π -мезонов значительно превышает величину их пробега по неупругим мезон-ядерным взаимодействиям [45], а время их жизни относительно велико. Поэтому, потеряв некоторую долю кинетической

энергии на ионизацию, заряженные π -мезоны поглощаются ядрами вещества мишени в процессе неупругого взаимодействия, отдавая поглотившему их ядру кинетическую энергию и массу покоя. Это приводит к генерации заряженными π -мезонами высокоэнергетичной нейтронной компоненты в межъядерном каскаде.

Встречающиеся в ряде работ указания на то, что с ростом энергии первичного протона выше 1ГэВ будут возрастать потери за счет образования π -мезонов и уноса их энергии в результате их последующего распада в μ -мезоны, обусловлены, как и многие другие заблуждения в области электрояда, экспериментальными результатами, полученными на «классических» ограниченных свинцовых мишенях с размерами не превышающими $\varnothing 20 \times 60$ см.

В ряде работ, в частности, [7-9] в результате рассматривалась возможность гибрида термояда и электрояда на основе мюонного катализа.

Действительно, в экспериментах [14] регистрировался выход заряженных π -мезонов под углом 90° к оси пучка из мишени размерами $8 \times 8 \times 8$ см при энергии 2,0 ГэВ и из мишени размерами $\varnothing 20 \times 20$ см при энергии 2,55 ГэВ.

Полученные в [14] результаты, приведенные на рис. 5 показывают, что на малой мишени при меньшей энергии и, соответственно, при меньшей множественности π -мезонов, - выход заряженных π -мезонов значительно превышает их выход из большей мишени при большей энергии.

В схеме ЯРТ-энергетики, при квазибесконечной активной зоне, **мезообразование способствует повышению доли энергии протонного пучка, идущей на нейтронообразование, и ведет к повышению жесткости нейтронного спектра** в объеме активной зоны. Это приводит к росту доли кинетической энергии пучка, идущей в нейтронообразование при энергии ~ 10 ГэВ, - до $\sim 66\%$.

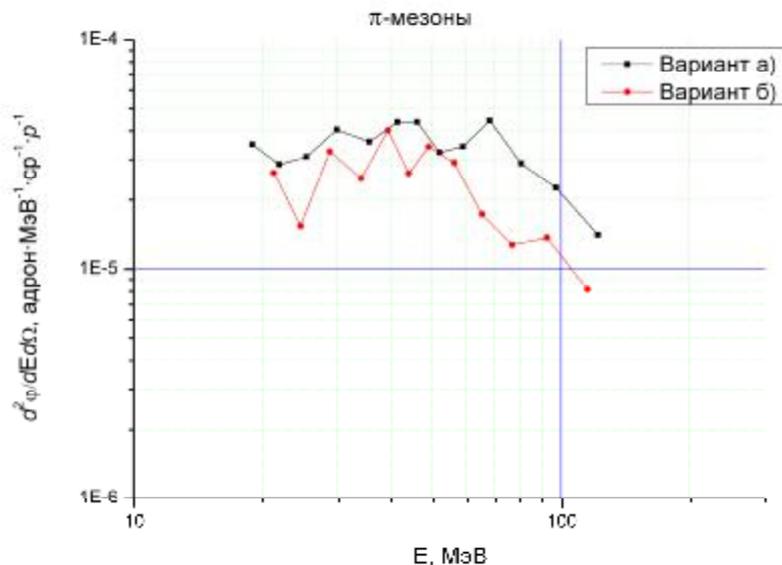


Рис. 5. Энергетические спектры π -мезонов, измеренные под углом 90° для мишени $8 \times 8 \times 8$ см (а), $E_p=2,0$ ГэВ и $\varnothing 20 \times 20$ см (б), $E_p=2,55$ ГэВ [14].

Энергия каскадной струи, относящаяся к протонам, переходит в тепло, поскольку пробег каскадных протонов в конденсированном веществе мал и целиком определяется процессами ионизации и возбуждения атомов.

Следует отметить, что доля протонов в составе каскадной струи, инициированной частицей с энергией < 400 МэВ, ничтожно мала, поэтому второе поколение каскадных частиц генерируется в основном нейтронами и заряженными π -мезонами первого поколения и практически не содержит в своем составе протонов, как впрочем и π -мезонов.

Исходя из этого, можно сказать, что в каскадах второго и последующих поколений вплоть до граничной энергии ~ 50 МэВ, принятой в качестве границы между каскадными процессами и процессами, идущими через составное ядро, протекает каскадное размножение нейтронов.

Увеличение доли энергии идущей на нейтронообразование, также как и энергии возбуждения остаточного ядра E^* , наблюдаемое при увеличении энергии налетающей частицы, обусловлено возрастающей ролью мезонообразования.

Экстраполяция расчетов внутриядерного каскада [34], показывает, что при $E_0 = 10$ ГэВ энергия, затраченная на образование каскадных π^\pm - мезонов $E_{обр}^{\pi^\pm}$, в четыре раза превышает энергию, которая идет на освобождение каскадных нейтронов и протонов, вместе взятых, $E_{обр}^n + E_{обр}^p$.

Кроме того, при неупругих нуклон-нуклонных столкновениях в ядре, часть образовавшихся π -мезонов поглощается в ядре. Энергия возбуждения остаточного ядра при $E_0 = 10$ ГэВ примерно в 2 раза больше, чем при $E_0 = 3$ ГэВ.

Доля π -мезонов в составе каскадной струи с ростом энергии увеличивается. Если рассмотреть некий гипотетический случай, когда с ростом энергии первичного протона в составе каскадной струи останутся только π -мезоны, то для энергии нейтронообразования получим значение $\sim 2/3 E_0$, исходя из соотношения между сортами π -мезонов примерно $\pi^0 : \pi^+ : \pi^- \sim 1:1:1$.

Это говорит о том, что относительная доля энергии первичного протона, идущая на нейтронообразование, начиная с некоторого значения, остается постоянной. Однако, это не касается **абсолютной величины энергии нейтронной компоненты E_n , которая при этом будет линейно возрастать с ростом E_0 , соответственно будет увеличиваться число каскадных частиц и их энергия.** Это приведет к "разрастанию" межъядерного каскада.

Некоторое уменьшение отношения E_n/E_0 можно ожидать в области энергий E_0 , где энергия значительной части каскадных частиц будет > 400 МэВ, тогда в составе вторичных частиц следующих поколений будут присутствовать протоны, энергия которых перейдет в тепло за счет ионизационных потерь.

Таким образом, второй шаг вперед в схеме ЯРТ-энергетики – повышение энергии протонного (дейтонного?) пучка до $10 \div 20$ ГэВ, - позволяет значительно повысить энергоэффективность системы, относительно рассматривавшейся ранее в электроядерной технологии в качестве базовой - энергии 1 ГэВ.

Это становится возможным как за счет серьезного уменьшения ионизационных потерь, так и за счет включения процесса мезонообразования в процесс генерации жесткого нейтронного спектра и повышения коэффициента усиления мощности ЯРТ-реактора.

В результате повышения энергии протонного пучка в схеме ЯРТ-энергетики до ~ 10 ГэВ мы получаем **две дополнительные возможности:**

1. На **порядок снизить требования к току ускорителя**, и ограничиться током **не выше ~ 1 мА** для промышленного блока ЯРЭС, что соответствует сегодняшним показателям ускорителей.

2. За счет использования жесткого нейтронного спектра **проводить глубокую переработку ОЯТ**, в процессе которой **будет вырабатываться не только электроэнергия, но и чистые финансовые ресурсы**, - поскольку его, ОЯТ, использование в схеме ЯРТ-энергетики значительно повысит технико-экономические показатели как самих блоков ЯРЭС, так и всего релятивистского ядерного топливного цикла (ЯРТЦ).

3.4. Об адекватности результатов расчетного моделирования имеющимся экспериментальным результатам

В настоящее время по существу единственным методом, позволяющим оценить нейтронные поля, возникающие в результате развития ядерно-электромагнитного каскада в мишени, является метод Монте-Карло. Несмотря на сложность метода и целый ряд недостатков, таких, например, как сложность учета групповых эффектов, ограниченность периода генератора случайных чисел, длительное время расчета, статистический, а, следовательно, не учитывающий временную картину процессов подход, - этот метод позволяет проводить предварительные математические эксперименты с целью предсказания экспериментальных результатов. Оценки нейтронных полей, полученные с помощью метода Монте-Карло, необходимы при определении диапазона параметров, измеряемых в эксперименте физических величин, состава измерительной аппаратуры, а также для планирования и оптимизации экспериментов.

Все существующие и широко используемые сегодня методы и программы расчета высокоэнергетических каскадов базируются на феноменологических описаниях. Количественное согласие с экспериментами получается с помощью подбора целого комплекса свободных параметров, заложенных в расчетную модель.

Важной проблемой расчетного моделирования является тот факт, что современные программные коды имеют в своем распоряжении весьма неполные элементарные наборы ядерно-физических констант.

В работе большой группы авторов, включающей ведущих специалистов ИТЭФ, ОИЯИ и LANL [46] указывается, что ДДС (дважды дифференциальные сечения) испускания нейтронов из свинца, измеренные при энергии первичных протонов до 0,8 ГэВ в лабораториях LANL, KEK, SATURNE, согласуются между собой и не противоречат результатам вычислений по транспортным программам во всем измеренном интервале энергий нейтронов.

В то же время различия экспериментальных и расчетных данных в этом энергетическом диапазоне для мишеней с малым массовым числом доходят до 100 %.

При увеличении энергии первичного протона до нескольких ГэВ наблюдается значительное расхождение в экспериментальных данных и ухудшение их соответствия с расчетными результатами [46].

Особо обратим внимание на то, что в [46] речь идет о работах и измерениях на мишенях с максимальными размерами $\varnothing 50 \times 50$ мм.

С целью понять адекватность результатов, получаемых с использованием наиболее популярных расчетных кодов имеющимся экспериментальным данным, а также, чтобы оценить пределы возможностей использования существующих программ для расчетного моделирования в интересах практической реализации схемы ЯРТ-энергетики, - нами было выполнено их тестирование для определения соответствия получаемых расчетных данных результатам ряда экспериментальных работ.

Вначале было проведено расчетное моделирование интегральных экспериментов на протяженной свинцовой мишени группы В.И. Юревича [14].

В таблице 7 представлено сравнение результатов нашего моделирования с экспериментальными данными по средним выходам нейтронов всех энергий и нейтронов с энергией выше 20 МэВ из протяженной ($\varnothing 20 \times 60$ см) свинцовой мишени в зависимости от энергии падающего протона.

Из данных таблицы 7 видно, что все использованные программы весьма неплохо описывают полный выход нейтронов Y при всех энергиях, за исключением MCNPX: INCL4+ABLA, которая при энергиях выше $\sim 2,0$ ГэВ начинает давать значительные отклонения.

Когда же дело доходит до описания **высокоэнергетичной компоненты нейтронного излучения**, то **все использованные программы «дружно»**, при всех рассмотренных энергиях протонов **дают существенное занижение ее выхода**. И это **на свинце**, который наиболее хорошо изучен.

Таблица 7.

Средние выходы нейтронов всех энергий Y и нейтронов с энергиями выше 20 МэВ Y_{20} на пучках протонов для протяженной свинцовой мишени ($\varnothing 20 \times 60$ см) на один падающий протон и отношение расчетной величины к экспериментальному результату [14] С/Е.

E _p , ГэВ	Эксперимент(n/p)		MCNPX: INCL4+ABLA		MCNPX: BERTINI		Fluka 2008.3	
	Y	Y ₂₀	Y	Y ₂₀	Y	Y ₂₀	Y	Y ₂₀
0.994 С/Е	24.1±2.9	2.1±0.4	23.7(2%) 0,983	1.62(2%) 0,771	24.1 1,000	1.45 0,690	24.4 1,012	1.40 0,667
2.0 С/Е	44.4±5.3	4.7±0.8	46.1(2%) 1,038	3.29(3%) 0,700	49.7 1,119	3.02 0,643	48.7 1,097	3.21 0,683
2.55 С/Е	63.5±7.6	5.8±1.9	50.5(1%) 0,795	3.99(1%) 0,688	62.5 0,984	3.88 0,669	60.1 0,946	4.10 0,707
3.17 С/Е	71.6±8.6	6.8±1.2	57.9(1%) 0,809	4.66(1%) 0,685	76.3 1,066	4.89 0,719	72.14 1,008	5.03 0,740
3.65 С/Е	80.6±9.7	8.5±1.5	62.6(1%) 0,777	5.14(1%) 0,605	86.8 1,077	5.5 0,647	80.2 0,995	5.67 0,667

Следующим этапом нашего тестирования стало моделирование экспериментов группы В.И. Гольданского [13] на мишени из природного урана, массой 3,5 т при энергии протонного пучка 660 МэВ. С учетом асимметрии ввода пучка в этих экспериментах, нами рассматривалась эквивалентная симметричная модель.

Сравнение некоторых интегральных результатов этих экспериментов с расчетами по коду MCNPX 2.5 (С/Е), приведено в таблице 8, в которой Y – выход

ядер ^{239}Pu , η_{38} - количество актов деления урана-238, η_{35} – количество актов деления урана-235 в расчете на один 660 МэВ протон.

Как видно из таблицы 8 программа значительно занижает выход плутония, но еще хуже дает число делений, которые и отвечают, в основном, за энергетический баланс в мишенях.

Отметим, что программа считала полное число делений, а в экспериментальных данных не учтены в сумме 3-4 деления, происходящих в центральной (каскадной) области мишени [13].

Таблица 8.

Выход ^{239}Pu и число актов деления ядер урана в мишени из природного урана

	$E_p = 660 \text{ МэВ}$		
	Y	η_{38}	η_{35}
Эксперимент [13]	46.4 ± 4	14.6 ± 1.3	3.9 ± 0.4
Расчет С/Е	36.0 ± 0.1 0.776	9.05 ± 0.01 0.620	2.25 ± 0.01 0.577

В декабре 2008 г. в ПИЯФ РАН (Гатчина) по инициативе ЦФТП «Атомэнергомаш» совместно со специалистами ГНЦ РФ ФЭИ были проведены измерения полного энерговыделения в теплоизолированных образцах. Для этой цели свинцовая матрица массой ~ 550 кг облучалась квазинепрерывным потоком протонов с энергией 1 ГэВ в течение 600 с [47].

В первом цикле в матрицу помещался калориметр, содержащий вставку из свинца, во втором – калориметр, содержащий вставку из обедненного урана массой ~ 3,2 кг, тех же геометрических размеров (~ Ø50×100 мм), что и свинцовая.

Энерговыделение определялось по приращению температуры в калориметрах, измеряемой с помощью двух термодатчиков. Один монтировался по оси цилиндрического образца, второй на периферии.

В обоих циклах облучения наблюдался устойчивый линейный рост температуры вставок, причем для обоих термопреобразователей (Рис. 6).

Равенство температур в центре и на периферии свидетельствует о равномерном нагреве образцов. Флюенс протонов выбирался таким образом, чтобы температура вставки не превышала 65 °С, когда начинают сказываться эффекты теплообмена с окружающей средой.

Темп роста температуры при одинаковом токе пучка в приведенных случаях различен. Нагревание свинца происходило со скоростью около 13,0 град/10 мин, а урана 35,5 град/10 мин (абсолютная погрешность термодатчиков составляет 0,05°С).

По данным термометрии легко получить полное энерговыделение в образцах:

$$E_{\text{dep}} = C_p m \Delta t \eta ,$$

где - C_p - удельная теплоемкость материала, m – масса образца, η - поправка на пространственную неравномерность энерговыделения в образце.

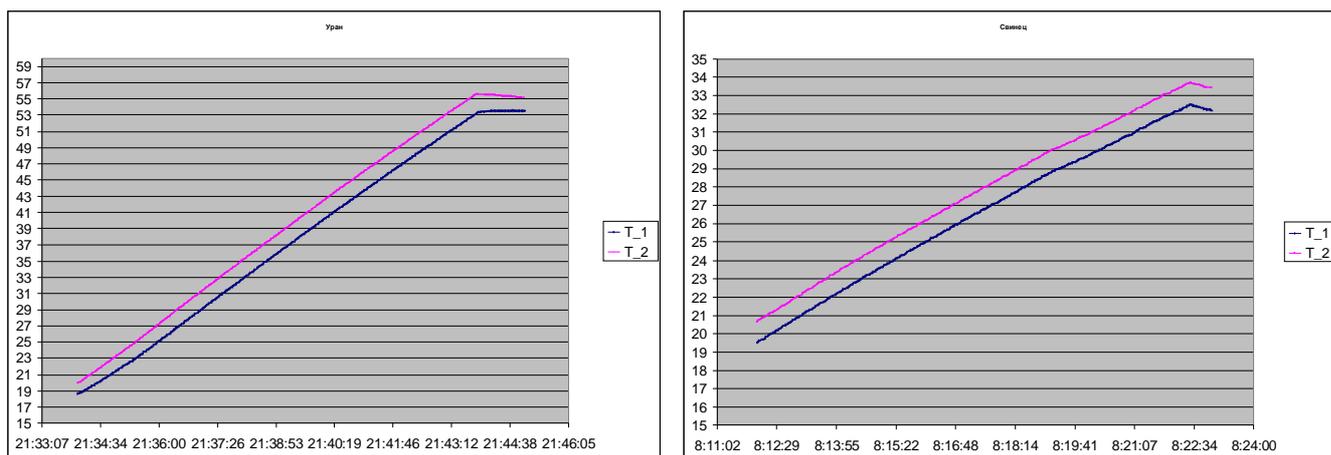


Рис. 6. Показания термодатчиков, вмонтированных в урановый (слева) и свинцовый (справа) калориметры (образцы). Шкала второго датчика для наглядности смещена примерно на 1°C [47].

Результаты несложных вычислений приведены в табл. 9, где они сравниваются с результатами моделирования с помощью кода MCNPX 2.5.

В случае свинца согласие расчетов и эксперимента вполне удовлетворительное, однако, для **урана** теоретическое (**расчетное**) значение **существенно**, на ~ 40 МэВ в расчете на 1 падающий протон, **ниже наблюдаемого**.

Полагая, что удельные ионизационные потери энергии протонов рассчитываются вполне надежно (о чем свидетельствует сравнение данных для свинца), обнаруженную **разницу следует отнести на счет недооценки в расчетах скорости реакций деления урана** в поле нейтронов, как каскадных, так и отраженных от свинцовой матрицы.

Причина этого может крыться в **несовершенстве константной базы** расчетной программы **в части, связанной с множественностью нейтронов, особенно в жесткой части их энергетического спектра**. Абсолютное значение энерговыделения, которое можно ассоциировать с делением урана составляет ~ 105 МэВ.

Таблица 9.

Выделение энергии в урановом и свинцовом образцах, помещенных в свинцовую матрицу (МэВ на 1 падающий протон с энергией 1 ГэВ) [47].

Материал	Деление, нейтроны	Фотоны + протоны	Всего расчет	Эксперимент
Обедненный уран	61.7	130.6	192.3	235.6
Свинец	0.2	74.4	74.6	70.0

Как видно из данных таблицы 9, при вполне удовлетворительном совпадении расчетов по энерговыделению для свинца, для обедненного урана **отношение** результатов расчетов к эксперименту по делению составляет **C/E $\sim 0,59$** .

Кратко подведем итоги нашего тестирования.

Вынуждены констатировать, что в настоящее время **не существует программных кодов, которые можно было бы ответственно использовать для надежных расчетов** параметров активной зоны реальных ЯРТ-реакторов.

Особо отметим, что для свинца наблюдается **вполне приемлемое соответствие** расчетных и **полных**, экспериментально полученных, **интегральных** характеристик, **хотя, что крайне важно** для наших целей, **существенно занижается роль высокоэнергетичной компоненты нейтронного излучения.**

В то же время для **делящихся размножающих сред** существующие верифицированные программы дают значительное, **до ~ 2 раз, занижение даже интегральных характеристик**, как нейтронного излучения, так и энерговыделения, причем не только для достаточно больших (~ 3,5 т) мишеней при относительно малых (660 МэВ) энергиях, - **но даже и для весьма малых мишеней ~ 3 кг, при «калиброванной» энергии 1 ГэВ.**

3.5. Несколько слов о возможностях ускорительной техники

Длительное время вопрос о практическом использовании электроядерной технологии являлся чисто гипотетическим, поскольку ускорители требуемых параметров являлись сугубо физическими приборами уникального исполнения, непригодными для широкомасштабного практического использования.

Например, крупнейший в мире Лос-Аламосский линейный протонный ускоритель на энергию 0,8 ГэВ имеет длину ~ 805 м, т.е. ~ 1 ГэВ/км.

Представить себе реальное промышленное использование установки длиной 1 км, а уж тем более ~ 10÷20 км – нереально.

В последние 30-40 лет произошло интенсивное развитие ускорительных технологий, стимулированное, в первую очередь, работами в рамках американской программы СОИ и аналогичной советской программы. Это привело к принципиальному совершенствованию ускорительной техники, что предопределило возможность перевода разработок в области электроядерной технологии в практическую плоскость.

Одной из наиболее перспективных ускорительных разработок для реализации электроядерной технологии в промышленном масштабе и, особенно, для принципиально новой схемы электроядерного метода – схемы ЯРТ, - является уникальная российская технология компактного модульного трехмерного линейного ускорителя на обратной волне по схеме BWLAP/ABC3D (УЛОВ) [28, 48÷56].

Лучшей независимой экспертизой ускорителя УЛОВ для прикладных целей может служить его высокая оценка в работе американских специалистов 1994 г., выполненной по заказу Стратегического космического командования США [57].

В этой работе, в частности, делается **вывод** о том, что **технология BWLAP – единственная** ускорительная технология, на основе которой **возможно создание реальных промышленных коммерческих изделий**, а не уникальных физических приборов – монстров.

Анализ [57] показывает, что ускорители, созданные на основе технологии BWLAP/ABC3D, - обеспечат:

- высокую надежность, экономичность и экологическую чистоту;
- безопасность и простоту обслуживания;
- предельно **низкую себестоимость** как **производства**, так и **эксплуатации ускорителей**;
- предельно малые массо-габаритные характеристики;
- универсальность и широкий спектр практического применения.

На текущий момент разработчиками завершены: стадия фундаментальных исследований нового метода ускорения «на обратной волне», стадия НИОКР и созданы два опытных образца ускорителей протонов, на которых отработаны все ключевые технологии и методики производства основных элементов конструкции BWLAP/ABC3D, создана необходимая для организации производства кооперация.

Задачи, которые удалось решить при создании технологии BWLAP/ABC3D [28]

- Решить проблему продольной и поперечной устойчивости ускорения ионов.
- Осуществить 95%-ный захват пучка, инжектируемого непрерывным потоком в ускоритель, - в режим устойчивого ускорения.
- Решить проблему минимизации токоосаждения в ускорителе - **потери частиц** в процессе ускорения, по сравнению с ныне действующими и проектируемыми традиционными системами, - **близки к абсолютному нулю**.
- Увеличить в 10 раз частоту ускоряющего ионы высокочастотного поля и осуществить ускорение ионов в дециметровом диапазоне длин волн.
- **Уменьшить** более чем **на порядок поперечные размеры** ускоряющих структур.
- **Уменьшить на порядок продольные размеры** ускорительного тракта и **получить больший КПД** преобразования ВЧ-мощности в кинетическую энергию пучка.
- **Кардинально уменьшить общие габариты ускорителя** при выполнении его в компоновке ABC3D, т.е. в виде «Трехмерного Ускорителя».
- Осуществить **перевод сгустков** из секции в секцию (в многосекционном ускорителе) **методом «инжектирования пучка в центр сепаратрисы»** и, тем самым, минимизировать рост продольного фазового объема пучка. Это позволило, в частности, обеспечить чрезвычайно низкую чувствительность характеристик ускоряемого пучка к ошибкам «установки значений ВЧ-фаз ввода пучка в секцию» и к уровню установленной ВЧ-мощности в секциях.
- Решить **проблему тепловыделения ВЧ-мощности** в структурах ABC3D путем организации теплосъема с **ускоряющих структур потоком воды**.

Проведенные проработки показывают, что размеры ускорителя выполненного по технологии BWLAP/ABC3D на энергию 10 ГэВ и ток $\sim 1\div 3$ мА, - составят $\sim 60\times 30\times 12$ метров, а КПД $\sim 60\%$.

3.6. Коротко об особенностях и технологической готовности к реализации основных систем схемы ЯРТ-энергетики

Когда речь идет о создании такой системы, по сути, принципиально новой отрасли ядерной энергетики, всегда возникает вопрос о том, насколько она будет реализуема на практике, в реальном «железе».

На примере термояда мы уже ~ 50 лет наблюдаем, как теоретически безупречная идея, реализованная самой Природой на Солнце, - при ее практической реализации может столкнуться с такими технологическими проблемами, что «море дешевой, экологически чистой энергии», - останется недостижимой мечтой человечества еще на многие десятилетия.

Разберемся, в концептуальном плане, во что выливается схема ЯРТ-энергетики при ее техническом воплощении в виде серийного промышленного блока ядерной релятивистской электростанции (ЯРЭС).

Блок ЯРЭС включает в себя: ускоритель; систему транспортировки пучка в активную зону; ЯРТ-реактор с активной зоной, выполненной в виде структурированной шаровой засыпки; системы 1-го контура, обеспечивающие прокачку и очистку теплоносителя и генерацию пара; оборудование 2-го контура для преобразования тепла в электричество.

Рассмотрим кратко основные системы блока ЯРЭС и порядок их работы с целью определения наличия критических или отсутствующих в настоящее время технологий, необходимых для реализации схемы ЯРТ-энергетики.

Ускоритель

Ускоритель является ключевым элементом новой схемы электроядерной технологии.

Как указывалось выше, отработаны или имеются в распоряжении все ключевые технологии и методики производства и сборки основных элементов конструкции **ускорителя BWLAP/ABC3D**.

Однако, несмотря на глубокую проработанность этой технологии, большие научно-технические заделы и экспериментальную демонстрацию работоспособности и основных преимуществ метода ускорения протонов на обратной волне, на сегодняшний день нет ни одного полномасштабного работающего ускорителя протонов на основе этой технологии.

Система транспортировки пучка в активную зону

Выходящий из ускорителя протонный (дейтонный?) пучок разводится на два протонопровода, по которым поступает с двух сторон в активную зону ЯРТ-реактора, проходя по дороге через блоки развертки пучка и окна ввода.

Введение развернутого (сканирующего по радиусу ~ 40-50 см) пучка в квази-бесконечную глубоко подкритическую активную зону с двух сторон через углубленные в объем зоны на ~ 50-100 см окна ввода **позволяет решить** в рамках схемы ЯРТ-энергетики сразу несколько технических проблем, **принципиально нерешаемых** в «классических» схемах ADS:

- **проблему неравномерности энерговыделения** в центре и во всем объеме активной зоны, т.е. принципиально устранить проблему теплоотвода от ограниченной нейтронопроизводящей мишени, в которую вводится узкий протонный пучок мощностью $\sim 10\div 30$ МВт и крайне неравномерно высвобождается $\sim 60\%$ его мощности;
- **проблему крайне теплонапряженного входного окна**, за счет использования расходящегося сканирующего пучка протонов, в результате чего, в частности, плотность потока протонов на см^2 снизится на 3-4 порядка;
- **обеспечить дополнительное снижение** плотности потока протонов на см^2 входного окна в ~ 20 раз за счет снижения тока протонов на порядок при энергии 10 ГэВ и ввода пучка с двух сторон.

Все перечисленные выше технические решения лежат в поле обычных технологических возможностей ускорительной техники и машиностроительных технологий, не создают каких-либо принципиальных проблем и не выходят за пределы обычных традиционных технологических решений.

ЯРТ-реактор и его активная зона

Как указывалось выше, ЯРТ-реактор и его активная зона реализуются на базе структурированной шаровой капсулированной засыпки, элементы которой изготавливаются на основе микротвэльной технологии. Тепло, выделяемое в активной зоне в процессе работы ЯРТ-реактора, снимается высокотемпературным гелиевым теплоносителем.

Размеры активной зоны выбираются, в первую очередь, таким образом, чтобы по ходу пучка укладывалось не менее 5-6 длин его свободного пробега по неупругим взаимодействиям, что обеспечит, с одной стороны, максимально полную утилизацию его, пучка, потенциала, а, с другой стороны, реализацию всего «каскадного дерева» внутри активной зоны.

Безусловно, из соображений наибольшей жесткости реализуемого нейтронного спектра, было бы целесообразнее использовать карбидное или нитридное топлива на основе обедненного урана, содержащие по 1 атому замедлителя на 1 атом урана-238. Кроме того, они имеют более высокую плотность и позволяют сделать более компактной активную зону.

Однако на сегодняшний день промышленные технологии работы с такими топливами не отработаны, хотя и имеются все предпосылки для их создания.

В то же время технологии оксидного топлива UO_2 давно и широко используются в атомной отрасли. Отработаны в промышленном масштабе и технологии изготовления шаровых микротвэлов на основе двуокиси урана, на базе которых будут реализованы технологии изготовления ТВС-капсул и основных топливных капсул (Т-капсул). Ряд необходимых элементов технологии ТВС-капсул реализован при производстве МОХ-топлива.

Т-капсула, изготовленная по микротвэльной технологии, представляет собой шарообразный пористый топливный керн, изготовленный из двуокиси обедненного урана, диаметром 2 - 5мм, окруженный защитной силовой композитной оболочкой, препятствующей выходу в теплоноситель продуктов деления.

Использование топлива ЯРТ-реактора в виде структурированной шаровой капсулированной засыпки обусловлено тем, что это обеспечивает поверхность теплообмена, многократно превышающую размеры поверхности теплообмена при использовании традиционных стержневых ТВЭЛов.

Кроме того, из-за малых размеров Т- и ТВС-капсул температура топливного ядра превышает температуру теплоносителя не более чем на $30\div 60^{\circ}\text{C}$.

Еще одно несомненное преимущество применения шаровых топливных капсул в активной зоне ЯРТ-реактора состоит в том, они позволяют организовать, при необходимости, непрерывную или периодическую перегрузку компонент топливной композиции в течение кампании, не вскрывая (и, возможно, не останавливая) реактор. При этом конструктивное устройство ЯРТ-реактора по сравнению с традиционными реакторами - существенно упрощается, так как отсутствует необходимость в классическом комплексе систем управления и защиты (СУЗ).

Отметим, что имеются большие научно-технические и технологические заделы как по организации эффективного теплообмена в структурированной шаровой засыпке активной зоны, так и по реализации преимуществ шаровой засыпки для организации процессов перегрузки АЗ [43, 44].

Исходя из вышеизложенного, на сегодня предполагается, что размеры активной зоны ЯРТ-реактора составят: диаметр ~ 4 м и высота ~ 4 м.

С учетом углубленных в объем зоны на \sim на $0,5\div 1$ м окон ввода пучка, пробег пучка до выхода из зоны составит $\sim 3\div 3,5$ м. При средней плотности шаровой засыпки двуокиси урана (с учетом коллекторных полостей для организации течения теплоносителя) ~ 5 г/см³, на 3-метровом пробеге пучка уложится ~ 7 длин свободного пробега. Это приведет к снижению его интенсивности до величины значительно меньшей 0,1%. С учетом ввода пучка в активную зону с двух сторон и «размазывания» его по объему активной зоны за счет сканирования, - можно ожидать плотности потока протонов на выходе из зоны менее $10^7/\text{см}^2\cdot\text{с}$.

Учитывая толщину графитового отражателя ~ 20 см, внутренний диаметр корпуса ЯРТ-реактора не превысит 4,5 м.

Все технологии промышленного серийного изготовления таких корпусов давно отработаны и реализованы.

Объем активной зоны ЯРТ-реактора составит ~ 50 м³, средняя плотность энерговыделения при выработке 2000 МВт тепловых (1000 МВт электрических) - составит 40 кВт/л. При использовании в перспективе карбидного или нитридного топлива - объем активной зоны может быть уменьшен, а средняя плотность энерговыделения, соответственно – увеличена.

Особо отметим, что **объем активной зоны ЯРТ-реактора определяется физикой протекания ядерных процессов**, т.е. габаритные размеры зоны будут практически одинаковы и для тепловой мощности 50 МВт и для тепловой мощности 5000 МВт. Отличия и особенности, определяемые базовым уровнем тепловой мощности, будут определяться схемой внутреннего структурирования объема активной зоны, связанной с организацией эффективного теплосъема.

Это подтверждает, что схема ЯРТ-энергетики является схемой именно базовой энергетики, и при малой установленной вырабатываемой мощности ее использование будет экономически нецелесообразно.

Загрузка активной зоны ЯРТ-реактора составит ~ 200 т по урану-238.

При выработке тепловой мощности 2000 МВт, за год выгорает ~ 800 кг урана.

Таким образом, **чисто физически - загрузки урана-238** в активной зоне ЯРТ-реактора хватит более чем **на ~ 200 лет** работы при выработке 2000 МВт тепловой мощности. (Не будем здесь обсуждать, при какой величине остатка урана-238 в активной зоне ЯРТ-реактора, - энерговыделение при постоянной мощности ускорителя упадет до экономически неприемлемых величин, – это есть предмет работы, причем далеко не первоочередной).

При этом очевидно, что, **чисто технически**, в процессе работы ЯРТ-реактора **возникнет необходимость перегрузки** топливных капсул, в первую очередь, для контроля состояния внутрикорпусных устройств, а, возможно, и для **рефабрикации капсул**, необходимость в которой может возникнуть в случае нарушения герметичности их покрытий - оболочек. Какова будет периодичность перегрузок зоны - 15-20-30 лет, и каковы будут особенности процесса рефабрикации капсул, в случае если это потребуется, - ответы на эти вопросы будут получены в процессе работы опытно-промышленного блока ЯРЭС. На сегодняшнем уровне знаний вполне можно предполагать, что период перегрузок составит не менее ~ 15 лет, а процесс рефабрикации будет, скорее всего, сродни процессу нанесения покрытий в процессе изготовления ТВС-капсул.

Сейчас же для нас важен тот факт, что, несмотря на принципиальное упрощение конструкции ЯРТ-реактора по сравнению с современными традиционными реакторами, перегрузок, а возможно и перестановок, топлива раз в 15-30 лет не избежать. Это должно быть предусмотрено конструктивно-технологическими решениями ЯРТ-реактора и всего блока ЯРЭС.

Таким образом, для изготовления ЯРТ-реактора нет технологических препятствий, связанных с принципиальным отсутствием каких-либо промышленно освоенных технологий.

Второй контур

Как отмечалось выше, отсутствие ограничений, связанных с использованием теплоносителя в качестве замедлителя, позволяет в схеме ЯРТ-энергетики использовать наиболее прогрессивные технические решения 2-го контура преобразования тепла в электричество, реализованные в современных тепловых электростанциях (ТЭС). Кроме того, имеется серьезный научно-технический задел для их серьезного инновационного развития [43].

Это позволит обеспечить КПД второго контура на уровне до ~ 60%, и полный КПД всего блока ЯРЭС до 55%.

В результате при реализации широкомасштабной ЯРТ-энергетики дополнительно значительно снижается тепловое загрязнение окружающей среды.

Таким образом, все технологии второго контура и парогенератора имеются в наличии и не создадут каких-либо проблем при промышленной реализации блока ЯРЭС.

Релятивистский ядерный топливный цикл (ЯРТЦ)

Релятивистский ядерный топливный цикл (ЯРТЦ) будет существенно проще и чище традиционного.

Безусловно, извлечение урана-235 из уранового концентрата потребуется, но для использования его в космических энергодвигательных программах и для других применений.

Отвальный (обедненный) уран и накопленный ОЯТ станут топливом для ЯРТ-реакторов. Страны, обладающие большими запасами тория и стремящиеся к топливной независимости, будут развивать у себя ториевую топливную промышленность.

Дальнейшие рассуждения о характеристиках ЯРТЦ в настоящее время были бы непродуктивны, поскольку это является, безусловно, предметом работы по одному из направлений промышленной реализации ЯРТ-энергетики.

Важным является лишь то, что в настоящий момент принципиальных технологических препятствий для создания ЯРТ-энергетики по топливному циклу – нет. Отсутствие в настоящий момент промышленной технологии изготовления ТВС-капсул и Т-капсул, о которой упоминалось выше, не препятствует созданию ЯРТ-энергетики. Не вызывает сомнений, что эта технология будет реализована в кратчайшие сроки, поскольку базируется на существующих современных технологиях.

Анализ технологического обеспечения возможностей технической реализации схемы ЯРТ-энергетики в виде промышленного крупномасштабного блока ЯРЭС показывает, что практически все технологии для серийного промышленного производства ЯРТ-систем на сегодняшний день или имеются в наличии, или имеется серьезный научно-технический, опытно-конструкторский и технологический задел для их реализации.

Таким образом, с технологической точки зрения схема ЯРТ-энергетики практически готова к началу промышленного внедрения.

3.7. Основные преимущества схемы ЯРТ-энергетики в рамках ее жизненного цикла

Проанализируем основные ожидаемые отличия жизненного цикла блока ЯРЭС, определяемые особенностями ядерно-физических процессов, протекающих в активной зоне ЯРТ-реактора, чтобы понять каким образом в схеме ЯРТ-энергетики могут быть решены фундаментальные недостатки, присущие современным атомным энергетическим технологиям.

Вопросы запуска и вывода ЯРТ-реактора на проектную мощность - с физической точки зрения обсуждены выше, на уровне сегодняшнего понимания процесса работы схемы ЯРТ-энергетики.

Обратим внимание на такую, новую для ядерной энергетики, важнейшую характеристику схемы ЯРТ-энергетики, - **возможность работы в маневренном режиме.**

Эта возможность реализуется за счет особенностей протекания каскадных процессов в глубоко подкритической активной зоне и, соответственно, жесткого нейтронного спектра, формируемого внешним, распределенным в активной зоне, источником нейтронов. В результате в схеме ЯРТ-энергетики в течение ее жизненного цикла отсутствует само понятие отравления ядерного горючего.

Безопасность ЯРТ-реактора определяется тем, что в течение всего жизненного цикла сохраняется глубокая подкритичность активной зоны. Это обеспечивает возможность мгновенной остановки процесса при любом постороннем вмешательстве и/или возникновении любой аварийной ситуации.

Режим нераспространения обеспечивается тем, что в течение всего жизненного цикла ЯРТ-реактора, в т.ч. и в технологическом процессе рефабрикации топливных капсул, - отсутствует по определению процесс выделения плутония. Это исключает возможность несанкционированного использования наработанного в пределах паритетной концентрации плутония в процессе работы блока ЯРЭС.

Одной из серьезнейших проблем современной атомной энергетики является **проблема** непрерывной наработки долгоживущих радиоактивных отходов – продуктов деления и актинидов. Основы физики решения этой проблемы в схеме ЯРТ-энергетики рассмотрены в параграфе 3.2.

Рассмотрим подробнее, как решается эта проблема в схеме ЯРТ-энергетики в **процессе вывода ЯРТ-реактора из эксплуатации**.

Процесс вывода ЯРТ-реактора из эксплуатации разбивается на два принципиально различных этапа.

1-й этап – это **режим глубокой переработки** накопленных продуктов деления и накопленных, в пределах паритетной концентрации, трансуранов, завершающий активную часть жизненного цикла ЯРТ-реактора.

По сегодняшним представлениям срок начала режима глубокой переработки будет определяться, в первую очередь, значительной выработкой ядерного горючего (стартовая загрузка составляет ~ 100%) и невозможностью дальнейшего поддержания режима генерации установленной мощности. Этот срок, чисто физически, в зависимости от генерируемой мощности может составлять и 100 и даже 200 лет.

Режим глубокой переработки сопровождается генерацией постепенно уменьшающейся, по мере выгорания остатков урана и трансуранов, мощности. Длительность этого режима определяется снижением генерируемой мощности до уровня энергетической самодостаточности системы. В течение этого режима, который, по сегодняшним оценкам, может продолжаться в пределах 1-2 лет, за счет присутствия в активной зоне в основном легких и средних ядер (осколков деления), нейтронный спектр становится все более жестким.

В результате происходит как активное выгорание накопленных трансуранов, так и глубокая трансмутация накопленных продуктов деления за счет, в первую очередь, реакций типа (n, xn) , и каскадных реакций. Это приведет к тому, что в конце режима глубокой переработки в активной зоне останутся, в основном, короткоживущие, легкие нейтронно-дефицитные изотопы.

Этот режим обеспечивает утилизацию всех ранее наработанных, а также используемых с самого начала актинидов, включая актиниды из состава ОЯТ первоначальной загрузки - до уровня принципиально меньшего, чем стартовый.

(Напомним, что, по приведенным выше оценкам, при стартовой концентрации урана-235 в обедненном уране $\sim 0,3 \div 0,4$ % - мы можем иметь коэффициент усиления ~ 17 . А для обеспечения энергетической самодостаточности ЯРТ-системы его необходимо иметь ~ 4).

2-й этап – это собственно вывод ЯРТ-реактора из эксплуатации, завершаемый его демонтажем.

На этом этапе производится останов блока ЯРЭС по причине снижения генерируемой мощности до величины мощности, потребляемой на собственные нужды.

Особенностью этого этапа является то, что ЯРТ-реактор представляет собой одну из трех основных систем ЯРЭС и время (срок) работы, после которого будет необходим его вывод из эксплуатации, будет определяться завершением режима глубокой переработки.

Две же другие системы, а именно ускоритель и второй контур после капитального ремонта и модернизации могут продолжать эксплуатироваться. Отдельно будет стоять вопрос о чисто временной стойкости строительных конструкций этих систем, однако, как можно предположить на сегодня, - этот вопрос технически решаемый.

На территории ЯРЭС не предполагается значительных хранилищ, а в ЯРТ-реакторе к моменту полного завершения генерирующего цикла (кампании) останутся, как предполагается, в основном, короткоживущие отходы.

Это дает возможность рядом с отработавшим свой ресурс ЯРТ-реактором поставить новый и, связав его с машзалом второго контура, а также перенаправив протонопроводы ускорителя, - запустить новый ЯРТ-реактор на той же территории, с теми же кадрами высококвалифицированных специалистов, инфраструктурой, и с теми же системами ускорителя и второго контура.

Таким образом, территория не выводится из эксплуатации, новый ЯРТ-реактор работает, а выведенный из эксплуатации реактор через 3-5-10 лет, после распада основных высокоактивных отходов, демонтируется, без помех для работы обновленного блока и без паразитных непроизводительных затрат.

Все вышеизложенное позволяет вполне обоснованно ожидать, что промышленная реализация **схемы ЯРТ-энергетики**, помимо **полного выполнения 1-го и 4-го, обеспечит также полное выполнение 2-го и 3-го фундаментальных требований МАГАТЭ** к широкомасштабной ядерной энергетике.

Вместо заключения

Кратко подытожим результаты концептуального анализа возможностей создания широкомасштабной ядерной энергетики.

Выработанные МАГАТЭ **четыре** фундаментальных **требования** к широкомасштабной ядерной энергетике позволили с единых позиций оценить возможности всех современных направлений развития ядерной энергетики.

Установлено, что традиционные технологии, в рамках как тепловых, так и быстрых реакторных установок не удовлетворяют полностью ни одному из четырех требований МАГАТЭ. При этом наиболее важным является то, что не обеспечивается выполнения 1-го фундаментального требования – неограниченности запасов топливного сырья. Показано, что классические электроядерные системы в рамках обычно рассматриваемых схем ADS класса EA («Усилитель энергии»), – нежизнеспособны в качестве основы широкомасштабной ядерной энергетики.

Единственной реальной перспективой выполнения фундаментальных требований к широкомасштабной ядерной энергетике сегодня является использование более жесткого, чем делительный, спектра нейтронов.

Для практической реализации этого пути предложена принципиально новая схема электроядерного метода, основанная на ядерных релятивистских технологиях (схема ЯРТ). В новой схеме предлагается вернуться к глубоко подкритической активной зоне (АЗ) из природного или обедненного урана и/или тория, как это и предполагалось делать в многочисленных работах по электроядерному бридингу, выполненных в разные годы, в первую очередь в ОИЯИ. При этом, в отличие от схемы электроядерного бридинга, в схеме ЯРТ-энергетики предусматривается снять задачу наработки легкоделящихся изотопов для обеспечения работы нескольких тепловых реакторов.

В новой схеме предложено повысить энергию первичного протонного пучка до $10\div 20$ ГэВ. Это позволяет снизить на порядок требуемый ток ускорителя при той же мощности пучка, значительно повысить долю энергии пучка, идущую на нейтронообразование, и жесткость нейтронного поля в объеме активной зоны. При этом, в отличие от «классической» электроядерной технологии (ADS), принципиально проще решаются проблемы охлаждения нейтронопроизводящей мишени и организации окна ввода пучка.

Детальный концептуальный анализ физико-технических особенностей, перспективности и технологической готовности к реализации схемы ЯРТ-энергетики выполнен в настоящей работе.

Этот анализ основан, в первую очередь, на этапных циклах экспериментальных и расчетно-теоретических работ, выполненных в ОИЯИ группами В.И. Гольданского [13], В.И. Юревича [14], В.С. Барашенкова [15-17] в области электроядерного бридинга и других приложений электроядерной технологии. Оценке перспективности схемы ЯРТ-энергетики способствовал ряд результатов методических экспериментов, выполненных по инициативе ЦФТП «Атомэнергомаш» в 2008-2009г.г. в ОИЯИ [36, 37] и ПИЯФ РАН [47].

На основе известных на сегодняшний день результатов экспериментальных и расчетно-теоретических работ [13÷17, 34], была проведена их экстраполяция в область более высоких энергий падающих протонов/дейтронов. **Результаты** этой экстраполяции, выполненные **в рамках консервативных оценок, показывают, что прогнозы и оценки перспектив схемы ЯРТ-энергетики, - имеют под собой весьма убедительные основания.**

Эти результаты позволяют рассчитывать на весьма высокую энергоэффективность схемы ЯРТ-энергетики.

В рамках схемы **ЯРТ-энергетики** может быть экономически и экологически **эффективно решена** проблема **утилизации отработанных** тепловыделяющих сборок (ТВС) реакторов типа **ВВЭР и РБМК**, содержащих **ОЯТ**, без их сложной **радиохимической переработки** и разделения. При этом возможно одновременно **существенно повысить технико-экономические показатели** блока ядерной релятивистской электростанции (ЯРЭС), и обеспечить значительное снижение долгоживущей активности и объемов захораниваемых РАО.

Показано, что расчетные методы и **широко используемые** на сегодняшний день **расчетные программы неадекватны задаче создания ЯРТ-систем.** Для делящихся размножающих сред **существующие** верифицированные программы **дают значительное, до 2 раз, занижение** даже **интегральных характеристик** нейтронного излучения и энерговыделения, причем не только для достаточно больших (~ 3,5 т) мишеней при относительно малых энергиях (660 МэВ), но и для весьма малых мишеней массой около 3 кг при энергии 1 ГэВ.

Анализ физических процессов, протекающих в активной зоне ЯРТ-реактора, которые определяются жестким нейтронным спектром, сохраняющимся в течение всей многолетней кампании [17] и дополнительно ужесточающимся в конечной ее стадии, - показывает, что в схеме ЯРТ-энергетики можно уверенно рассчитывать на полное выполнение всех 4-х требований МАГАТЭ к широкомасштабной ядерной энергетике.

Практическое освоение новой схемы стало возможным в результате сочетания 2-х уникальных комплексов российских и белорусских технологий: 1) технологии уникального российского трехмерного модульного компактного ускорителя протонов на обратной волне (УЛОВ), в западной аббревиатуре - BWLAP/ABC3D; 2) возможностью реализации ряда принципиальных физико-технических и конструктивно-технологических решений, предоставляемых использованием квазибесконечной глубоко подкритичной АЗ.

Концепция ЯРТ-энергетики обеспечена технологически. Все технологии для серийного промышленного производства элементов ЯРТ-систем на сегодняшний день или имеются в наличии, или имеется серьезный научно-технический, опытно-конструкторский и технологический задел для их реализации.

Проведенные проработки показали, что размеры ускорителя выполненного по технологии BWLAP/ABC3D на энергию 10 ГэВ составят ~ 60×30×12 м, а КПД около 60%.

Таким образом, с технологической точки зрения схема ЯРТ-энергетики практически готова к началу промышленного внедрения.

Краткий **итог** концептуального физико-технического **анализа** **схемы ЯРТ-энергетики** можно сформулировать следующим образом.

ЯРТ-реактор – это реактор, который работает на обедненном (природном) уране и/или тории, причем **попутно**, с извлечением дополнительной финансовой выгоды, он может **перерабатывать ОЯТ** современных АЭС.

ЯРТ-реактор непрерывно воспроизводит элементы топливной композиции, необходимые для поддержания его высокой энергоэффективности в течение многих десятков лет, **не потребляя** при этом **уран-235**.

Имеются убедительные основания предполагать, что практическая **реализация** **схемы ЯРТ-энергетики** позволит **обеспечить выполнение всех четырех фундаментальных требований МАГАТЭ в полном объеме** и, самое главное, – 1-го требования по неограниченным запасам сырья для производства топлива.

Однако этот анализ и прогнозные оценки, основаны на экстраполяции имеющихся результатов экспериментальных и расчетно-теоретических работ.

Очевидно, что имеющихся на сегодняшний день совокупных данных недостаточно, как для начала проектирования полномасштабных промышленных установок на основе новой схемы электроядерного метода, так и для принятия соответствующего экономически обоснованного политического решения.

Единственный реальный путь к количественному описанию и экспериментальной демонстрации реализуемости основных физико-технических принципов схемы ЯРТ-энергетики лежит через разработку и реализацию Комплексной целевой Программы НИОКР, имеющей статус Федеральной целевой Программы с широким международным участием.

Эта Программа должна быть нацелена на экспериментальную демонстрацию эффективности и технологической реализуемости схемы ЯРТ-энергетики и ряда других прикладных приложений ЯРТ-технологии.

Одной из ключевых задач Программы будет получение базовых исходных данных для разработки ТЗ и ТЭО создания демонстрационного опытно-промышленного образца ЯРТ-системы для производства энергии и глубокой переработки ОЯТ.

Литература

1. П.Л.Капица. Эксперимент. Теория. Практика. – М.: Изд-во "Наука", 1987.
2. В.И.Субботин. Двадцать первый век – век ядерной энергетики. – Дубна: Изд-во ОИЯИ, ЭЧАЯ, 29, 1998, с. 333.
3. В.И.Субботин. Ускорители могут сделать ядерную энергетику более безопасной. Доклад на 85-й сессии Ученого совета ОИЯИ 15 января 1999 г. Сообщение ОИЯИ Р1-99-97, Дубна, 1999.
4. В.М. Колобашкин, П.М. Рубцов, П.А. Ружанский, В.Д. Сидоренко. Радиационные характеристики облученного ядерного топлива. Справочник. Энергоатомиздат, М., 1983.
5. <http://www.ieer.org/ensec/no-10/no10russ/russia.html>.

6. В.И. Рачков, А.В. Тюрин, В.И. Усанов, А.П. Вошинин. Эффективность ядерной энерготехнологии. Системные критерии и направления развития. ФГУП «ЦНИИАтоминформ», М., 2008.
7. В.С. Барашенков. Ядерно-физические аспекты электроядерного метода. ЭЧАЯ, 1978, т. 9, вып. 5.
8. Р.Г. Васильков, В.И. Гольданский, В.В. Орлов. Об электрическом бридинге. УФН, 1983, т. 139, вып. 3.
9. В.С. Барашенков. Проблемы электроядерной технологии. Препринт ОИЯИ Р2-94-56, Дубна, 1994.
10. Р. Стефенсон. Введение в ядерную технику. М., 1956г.
11. А. Уолтер, А. Рейнольдс. Реакторы – размножители на быстрых нейтронах. Энергоатомиздат, М., 1986.
12. В.Г. Васильков, В.И. Гольданский, В.П. Джелепов, В.П. Дмитриевский. Электроядерный метод генерации нейтронов. Атомная энергия, т. 29, вып. 3, 1970.
13. Р.Г. Васильков, В.И. Гольданский, Б.А. Пименов, Ю.Н. Покотилковский, Л.В. Чистяков. Размножение нейтронов в уране, бомбардируемом протонами с энергией 300-660 МэВ. «Атомная энергия», т. 44, вып. 4, 1978, с. 329.
14. В.И. Юревич, Р.М. Яковлев, В.А. Николаев, В.Г. Ляпин, И.О. Цветков, Н.С. Амелин. Образование нейтронов при взаимодействии релятивистских протонов и дейтронов со свинцовыми мишенями. Препринт ОИЯИ, Дубна, Р1-2005-79.
15. В.С. Барашенков, А.Н. Соснин, С.Ю. Шмаков. Зависимость характеристик электроядерного бридинга от примеси ^{239}Pu и ^{235}U . Препринт ОИЯИ, Дубна, Р2-91-422.
16. В.С. Барашенков, А.Н. Соснин, С.Ю. Шмаков. Временная зависимость характеристик электроядерной системы («эффект разгонки»). Препринт ОИЯИ, Дубна, Р2-92-125.
17. В.С. Барашенков, А.Н. Соснин, С.Ю. Шмаков. Электроядерный бридинг в ториевых мишенях. Препринт ОИЯИ, Дубна, Р2-92-285.
18. Р.Г. Васильков, Н.С. Мызин, Ю.М. Чиркин. Нейтронный выход из массивной мишени под действием легких релятивистских ионов. «Атомная энергия», т. 79, вып. 4, 1995, с. 257.
19. А.В. Воронков, Н.М. Соболевский. Взаимодействие пучка протонов с массивной свинцовой мишенью при энергиях до 100 ГэВ. Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша, № 78, М., 2000.
20. В.Ф. Батяев, М.А. Бутко и др. Анализ основных ядерно-физических особенностей взаимодействия протонных пучков с тяжелыми металлическими мишенями. Атомная энергия, т. 104, вып. 4, 2008.
21. Ю.А. Казанский, Е.С. Матусевич. Экспериментальные методы физики реакторов. М., 1984.
22. Е.П. Шабалин. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. М., Атомиздат, 1976.

23. Y. Kadi. Examples of ADS design II: The Energy Amplifier DEMO. ICTP, Trieste, Italy, 20 october 2005.
24. В.И. Волков, И.Н. Острецов, В.В. Чилап, Х.Д. Чеченов. Релятивистская тяжелоядерная (ЯРТ) энергетика – основа базовой энергетики Земли. В кн. «Глобальные проблемы безопасности современной энергетики (материалы международной научной конференции)». М., Изд-во МНЭПУ, 2006, с. 389-391.
25. В.И. Волков, И.Н. Острецов, В.В. Чилап. Социально-экономические и геополитические предпосылки необходимости создания и основные подходы к реализации релятивистской тяжелоядерной (ЯРТ) энергетики. В кн. «Глобальные проблемы безопасности современной энергетики (материалы международной научной конференции)». М., Изд-во МНЭПУ, 2006, с. 392-395.
26. Е.М. Белов, В.И. Волков, М.В. Галанин, И.Н. Острецов, Н.М. Рязанский, С.А. Солодченкова, Л.Н. Фальковский, Б.И. Фонарев, В.В. Чилап, А.В. Чиненов, Т.С. Бакиров, А.С. Богомоллов, В.В. Сорокин, В.Н. Сорокин. Основные свойства и характеристики релятивистской тяжелоядерной (ЯРТ) энергетики и схемные основы блока ядерной релятивистской электростанции (ЯРЭС). В кн. «Глобальные проблемы безопасности современной энергетики (материалы международной научной конференции)». М., Изд-во МНЭПУ, 2006, с. 396-401.
27. М.В. Галанин, И.Н. Острецов, С.А. Солодченкова, В.В. Чилап, А.В. Чиненов, В.В. Сорокин. Теоретические основы релятивистской тяжелоядерной (ЯРТ) энергетики. В кн. «Глобальные проблемы безопасности современной энергетики (материалы международной научной конференции)». М., Изд-во МНЭПУ, 2006, с. 402-413.
28. Т.С. Бакиров, А.С. Богомоллов. Ускоритель протонов BWLAP/ABC3D для релятивистской тяжелоядерной (ЯРТ) энергетики. В кн. «Глобальные проблемы безопасности современной энергетики (материалы международной научной конференции)». М., Изд-во МНЭПУ, 2006, с. 414-425.
29. Е.М. Белов, В.И. Волков, М.В. Галанин, И.Н. Острецов, Н.М. Рязанский, С.А. Солодченкова, Л.Н. Фальковский, Б.И. Фонарев, В.В. Чилап, А.В. Чиненов, В.Н. Сорокин, А.М. Хильманович. Комплексная программа работ по созданию релятивистской тяжелоядерной (ЯРТ) энергетики и экспериментальные исследования в обеспечение ее создания. В кн. «Глобальные проблемы безопасности современной энергетики (материалы международной научной конференции)». М., Изд-во МНЭПУ, 2006, с. 426-434.
30. И.Н. Острецов, В.В. Чилап. Постчернобыльская ядерная энергетика: «инновации» на основе идей 50-х г.г. XX в. или... «Релятивистская тяжелоядерная (ЯРТ) энергетика»? В кн. «ИИЕТ РАН. Годичная научная конференция». М., 2006, с. 541-545.
31. Р. Мёррей. Физика ядерных реакторов. М., 1959.
32. Г.И. Марчук. Численные методы расчетов ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1958.

33. Физические величины. Справочник под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М., Энергоатомиздат, 1991.
34. В.С. Барашенков, В.Д. Тонеев. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972.
35. В.М. Горбачев, Ю.С. Замятин, А.А. Лбов. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер. Справочник. М., Атомиздат, 1976.
36. W. Furman, A. Baldin, A. Chinenov et al. Time-dependent spectra of neutrons emitted by interaction of 1 and 4 GeV deuterons with massive natural uranium and lead targets. Proc. Int. Conf. "Nuclear Data for Science and Technology", Jeju island, Korea, 26-29.04.2010, ND1067, in press.
37. С.В. Корнеев и др. Отчет о НИР «Планирование и проведение экспериментов по изучению пространственного распределения нейтронов в тяжело-ядерных мишенях при их облучении релятивистскими дейтронами и обработка экспериментальных результатов». ОИЭЯИ-Сосны НАН Беларуси, Минск, 2009.
38. R. W. Waldo et al., «Delayed Neutron Yields: Time Dependent Measurements and a Predictive Model», Phys. Rev., **C23**, p.1113, (1981).
39. L. Tomlinson, «Delayed neutrons from fission», Rep. AERE-R 6993, (1972).
40. C. B. Besant et al. «Absolute Yields and Group Constants of Delayed Neutrons in Fast Fission of ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu », J. Br. Nucl. En. Soc., **16**, p.161, (1977).
41. H. Rose and R. D. Smith. «Delayed Neutron Investigations with the ZEPHYR Fast Reactor, Part II— The Delayed Neutrons Arising from Fast Fission in ^{235}U , ^{233}U , ^{238}U , ^{239}Pu and ^{232}Th » - J. Nucl. Energy, **4**, p.133, (1957).
42. S. G. Isaev. «Study of delayed neutrons parameters in neutron induced fission of heavy nuclei», Ph.D. thesis, IPPE, Obninsk, 2001.
43. Релятивистские электроядерные технологии - основа создания широко-масштабной ядерной энергетики (Концептуальный физико-технический анализ). <http://www.cftp-aem.ru/Data/RADS01.pdf>.
44. В.В. Сорокин. Гидравлика и теплообмен шаровых засыпок в условиях активной зоны водо-водяных ядерных реакторов с микротвэлами. Минск, Беларусь. наука, 2010.
45. Р. Штернхеймер «Принципы и методы регистрации элементарных частиц». М., Инлит, 1963.
46. В.С. Барашенков, Ю.В. Требуховский, Ю.Е. Титаренко и др. «Дважды дифференциальные сечения образования нейтронов из ядер Pb, W, Zr, Cu, Al, бомбардируемых протонами с энергиями 0.8, 1.0, и 1.6 ГэВ. «Ядерная физика», 2005, т.68, № 1, с. 4-16.
47. А.А. Говердовский и др. Отчет о НИР «Исследования механизмов взаимодействия релятивистских протонов с легкими и тяжелыми ядрами». Инв. № 27-18/516, ГНЦ РФ ФЭИ, Обнинск, 2009.
48. А.С. Богомоллов Линейные ускорители заряженных частиц на обратной волне. ДАН, т. 208, №6, 1973, с. 1328-1329.

49. А.С. Богомолов, Т.С. Бакиров, В.И. Иванников, В.В. Перов. Экспериментальная проверка метода ускорения заряженных частиц на обратной волне. Письма в ЖЭТФ, т. 22, вып. 9, 05.11.75, с. 465-467.
50. А.С. Богомолов, Т.С. Бакиров, В.И. Иванников, В.В. Перов. Регулировка энергии в ускорителе на обратной волне. Письма в ЖТФ, т. 2, вып. 1, 12.01.76, с. 42-44.
51. A.S. Bogomolov. BWLAP - Backward Wave Linear Accelerator of Protons. Proc. 1994 Int. Linac Conf., v.2, p. 789-791, Tsukuba, Japan Aug. 21-26, 1994.
52. A.S. Bogomolov The proposed hospital-based proton therapy linear accelerator. Proc. 1994 Int. Linac Conf., v.2, p. 564-566, Tsukuba, Japan Aug. 21-26, 1994.
53. А.С. Богомолов. Линейные ускорители на обратной волне. Сб. труд. МИФИ-1998, т. 7 «Ускорительная техника», М., 1998, с. 159.
54. А.С. Богомолов, Т.С. Бакиров. Способ и устройство получения ускоренных заряженных частиц, патент РФ №2152142, 27.06.2000.
55. А.С. Богомолов, Т.С. Бакиров, А.В. Еременко. ABC3D – accelerator based on the concept of 3-dimensionality - ускоритель, базирующийся на концепции трехмерности (концепция, расчетная модель, оценки), сб. труд. МИФИ-2001, т.7 «Ускорительная техника», М., 2001, с. 161.
56. А.С. Богомолов, Т.С. Бакиров. Расчетные параметры двух вариантов сильноточного протонного ускорителя BWLAP/ABC3D для каскадного подкритического реактора, сб. труд. МИФИ-2004, т.7 «Физика пучков и ускорительная техника», М., 2004, с. 230.
57. Todd A.M.M., Bauer T., Gillespie G.H. etc., Preliminary Assessment of Novel RF Linear Accelerator Structures in The Former Soviet Union, prepared for: United States Army Space and Strategic Defense Command, NPBSE-94, Feb. 7, 1994, p. 68 + 3 Appendixes.