

ЯДЕРНЫЕ РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ (ЯРТ) ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА ЭНЕРГИИ И УТИЛИЗАЦИИ ОТРАБОТАННОГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА (ОЯТ). РЕЗУЛЬТАТЫ ПЕРВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ФИЗИЧЕСКОМУ ОБОСНОВАНИЮ ЯРТ

*А. А. Балдин^а, Е. М. Белов^б, М. В. Галанин^б, Н. А. Гундорин^а,
М. Г. Кадыков^а, В. А. Колесников^б, С. В. Корнеев^б, Б. А. Марцынkevич^с,
А. Д. Рогов^а, Н. М. Рязанский^б, С. А. Солодченкова^б, В. В. Сорокин^б,
В. Н. Сорокин^б, С. И. Тютюнников^а, В. И. Фурман^а, А. М. Хильманович^с,
В. В. Чилап^б, А. В. Чиненов^б*

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Центр физико-технических проектов «Атомэнергомаш», Москва

^б Объединенный институт энергетических и ядерных исследований — Сосны, Минск

^с Институт физики им. Б. И. Степанова, Минск

Обсуждается принципиально новая схема электроядерного метода, основанная на ядерных релятивистских технологиях, которые предусматривают формирование и использование предельно жесткого нейтронного спектра в объеме глубокоподкритичной активной зоны. Показано, что развитие и применение ЯРТ может быть перспективным для решения проблемы утилизации отработанного ядерного топлива и глобальных задач энергетики. Результаты первых экспериментов, проведенных в ОИЯИ, указывают на реалистичность основных принципов ЯРТ, в частности, на двукратный рост коэффициента усиления мощности пучка дейтронов, облучающих массивную (315 кг) урановую мишень, при увеличении энергии пучка от 1 до 4 ГэВ.

We consider an essentially new scheme of the electro-nuclear method — nuclear relativistic technologies (RNT). This is based on the formation and use of an extremely hard neutron spectrum inside deep subcritical active core. It is shown that the development and application of RNT may be promising for solving the problem of utilization of spent nuclear fuel and the global challenges of energy. The results of the first experiments carried out at JINR indicate a validity of the basic principles of RNT, in particular, doubling the gain of the power of the deuteron beam, irradiating the massive (315 kg) uranium target, with increasing the beam energy from 1 to 4 GeV.

PACS: 25.75.-q; 28.41.Kw

ВВЕДЕНИЕ

Глобальные энергетические проблемы XXI в. невозможно решить без использования энергии атомного ядра. Однако запасов основного топлива современной атомной энергетики — ^{235}U — в энергетическом эквиваленте не больше, чем нефти и газа [1–3].

Большие запасы естественного урана (^{238}U — 99,3 % и ^{235}U — 0,7 %) и тория могут обеспечить будущее энергетики, но в существующих и даже в перспективных реакторах они практически не «горят» в силу высокого порога деления ($\sim 1\text{--}2$ МэВ).

Быстрые и тепловые реакторы работают на управляемой цепной реакции деления со средней энергией нейтронов около или существенно ниже 0,2 МэВ, определяемой спектром нейтронов деления и конструкцией активной зоны. Подкритичные размножающие системы, иницируемые ускорителями (электроядерные системы или Accelerator Driven Systems — ADS), могут, в принципе, работать на значительно более жестком нейтронном спектре. Однако классические схемы ADS (ускоритель с энергией ~ 1 ГэВ + нейтронопроизводящая мишень и подкритический бланкет с $k_{\text{эф}} \sim 0,94\text{--}0,98$ [4]) основаны на использовании того же «реакторного» нейтронного спектра.

Анализ различных направлений развития ядерной энергетики показывает ограниченность возможностей традиционных реакторных и классических схем ADS в решении глобальных энергетических проблем [5].

В настоящей работе обсуждается новая электроядерная схема, основанная на ядерных релятивистских технологиях [6], а также результаты первых экспериментов, выполненных в ОИЯИ с целью проверки перспективности основных принципов ЯРТ.

Данная схема нацелена на формирование внутри размножающей системы максимально жесткого нейтронного спектра. Ожидается, что такой спектр позволит эффективно «сжигать» для производства энергии естественный (обедненный) уран и торий, а также одновременно утилизировать долгоживущие компоненты отработанного ядерного топлива атомных электростанций.

Ядерные релятивистские технологии [5, 6] основаны на реализации следующих базовых принципов.

1. Использование глубокоподкритичной активной зоны (АЗ) из природного (обедненного) урана или тория, размеры которой обеспечивают минимальную утечку нейтронов. (Ниже такая зона будет называться квазибесконечной.)

2. Повышение энергии иницирующего пучка до ~ 10 ГэВ вместо ~ 1 ГэВ в традиционных схемах ADS.

3. Использование в качестве нейтронопроизводящей мишени материала АЗ.

4. Применение для загрузки АЗ шаровых капсулированных тепловыделяющих элементов из урана (тория), а также из ОЯТ без его предварительной радиохимической переработки.

5. Использование технологии высокотемпературного гелиевого теплоносителя 1-го контура.

Квазибесконечные АЗ из природного урана (тория) предлагалось использовать в ряде работ по электроядерному бридингу (см. обзор [2]). Такие активные зоны глубокоподкритичны. Еще в 1958 г. было показано [7], что только в глубокоподкритичной размножающей системе можно получить энергетический спектр нейтронов, определяемый внешним источником, т. е. сформировать существенно более жесткий, по сравнению с делительным, нейтронный спектр.

Использование в схеме ЯРТ внешнего источника высокоэнергетических нейтронов, основанного на цепочке внутриядерных каскадов, идущих в АЗ под действием падающих релятивистских частиц, приводит к формированию внутри квазибесконечной размножающей системы мощного потока жестких нейтронов, не связанного непосредственно с нейтронами деления материала системы.

В отличие от классических реакторных и ADS-схем энергетический спектр нейтронов в объеме АЗ определяется, в основном, большим набором конкурирующих между собой неупругих процессов, таких, в частности, как многоступенчатые каскадные реакции и пороговые реакции типа (n, xn) .

Высокоэнергетический «хвост» спектра формируется за счет предельно жестких нейтронов первых стадий внутриядерных каскадов. Полученный нейтронный спектр позволяет эффективно «сжигать» материал АЗ, а также минорные актиниды, помещенные в такую систему.

Мягкая часть нейтронного спектра (с энергией ниже ~ 1 МэВ), которая формируется мгновенными нейтронами деления материала АЗ, а также, в частности, упомянутыми выше неупругими процессами, будет вызывать наработку малых концентраций ^{239}Pu (^{233}U). Это, как будет показано ниже, должно приводить к существенному возрастанию возможностей ЯРТ для производства энергии.

Предлагаемое увеличение энергии падающих частиц позволяет на порядок снизить требуемый ток ускорителя при той же мощности пучка и значительно повысить [8] долю энергии пучка, идущую на генерацию жесткого нейтронного поля в объеме АЗ. Это определяется, в частности, возрастанием роли мезонообразования в повышении множественности нейтронов и жесткости нейтронного спектра с увеличением энергии пучка в квазibesконечной системе.

Глубокая подкритичность АЗ в схеме ЯРТ позволяет на порядки снизить плотность энерговыделения в ее центральной области, служащей нейтронопроизводящей мишенью, в частности, за счет использования сканирующего расходящегося пучка. Последнее обстоятельство в совокупности со снижением тока пучка, указанное выше, приводит к значительному упрощению проблемы окна ввода пучка в АЗ.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ ЯРТ

В табл. 1 приведены результаты экспериментов [9], проведенных на квазibesконечных гомогенных мишенях массой $\sim 3,5$ т из обедненного и природного урана, которые облучались протонами с энергией до 660 МэВ на синхротроне ЛЯП ОИЯИ. За счет оригинальной идеи асимметричного ввода пучка эти результаты эквивалентны результатам для аксиально-симметричной мишени массой ~ 7 т.

В данных табл. 1, по оценкам авторов, не учтены 3–4 акта деления, происходящие в каскадной области центральной зоны мишени диаметром ~ 10 см. Они не могли быть непосредственно измерены в эксперименте. Утечка нейтронов из такой мишени, по оценкам авторов, составляла $\sim 10\text{--}12\%$ [9].

При делении ядра ^{238}U с учетом энергии мгновенных нейтронов выделяется ~ 197 МэВ. Поскольку в исследуемых мишенях протоны с энергией 660 МэВ практически полностью поглощаются, то, добавляя три акта деления, происходящие в цен-

Таблица 1. Выход плутония и число актов деления в мишенях в расчете на один протон с энергией 660 МэВ

Мишень	Выход плутония (число ядер)	Число актов деления
Обедненный уран	38 ± 4	$13,7 \pm 1,2$
Природный уран	46 ± 4	$18,5 \pm 1,7$

тральной области мишени, получаем, что полное энерговыделение в расчете на один протон составляет ~ 3950 МэВ в обедненном уране и ~ 4900 МэВ в природном уране.

Таким образом, коэффициенты усиления мощности (K_{UM}) протонного пучка с энергией 660 МэВ в данном эксперименте, в котором был реализован предельно жесткий нейтронный спектр, составляют $\sim 6,0$ на обедненном и $\sim 7,4$ на природном уране.

В работах [10–12], выполненных в ОИЯИ, была теоретически исследована динамика наработки ^{239}Pu и ^{233}U в квазибесконечных делящихся мишенях из природного урана и тория. В частности, было получено, что в ториевой мишени, облучаемой сильноточным пучком протонов с энергией 1 ГэВ, скорость наработки ^{233}U при его концентрациях $\leq 1,5\%$ максимальная. При дальнейшем увеличении концентрации она снижается, и на уровне $\sim 6\%$ достигается равновесие между наработкой и исчезновением ^{233}U благодаря реакциям (n, f) и (n, γ) . 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 нейтронного спектра близки [13], можно принять в качестве оценки равновесной концентрации ^{239}Pu в квазибесконечной урановой АЗ величину $\sim 6\%$, полученную для ториевой АЗ.

Заметим, что в работе [14] для массивных мишеней из природного и обедненного урана, облучаемых протонами с энергией 1 ГэВ, были, в частности, проведены расчеты равновесной концентрации и динамики наработки ^{239}Pu . Для нахождения нейтронного поля $\Phi(r, z)$ использовалось одногрупповое диффузионное приближение при условии стационарного пучка и изотропного внешнего источника нейтронов. Из множества каналов адронных процессов учитывалось только деление ядер АЗ протонами. Вычисления проводились не совсем последовательно, а именно с использованием нейтронного спектра, реализуемого в быстрых реакторах со средней энергией нейтронов около 0,2 МэВ. В результате была получена оценка равновесной концентрации ^{239}Pu на уровне $\sim 12\%$. Представляется, что результаты работ [10–12] дают более реалистичную, чем [14], оценку равновесной концентрации.

В работах [11, 12] были получены оценки увеличения полного энерговыделения в мишенях из естественного урана и тория в зависимости от концентрации изотопов ^{239}Pu и ^{233}U соответственно. Так, например, увеличение концентрации ядер ^{233}U в ториевой мишени от нуля до 6% приводит к росту коэффициента усиления мощности протонного пучка с энергией 1 ГэВ от 6 до 12 раз [12].

Важным результатом работ [10, 12] является то, что в исследованной области (0–6%) концентраций ^{239}Pu и ^{233}U выявлена очень слабая зависимость основной (жесткой) части спектра нейтронов от обогащения глубокоподкритичных АЗ указанными легкоделяющимися изотопами. Это позволяет ожидать сохранения глубокой подкритичности ЯРТ-системы при ее выходе на равновесную концентрацию легкоделящихся изотопов. Для сравнения напомним, что традиционные быстрые реакторы работают при обогащениях топлива $\sim 20\%$ [15].

В табл. 2 приведена зависимость характеристик нейтронного излучения от энергии падающих протонов для массивной свинцовой мишени с размерами $\varnothing 20 \times 60$ см, полученных в работе [16], выполненной в ЛВЭ ОИЯИ.

Из данных работы [9] можно оценить долю W/E_p энергии падающего 660-МэВ протона, идущую на образование нейтронов, в размере $\sim 20\%$. Как следует из работы [16], при $E_p \approx 1$ ГэВ она возрастает до 38,2%, достигая при 3,65 ГэВ почти 46%. Оценка этой величины для $E_p = 10$ ГэВ, выполненная с учетом влияния мезообразования

Таблица 2. Энергетические характеристики нейтронного излучения, выходящего из ограниченной свинцовой мишени, в зависимости от энергии протонов

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

Примечание. E_p — энергия протонов; $\langle E \rangle$ — средняя величина энергии нейтронов; E_{kin} — суммарная кинетическая энергия нейтронного излучения; W — энергия, затраченная на образование нейтронов.

в квазibesконечной мишени на основе данных работы [17], позволяет ожидать ее значения на уровне около 60 % (подробнее см. [18]). Заметим, что рост отношения W/E_p может быть в значительной мере связан с усилением влияния мезонообразования при увеличении энергии падающих протонов.

В табл. 3 приведены консервативные оценки ожидаемых коэффициентов K_{UM} усиления мощности протонного пучка в квазibesконечной мишени из природного урана в зависимости от энергии E_p падающих частиц. Эти оценки выполнены на основе результатов работы [9], экспериментальных данных [16], а также расчетов [11, 12] увеличения энерговыделения в АЗ при достижении равновесной концентрации ^{239}Pu и балансового подхода [18].

Результаты, приведенные в табл. 3, находятся в формальном противоречии с выводами эксперимента FEAT [19], выполненного в ЦЕРН на размножающей мишени из природного урана общей массой $\sim 3,6$ т для интервала энергий падающих протонов 0,6–2,75 ГэВ. Для энергии $E_p = 0,6$ ГэВ был получен $K_{UM} \sim 20$, который выходил на насыщение ($K_{UM} \sim 30$) с ростом энергии протонов выше ~ 1 ГэВ. Этот результат связан, по-видимому, с конструкцией размножающей мишени, аналогичной классической схеме гетерогенного теплового реактора, в которой цилиндрические сборки урановых стержней размещаются в баке с обычной (легкой) водой. Таким образом, в измерениях [19] был реализован противоположный эксперименту [9] предельный случай мягкого, практически теплового нейтронного спектра с $k_{эф} \sim 0,9$.

Постоянство коэффициента K_{UM} в диапазоне энергий 1,0–2,75 ГэВ в эксперименте [19] показывает, что полный выход нейтронов для исследованного варианта АЗ растет в указанном интервале E_p , по крайней мере, линейно. Этим ставятся под сомнение результаты многочисленных модельных расчетов, указывающих на уменьшение относительного выхода нейтронов для $E_p > 1$ ГэВ (см., например, [20]).

Необходимо заметить, что для величин K_{UM} , показанных в последнем столбце табл. 3, существенным параметром, требующим специального исследования, является время $\tau_{рав}$ достижения равновесной концентрации изотопа ^{239}Pu в урановой мишени после начала работы электроядерной системы. Этот параметр определяется током и энергией ча-

Таблица 3. Оценки коэффициентов K_{UM} усиления мощности протонного пучка в квазibesконечной мишени из природного урана в зависимости от энергии E_p падающих частиц

E_p , ГэВ	Стартовый K_{UM}	Равновесный K_{UM}
0,66	$\sim 7,4$	40–90
1,0	$\sim 12,0$	70–140
10,0	$\sim 22,0$	130–260

стиц падающего пучка и, соответственно, спектральными характеристиками нейтронных полей в АЗ. Согласно оценкам работы [11], выхода на режим равновесной концентрации ^{239}Pu при мощности пучка ~ 100 МВт и его энергии 1 ГэВ можно ожидать через $\tau_{\text{рав}} \sim 0,5-1,0$ года после старта электроядерной системы на основе ЯРТ. Интересно, что оценка величины $\tau_{\text{рав}}$, полученная в работе [14] с помощью упрощенного подхода, дает значение $\tau_{\text{рав}} \sim 1,5$ лет, близкое к результату [11].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ПЕРВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ФИЗИЧЕСКОМУ ОБОСНОВАНИЮ СХЕМЫ ЯРТ

В июне 2009 г. на нуклотроне ОИЯИ по инициативе ЦФТП «Атомэнергомаш» была проведена серия экспериментов на установке «Квинта» [21], мишенная сборка которой облучалась дейтронами с энергиями 1 и 4 ГэВ. Эта сборка, показанная на рис. 1, состоит из урановой мишени, помещенной в свинцовый бланкет толщиной 10 см, с окном ввода пучка размером 150×150 мм. Урановая мишень представляет собой конструкцию, состоящую из трех секций шестигранных алюминиевых контейнеров с вписанным диаметром 284 мм, в каждом из которых размещено по 61 цилиндрическому урановому блоку. Блоки диаметром 36 мм и длиной 104 мм изготовлены из металлического урана естественного изотопного состава и заключены в герметичные алюминиевые корпуса. Масса блока равна 1,72 кг, а полная масса урана в одной секции составляет 104,92 кг. Перед мишенью, между ее секциями и за ней размещаются четыре детекторных зонда. Для проведения сравнительных экспериментов в сборке использовалась также свинцовая мишень, конструктивно и геометрически идентичная урановой.

Схема проведения экспериментов показана на рис. 2.

В этих экспериментах впервые в практике исследований электроядерных систем интегральные характеристики деления в АЗ были изучены путем измерения временной зависимости выхода запаздывающих нейтронов (ЗН). Они регистрировались с помощью детектора «Измер-М» и стильбенового детектора.

Основу детектора «Измер-М» составляют 11 пропорциональных ^3He -счетчиков, помещенных в блок замедлителя из плексигласа с размерами $50 \times 50 \times 60$ см. В блоке

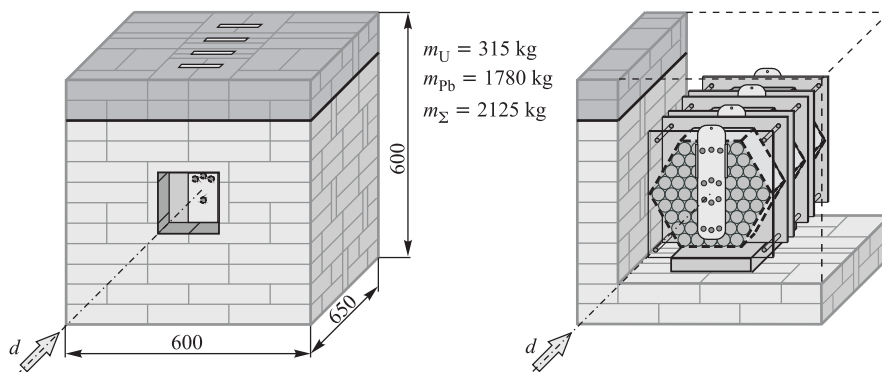


Рис. 1. Мишенная сборка установки «Квинта»

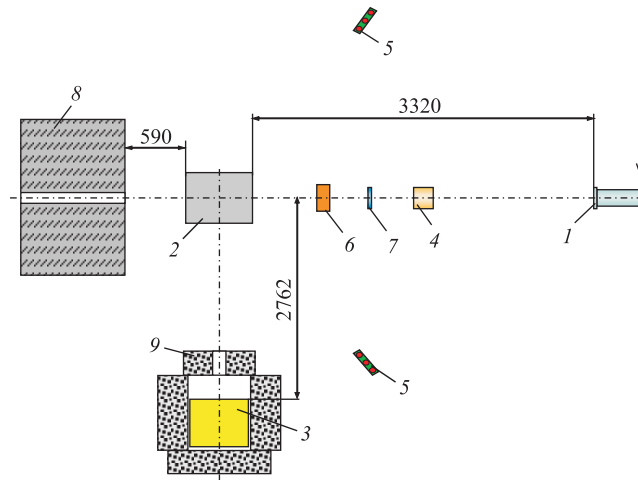


Рис. 2. Схема эксперимента: 1 — вывод пучка дейтронов; 2 — мишенная сборка «Квинта»; 3 — детектор запаздывающих нейтронов «Изомер-М»; 4–6 — элементы системы on-line мониторинга пучка; 7 — Al-фольга; 8 — бетонная защита; 9 — защита детектора

имеются каналы, в которых установлены гелиевые счетчики СНМ-33 и СНМ-44 диаметром 32 мм и длиной 52 см.

Каждый нейтронный счетчик укомплектован предусилителем и дискриминатором. Подробнее особенности детектора, измерительного модуля и примененной в этих экспериментах методики представлены в работе [22]. Массивная комбинированная защита (9) ^3He -счетчиков (СН-В-Сd) обеспечила подавление нейтронного фона до уровня 1,7% в измерениях с мишенью ^{238}U при энергии дейтронов 4 ГэВ.

Экспериментально измеренная для детектора «Изомер-М» эффективность регистрации нейтронов от Pu–Be-источника со средней энергией спектра 4,4 МэВ составляла $(11,4 \pm 0,1)\%$. Результат моделирования интенсивности счета нейтронов от Pu–Be-источника, проведенного с использованием компьютерного кода MCNPX v.2.5 для реальной геометрии эксперимента, оказался в хорошем согласии с результатом измерения: $(4,77 \cdot 10^{-5} \pm 5 \cdot 10^{-7}) \text{ c}^{-1}$ и $(4,86 \cdot 10^{-5} \pm 3 \cdot 10^{-7}) \text{ c}^{-1}$ соответственно.

Сцинтилляционный детектор нейтронов, выполненный на основе кристалла стибьена с размерами $\varnothing 35 \times 40$ мм, располагался непосредственно над детектором «Изомер-М» в вертикальной плоскости, проходящей через его продольную ось.

Наряду с измерениями выходов ЗН в ходе экспериментов отработывалась методика измерения пространственно-энергетических характеристик нейтронных полей внутри и на поверхности мишенной сборки с использованием активационных детекторов.

Мониторинг интенсивности и положения пучка на мишени осуществлялось тремя независимыми системами:

- 1) On-line система мониторинга интенсивности, временной структуры и положения выведенного пучка в каждом сбросе — «Снайпер», выполненная на основе ионизационной камеры (4), профилометра (6) и двух сцинтилляционных телескопов (5);
- 2) Off-line система мониторинга положения пучка на мишени с помощью ТТД;
- 3) Off-line система мониторинга интенсивности пучка на мишени с использованием Al-фольги (7).

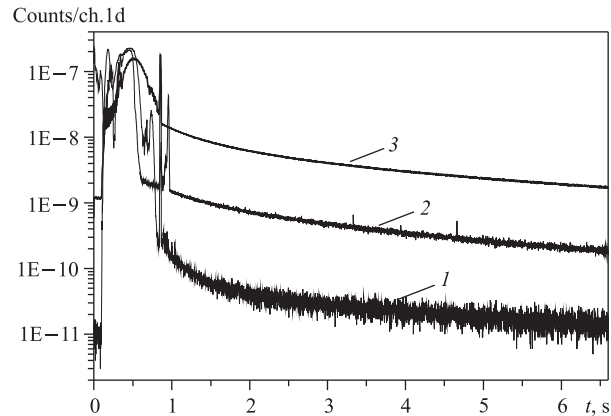


Рис. 3. Временной спектр выхода нейтронов из геометрически идентичных свинцовой и урановой мишеней: 1 — $(\text{Pb} + d)$ для $E_d = 4$ ГэВ; 2 и 3 — $(\text{U} + d)$ для $E_d = 1$ и 4 ГэВ

Результаты мониторингирования всех трех систем совпадают по величине набранного интеграла тока дейтронов для всех четырех экспериментов в пределах погрешности $\sim 15\%$.

На рис. 3 приведены временные зависимости выхода нейтронов из мишенной сборки «Квинта» с урановой мишенью при облучении ее дейтронами с энергиями $E_d = 1$ и 4 ГэВ (кривые 2 и 3), а также из сборки с геометрически идентичной свинцовой мишенью для $E_d = 4$ ГэВ (кривая 1). Падающий на сборку пучок дейтронов (длительность вывода ~ 500 мс, периодичность $\sim 8-9$ с) имел внутреннюю временную структуру, определяемую особенностями вывода пучка из ускорителя.

Выход нейтронов во время сброса дейтронов на мишень (включая мгновенные нейтроны деления) регистрировался on-line детекторами с большой перегрузкой, и ниже в данной работе не обсуждается. ЗН регистрировались во временном интервале от 0,9 до 7,6 с после старта дейтронного импульса. Суммарный счет ЗН, испускаемых из свинцовой мишени, составляет 0,84% от соответствующего счета для урановой мишени при энергии дейтронов 4 ГэВ. Очевидно, что ЗН из свинцовой мишени связаны только с выходом легких радиоактивных фрагментов, поскольку сечение деления свинца чрезвычайно мало [23]. Таким образом, подавляющее большинство ЗН в сборке «Квинта» с урановой мишенью рождается в процессе деления ядер урана.

Анализ полученных временных спектров ЗН показывает, что при увеличении энергии дейтрона от 1 до 4 ГэВ число делений и, следовательно, полное энерговыделение в урановой мишени возрастает в $(8,7 \pm 1,2)$ и в $(10,3 \pm 1,5)$ раз по результатам измерений детекторами «Изомер-М» и стильбеновым соответственно. При этом коэффициент усиления мощности пучка $K_{\text{УМ}}$ возрастает примерно в два раза. Заметим, что погрешность приведенных величин определяется в основном точностью мониторингирования тока пучка дейтронов.

В ноябре 2009 г. на нуклотроне проводился эксперимент с установкой «Энергия + Трансмутация» («Э + Т») [24, 25], выполненной по «классической» электроядерной схеме. Мишенная сборка установки «Э + Т» включает в себя центральную свинцовую нейтронопроизводящую мишень, окруженную бланкетом из природного урана (масса урана

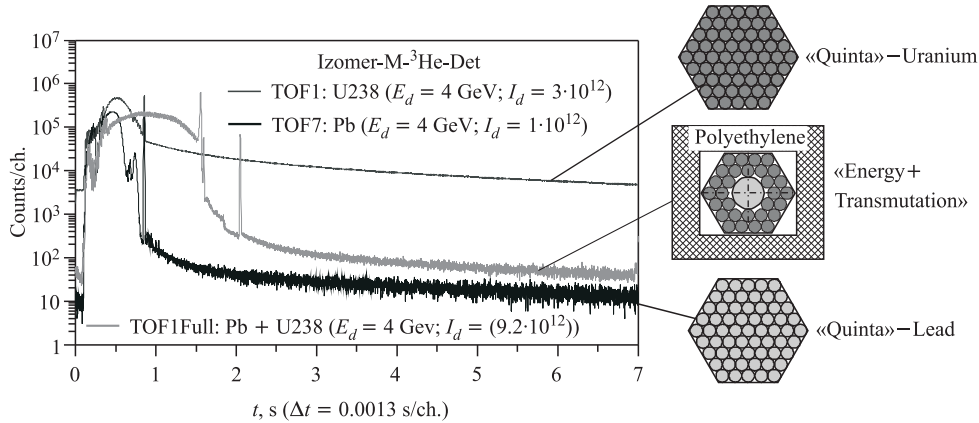


Рис. 4. Сравнение временных выходов нейтронов из разных мишенных сборок при их облучении дейтронами с энергией 4 ГэВ

~ 200 кг). Сборка, помещенная в ящик с полиэтиленовой засыпкой толщиной ~ 300 мм ($\rho = 0,7 \text{ г/см}^3$), размещалась на том же месте, что и сборка «Квинта». Параллельно с измерениями, проводимыми по программе коллаборации «Энергия + Трансмутация» на пучке дейтронов с энергией 4 ГэВ, нами были сделаны измерения временной зависимости выходов нейтронов, с использованием методики описанной выше.

На рис. 4 представлено сравнение выходов ЗН, полученных детектором «Изомер-М» при энергии дейтронов 4 ГэВ на мишенных сборках «Квинта» и «Э + Т».

Анализ полученных временных спектров показывает, что для данной энергии пучка полный выход ЗН из мишенной сборки «Э + Т» примерно на два порядка меньше, чем из сборки «Квинта» с урановой мишенью. Это, по-видимому, связано с использованием в сборке «Э + Т» промежуточной свинцовой мишени, принимающей пучок дейтронов, и с малой толщиной уранового бланкета, окружающего эту мишень, а также с наличием толстого полиэтиленового экрана, который служит замедлителем и отражателем нейтронов. Все эти факторы должны приводить к существенному смягчению энергетического спектра нейтронов внутри сборки «Э + Т» и, соответственно, к уменьшению числа делений в урановом бланкете.

Более детальный анализ временных спектров ЗН позволяет извлечь информацию о характеристиках предшественников, испускающих эти нейтроны. Поскольку для регистрации ЗН использовалось узкое временное «окно», то из анализа указанных спектров можно получить данные только о короткоживущих ядрах-предшественниках. Разложение временных спектров ЗН было проведено с учетом только пятой группы ($t_{1/2} = 2,5 \text{ с}$) и суммы шестой и седьмой групп ($t_{1/2} = 0,6 \text{ с}$). (Более подробно о методе разложения см. [21].)

На рис. 5 представлена систематика существующих данных по зависимости относительных выходов групп ЗН с периодами 2,5 и 0,6 с [26–30] от энергии нейтрона, вызывающего деление ядра ^{238}U . Там же нанесены значения этих отношений (в виде горизонтальных линий с коридорами ошибок), полученные из наших экспериментальных данных для сборки «Квинта» с урановой мишенью при энергиях дейтронов 1 и 4 ГэВ, а также для мишенной сборки «Э + Т» при энергии дейтронов 4 ГэВ.

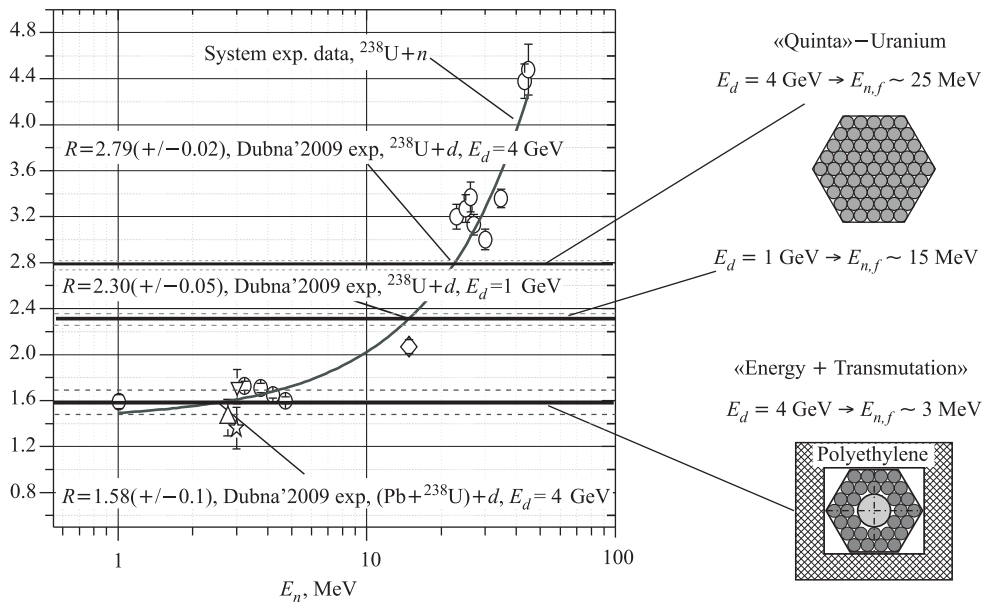


Рис. 5. Сопоставление энергетической зависимости отношения выходов отдельных групп запаздывающих нейтронов [26–30] с нашими измерениями

Из рис. 5 следует, что для сборки «Квинта» с урановой мишенью при $E_d = 1$ ГэВ значение «средней энергии» нейтронов $\langle E_n \rangle$, вызывающих деление ^{238}U , составляет около 15 МэВ. При $E_d = 4$ ГэВ оно уже приближается к 25 МэВ. Для мишенной сборки «Э + Т» при $E_d = 4$ ГэВ значение $\langle E_n \rangle$ оказывается близким к 3 МэВ.

Исследуемые спектры ЗН формируются при делении ядер ^{238}U под действием потока нейтронов $\phi(E_n)$ в объеме мишени. В первом приближении выход запаздывающих нейтронов опосредованно определяется произведением сечения деления $\sigma_{nf}(E_n)$, их множественности $\nu_d(E_n)$ и потока $\phi(E_n)$. Для реакции $^{238}\text{U}(n, f)$ произведение $\sigma_{nf}(E_n)\nu_d(E_n)$ является практически постоянным до энергии нейтрона ~ 15 МэВ. Поэтому полученные выше величины $\langle E_n \rangle$ можно рассматривать как реалистичные значения средней энергии нейтронов, вызывающих деление ядер урана для конкретной геометрии мишенной сборки.

Данные результаты отражают существенное различие в нейтронных спектрах $\phi(E_n)$ внутри мишенныхборок «Квинта» и «Э + Т», связанное с принципиальными отличиями в их схемных решениях: «Э + Т» — аналог «классической» ADS, «Квинта» — упрощенный прототип схемы ЯРТ. Понятно, что полный нейтронный спектр в области ниже 10 МэВ должен быть обогащен мгновенными нейтронами деления ядер мишени. И с увеличением радиальных размеров мишени роль этих вторичных нейтронов в выходе ЗН должна становиться все более существенной. Величины $\langle E_n \rangle$, полученные выше, указывают, что для промежуточного размера сборки «Квинта» большая часть вторичных нейтронов покидает объем мишени, не успев вызвать деление составляющих ее ядер.

Проведенный анализ и полученные результаты показывают, что измерения временных спектров ЗН, испускаемых из массивных размножающих мишеней электроядерных систем, являются тонким и информативным инструментом изучения процессов деления в этих системах.

Как отмечалось выше, одновременно с регистрацией ЗН с помощью набора пороговых активационных детекторов были измерены пространственные и энергетические характеристики нейтронного поля внутри и на поверхности урановой и свинцовой мишеней сборки «Квинта». Реально измерялись скорости пороговых реакций для четырех позиций вдоль падающего пучка (см. рис. 1) и в двух точках по радиусу для каждой из указанных позиций. Из этих данных были восстановлены энергетические спектры нейтронов с помощью метода опорных спектров [31].

Примеры полученных нейтронных спектров приведены на рис. 6 и 7.

Очевидно, что прямой вклад ЗН в эти спектры пренебрежимо мал. Реально в формировании спектров дают вклад высокоэнергетические нейтроны, испускаемые на первой быстрой стадии внутриядерных каскадов, нейтроны, которые испаряются из набора возбужденных остаточных ядер последней стадии каскада, вторичные нейтроны из реакций типа (n, xn) , индуцируемых первичными нейтронами, а также нейтроны, продуцируемые в результате реакций неупругого рассеяния. Кроме того, для урановой мишени существенный вклад должен быть от мгновенных нейтронов деления ядер ^{238}U .

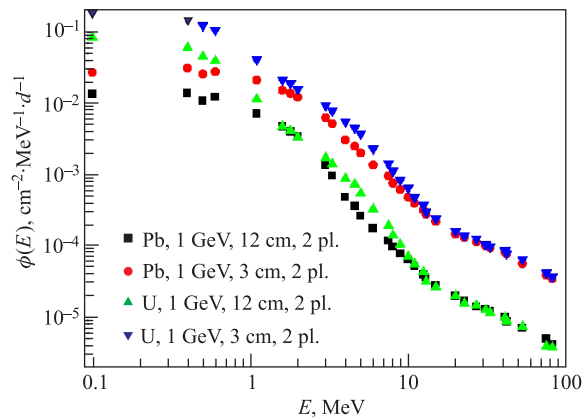


Рис. 6. Энергетические спектры нейтронов, полученные во второй измерительной позиции для $E_d = 1$ ГэВ. Pb: ● — 3 см; ■ — 12 см; U: ▼ — 3 см; ▲ — 12 см

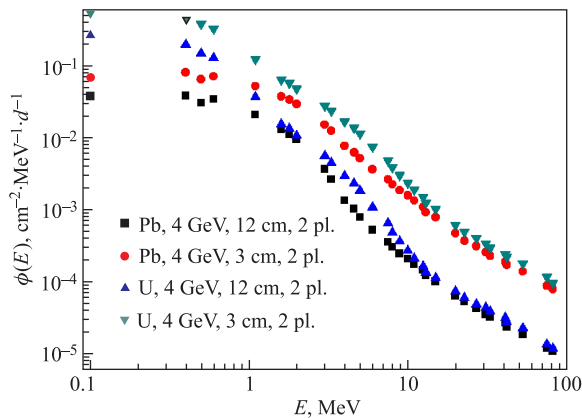


Рис. 7. То же, что и на рис. 6 для $E_d = 4$ ГэВ

Сравнение спектров для урановой и свинцовой мишеней, показанных на рис. 6 и 7, подтверждает качественные соображения, сформулированные выше. В энергетической области 1–10 МэВ наблюдается заметный дополнительный вклад делительных нейтронов для урановой мишени, который имеет тенденцию к увеличению с ростом энергии падающих дейтронов. Высокоэнергетические «хвосты» спектров практически совпадают для обеих исследованных мишеней, указывая на сходство механизмов их образования для тяжелых ядер мишеней.

Необходимо отметить, что в измерениях с активационными детекторами не удалось набрать достаточной статистики по скоростям реакций, так что полученные результаты носят предварительный и, скорее, качественный характер. В последующих экспериментах планируется повторение измерений нейтронных спектров, причем не только внутри, но и снаружи мишени. Это позволит получить более надежные данные о нейтронных полях внутри массивной мишени и количественную информацию о потоках и энергетических спектрах нейтронов утечки.

3. ОЦЕНКИ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ЯРТ-СИСТЕМ ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА ЭНЕРГИИ

Проведем консервативную оценку возможностей производства энергии на основе применения схемы ЯРТ. Примем кпд ускорителя равным 50 %. Учтем, что в отличие от традиционных АЭС, где теплоноситель является одновременно и замедлителем (поэтому их кпд ограничен $\sim 33\%$), в ЯРТ существует возможность использовать наиболее прогрессивные технологии второго контура, применяемые в настоящее время на тепловых электростанциях, в частности, реализовать сверхкритические параметры теплоносителя второго контура — воды, что позволяет иметь кпд $\sim 50\text{--}60\%$. При этом предполагается, что тепло, выделяемое в активной зоне, снимается высокотемпературным гелиевым теплоносителем первого контура.

Протонный ускоритель мощностью 10 МВт ($E_p = 10$ ГэВ и ток 1 мА), в соответствии с оценками табл. 3, при $K_{\text{ум}} \sim 20$ обеспечит стартовую мощность ЯРТ-реактора ~ 200 МВт. При достижении равновесной концентрации ^{239}Pu в АЗ мощность установки может достичь значений в диапазоне 1300–2600 МВт. При кпд второго контура 50 % блок ядерной релятивистской электростанции (ЯРЭС) на старте сможет вырабатывать около 100 МВт электроэнергии, а при выходе на стационарный режим равновесной концентрации ^{239}Pu выработка может возрасти до 650–1300 МВт. Из них около 20 МВт пойдет на собственные нужды, в основном на обеспечение работы ускорителя, поскольку прочие затраты энергии учтены в кпд второго контура, т. е. при запуске блока ЯРЭС $\sim 20\%$ вырабатываемой электрической мощности будет уходить на собственные нужды, а при выходе на стационарный режим работы — от 3 до 1,5 %. Сегодня блок ВВЭР-1000 тратит на собственные нужды $\sim 5\%$ вырабатываемой электроэнергии.

Введение в состав топливной композиции АЗ определенной доли ОЯТ существующих АЭС может значительно уменьшить время $\tau_{\text{рав}}$ выхода ЯРЭС на стационарный режим равновесной концентрации ^{239}Pu за счет присутствия в составе ОЯТ $\sim 2\%$ легкоделящихся изотопов [32].

Важной особенностью схемы ЯРТ является то, что с точки зрения физики процессов, протекающих в АЗ ЯРТ-реактора, для использования ОЯТ в составе топливной

композиции нет необходимости в его предварительной радиохимической переработке и выделении из него долгоживущих осколков деления и минорных актинидов.

Эта возможность определяется механизмом взаимодействия релятивистских частиц с материалом АЗ. При генерации нейтронов в квазибесконечной среде в процессе внутриядерного каскада, вызванного попаданием высокоэнергетической частицы в ядро, оказывается несущественным, с легким или тяжелым ядром вступила в неупругое взаимодействие первичная релятивистская частица. При взаимодействии с легким ядром генерируется меньше нейтронов, но со значительно более жестким спектром, чем в случае тяжелого ядра. Благодаря этому в последующих вторичных реакциях эффективная полная множественность может существенно возрасти. (Подробнее данный механизм рассмотрен в [6].)

Результаты вышеприведенных расчетных оценок [10, 12] и наших экспериментов показывают, что в схеме ЯРТ мы имеем возможность работать с жестким спектром нейтронов, имеющим достаточно большую компоненту далеко за границей спектра деления в течение всего жизненного цикла АЗ.

Жесткий спектр нейтронов в объеме активной зоны ЯРТ-реактора может обеспечить сдвиг элементного состава изобарных цепочек осколков деления всех сжигаемых актинидов в сторону короткоживущих или стабильных нейтронно-дефицитных изотопов. Дополнительно к этому, интенсивное протекание реакций (n, xn) должно приводить к сдвигу изотопного состава всех продуктов деления в сторону короткоживущих нейтронно-дефицитных ядер. Например, вместо образования долгоживущего ^{129}I может образовываться стабильный изотоп ^{129}Xe , а в результате реакций $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ один из наиболее опасных изотопов из состава ОЯТ — долгоживущий ^{90}Sr — может перерабатываться (трансмутировать) в короткоживущий ^{89}Sr или в стабильный ^{88}Sr .

Конечно, практическая реализация указанных возможностей требует многих дополнительных экспериментов для надежного моделирования динамики процессов в АЗ.

Для изготовления тепловыделяющих элементов (ТВЭЛов) АЗ ЯРТ-реактора можно, в принципе, использовать измельченные материалы тепловыделяющих сборок (ТВС), включая содержащееся в них ОЯТ. При этом наиболее подходящей представляется технология, состоящая в капсулировании тонкомолотых материалов ТВС в защитную силовую композитную оболочку, препятствующую выходу в теплоноситель продуктов деления. Аналогично могут изготавливаться и основные компоненты топлива из двуокиси природного (обедненного) урана и/или тория.

Безусловно, потребуется разработка «грязной» технологии и создание соответствующего производства по механотермической переработке отработанных ТВС и фабрикация из них капсул. (Отметим, что ряд необходимых элементов технологии изготовления топливных капсул уже реализован при производстве уран-плутониевого топлива [33] и в рамках разработок микротвальной технологии [34].)

Однако можно утверждать, что эта «грязная» технология будет заведомо чище используемых и вновь разрабатываемых технологий переработки ОЯТ как для открытого, так и для перспективного замкнутого топливных циклов [35].

Размеры АЗ энергетической установки на базе ЯРТ-реактора определяются, в первую очередь, исходя из того, чтобы по ходу пучка укладывалось не менее 5–6 длин его свободного пробега по неупругим взаимодействиям. Это обеспечивает как практически полное поглощение падающего пучка, так и реализацию всего вызванного им «дерева» нейтронно-производящих реакций, возникающего в результате внутриядерных каскадов, в активной

зоне. Таким образом, основные габариты АЗ ЯРТ-реактора в первом приближении не зависят от генерируемой мощности, а определяются физическими процессами в АЗ.

На сегодня предполагается, что размеры активной зоны ЯРТ-реактора составят: диаметр ~ 4 м; высота ~ 4 м. С учетом углубленных на $\sim 0,5-1$ м в объем АЗ окон ввода пучка пробег пучка протонов с энергией 10 ГэВ до выхода из зоны составит $\sim 3-3,5$ м. При средней плотности шаровой микротвальной засыпки из двуокиси урана (с учетом коллекторных полостей для организации течения теплоносителя) ~ 5 г/см³ на трехметровом пробеге пучка уложится около семи длин свободного пробега. Это приведет к снижению его интенсивности до величины, значительно меньшей 0,1 %.

Таким образом, энергетический потенциал пучка и возможности размножения жестких каскадных нейтронов будут использованы практически полностью. С учетом ввода расфокусированного (сканирующего) пучка в активную зону можно ожидать плотности потока протонов на выходе из зоны менее 10^7 см⁻²·с⁻¹. С учетом толщины графитового отражателя ~ 20 см внутренние диаметр и высота корпуса ЯРТ-реактора составят $\sim 4,5-5$ м.

Объем активной зоны ЯРТ-реактора составит ~ 50 м³. При этом средняя плотность энерговыделения в АЗ при выработке 2000 МВт тепловой (1000 МВт электрической) мощности не должна превышать 40 кВт/л, что позволяет использовать высокотемпературный гелиевый теплоноситель. При этом задача теплосъема облегчается благодаря применению топлива в виде структурированной шаровой капсулированной засыпки, которая обеспечивает поверхность теплообмена, многократно превышающую размеры соответствующей поверхности для случая традиционных стержневых ТВЭЛов. Из-за малых размеров топливных капсул ($\sim 2-5$ мм) температура топливного ядра не должна превышать температуру теплоносителя более, чем на 30–60 °С.

Заметим, что конструктивное устройство ЯРТ-реактора по сравнению с традиционными реакторами должно быть существенно проще, так как благодаря его подкритичности отсутствует необходимость в классическом комплексе систем управления и защиты.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены основные физико-технические принципы оригинальной электродерной схемы ЯРТ. Показано, что на основе ЯРТ может быть достигнута значительное усиление мощности иницирующего подкритическую активную зону пучка релятивистских частиц. Рассмотрены оптимальные условия для получения энергетического выигрыша в рамках этой схемы. Результаты первых экспериментов, проведенных на нуклотроне ОИЯИ с модельными АЗ, указывают на правильность основных физических принципов схемы ЯРТ. Однако требуются дальнейшие эксперименты с АЗ большей массы и для более высоких энергий падающих частиц, чтобы убедительно обосновать инновационные перспективы применения ЯРТ для производства энергии и утилизации ОЯТ современных АЭС.

В ОИЯИ в ближайшие три года планируется проводить работы по исследованию физических основ ЯРТ в рамках проекта «Энергия + Трансмутация РАО» (подробнее см. [36]).

Авторы выражают благодарность всем, кто способствовал получению экспериментальных результатов, а также принял участие в анализе результатов и обсуждениях основных положений настоящей работы, в частности: А. В. Бутенко, А. Ф. Елишеву, Б. Н. Гуськову,

В. Д. Кекелидзе, А. Д. Коваленко, Е. В. Костюхову, В. А. Краснову, М. И. Кривоустову, И. И. Марьину, Г. В. Трубникову, В. И. Юревичу (ЛФВЭ ОИЯИ); О. Б. Бадуну, Ю. Н. Копачу, А. Н. Кузнецову, С. С. Павлову, Н. В. Ребровой, В. Н. Швецову (ЛНФ ОИЯИ), С. Н. Бережному, А. А. Говердовскому, А. С. Егорову, Б. В. Кебадзе, Д. Н. Ковалеву, В. П. Корнилову, В. Ф. Митрофанову, Г. А. Мякишеву, В. М. Пиксайкину, В. А. Рощенко, Б. Ф. Самылину (ГНЦ РФ ФЭИ); Л. А. Вайшнине, А. С. Воробьеву, Е. М. Иванову, Ф. В. Морозу, Г. А. Рябову, О. А. Щербакову (ПИЯФ РАН); Т. Н. Корбут (ИФ НАН Белоруссии); И. В. Жуку, А. С. Потапенко, А. А. Сафроновой (ОИЭИЯИ–Сосны НАН Белоруссии); Е. П. Максякову (ЗАО «ЦФТП «Атомэнергомаш»); Л. Н. Фальковскому, Б. И. Фонареву (ЗАО «Атомэнергомаш»).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барашенков В. С. Ядерно-физические аспекты электроядерного метода // ЭЧАЯ. 1978. Т. 9, вып. 5. С. 871–921.
2. Васильков Р. Г., Гольданский В. И., Орлов В. В. Об электрическом бридинге // УФН. 1983. Т. 139, вып. 3. С. 435–464.
3. Барашенков В. С. Проблемы электроядерной технологии. Препринт ОИЯИ P2-94-56. Дубна, 1994. 16 с.
4. Nifenecker N. et al. Basic of Accelerator Driven Subcritical Reactors // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 463. P. 428–467.
5. Проблемы создания широкомасштабной ядерной энергетики и ядерные релятивистские технологии (ЯРТ). <http://www.cftp-aem.ru/Data/RADS02.pdf>
6. Галанин М. В. и др. Теоретические основы релятивистской тяжелоядерной (ЯРТ) энергетики // Глобальные проблемы безопасности современной энергетики: Тр. Междунар. науч. конф. М., 2006. С. 402–413.
7. Марчук Г. И. Численные методы расчетов ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1958. 384 с.
8. Юревич В. И. Образование нейтронов в pA- и AA-столкновениях при промежуточных энергиях // ЭЧАЯ. 2009. Т. 40, вып. 1. С. 101–135.
9. Васильков Р. Г. и др. Размножение нейтронов в уране, бомбардируемом протонами с энергией 300–660 МэВ // АЭ. 1978. Т. 44, вып. 4. С. 329–335.
10. Барашенков В. С., Соснин А. Н., Шмаков С. Ю. Зависимость характеристик электроядерного бридинга от примеси ^{239}Pu и ^{235}U . Препринт ОИЯИ P2-91-422. Дубна, 1991. 10 с.
11. Барашенков В. С., Соснин А. Н., Шмаков С. Ю. Временная зависимость характеристик электроядерной системы («эффект разгонки»). Препринт ОИЯИ P2-92-125. Дубна, 1992. 8 с.
12. Барашенков В. С., Соснин А. Н., Шмаков С. Ю. Электроядерный бридинг в ториевых мишенях. Препринт ОИЯИ P2-92-285. Дубна, 1992. 15 с.
13. Горбачев В. М., Замятнин Ю. С., Лбов А. А. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер: Справ. М.: Атомиздат, 1976. 382 с.
14. Гусев Е. В., Демченко П. А., Николайчук Л. И. Подкритический реактор с совмещенной мишенью, управляемый протонным пучком // Вопр. атомной науки и техники. 2004. № 4. С. 27–39.
15. Уолтер А., Рейнольдс А. Реакторы — размножители на быстрых нейтронах. М.: Энергоатомиздат, 1986. 624 с.

16. Юревич В. И. и др. Исследование эмиссии нейтронов при взаимодействии релятивистских протонов и дейтронов со свинцовыми мишенями // Письма в ЭЧАЯ. 2006. Т. 3. С. 49–72.
17. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972. 648 с.
18. Релятивистские электроядерные технологии — основа создания широкомасштабной ядерной энергетики (Концептуальный физико-технический анализ). <http://www.cftpaem.ru/Data/RADS01.pdf>
19. Andriamonje S. et al. Experimental Determination of the Energy Generated in Nuclear Cascades by a High Energy Beam // Phys. Lett. B. 1995. V. 348. P. 697–709.
20. Батяев В. Ф. и др. Анализ основных ядерно-физических особенностей взаимодействия протонных пучков с тяжелыми металлическими мишенями // АЭ. 2008. Т. 104, вып. 4. С. 242–249.
21. Furman W. et al. Time-Dependent Spectra of Neutrons Emitted by Interaction of 1 and 4 GeV Deuterons with Massive Natural Uranium and Lead Targets // Proc. of Intern. Conf. «Nuclear Data for Science and Technology», Jeju island, Korea, 2011. P. 914–917.
22. Гундорин Н. А. и др. Измерение выхода запаздывающих нейтронов при делении ^{237}Np тепловыми нейтронами // ЯФ. 2007. Т. 70, вып. 6. С. 1011–1018.
23. Dostrovsky I. et al. Cross Sections for Productions of ^9Li , ^{16}C and ^{17}N in Irradiation with GeV-Energy Protons // Phys. Rev. 1965. V. 139. P. B1513–B1523.
24. Кривоустов М. И. и др. О первом эксперименте по калориметрии уранового бланкета на модели U/Pb-сборки электроядерной установки «Энергия плюс Трансмутация» на пучке синхротрона ОИЯИ при энергии протонов 1,5 ГэВ. Препринт ОИЯИ Р1-2000-168. Дубна, 2000. 28 с.
25. Krivopustov M. I. et al. About the First Experiment on Investigation of ^{129}I , ^{237}Np , ^{238}Pu and ^{239}Pu Transmutation at the Nuclotron 2.52 GeV Deuteron Beam in Neutron Field Generated in U/Pb-assembly «Energy Plus Transmutation». JINR Preprint E1-2007-7. Dubna, 2007. 30 p.
26. Waldo R. W. et al. Delayed Neutron Yields: Time Dependent Measurements and a Predictive Model // Phys. Rev. C. 1981. V. 23. P. 1113–1127.
27. Tomlinson L. Delayed Neutrons from Fission. Rep. AERE-R 6993. 1972.
28. Besant C. B. 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. 1977. V. 16. P. 161–176.
29. Rose H., Smith R. D. 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. 1957. V. 4. P. 133–145.
30. Isaev S. G. Study of Delayed Neutrons Parameters in Neutron Induced Fission of Heavy Nuclei. Ph.D. Thesis. IPPE. Obninsk, 2001.
31. Korneev S. V. et al. Restoration of Fast Neutron Spectrum in Subcritical Uranium–Lead Assembly of the «Energy Plus Transmutation» ADS Installation // Proc. of NAS Belarus. Phys. 2004. V. 1. P. 90–95.
32. Колобашкин В. М. и др. Радиационные характеристики облученного ядерного топлива. М.: Энергоатомиздат, 1983. 384 с.
33. Status and Advanced in MOX Fuel Technology. Technical Reports Ser. No. 415. IAEA. Vienna, 2003. 190 p.
34. Сорокин В. В. Гидравлика и теплообмен шаровых засыпок в условиях активной зоны водородных ядерных реакторов с микротрещинами. Минск: Беларус. навука, 2010. 191 с.

35. Рачков В. И. и др. Эффективность ядерной энерготехнологии. Системные критерии и направления развития. М.: ЦНИИАтоминформ, 2008. 228 с.
36. Adam J. et al. (*E&T — RAW Collab.*). Study of Deep Subcritical Electronuclear Systems and Feasibility of Their Application for Energy Production and Radioactive Waste Transmutation. JINR Preprint E1-2010-61. Dubna, 2010. 18 p.

Получено 14 февраля 2011 г.