

С 3486(04)

И-889

ИССЛЕДОВАНИЯ В ГИГАНТСКИХ ИМПУЛЬСАХ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ ОТ ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРОВ И В ЛОВУШКАХ БОЛЬШИХ УСКОРИТЕЛЕЙ



Объединенный институт ядерных исследований

С 3486(04)
И - 889

Памяти И. И. Бондаренко

**ИССЛЕДОВАНИЯ
В ГИГАНТСКИХ ИМПУЛЬСАХ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ
ОТ ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРОВ И В ЛОВУШКАХ
БОЛЬШИХ УСКОРИТЕЛЕЙ**

Дубна, 27–29 апреля 2005 г.

Труды международного рабочего совещания

146687

**STUDIES
IN GIANT PULSES OF THERMAL NEUTRONS
FROM PULSED REACTORS AND IN TRAPS
IN LARGE ACCELERATORS**

Dubna, April 27–29, 2005

Proceedings of the International Workshop

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Dubna • 2005

УДК [539.125.5+621.384.6+621.039.55] (063)
ББК 22.382.292.1 я431
31.46 я431
22.381.1 я431
И88



Оргкомитет совещания:

Ю. Ставиский	— председатель;	STAVSS@FREENET.DE
В. Швецов	— вице-председатель;	SHV@JINR.RU
Е. Лычагин	— ответственный секретарь;	LYCHAG@JINR.RU

Отпечатано методом прямого репродуцирования с материалов,
предоставленных организационным комитетом.

Исследования в гигантских импульсах тепловых нейтронов от импульсных реакторов и в ловушках больших ускорителей: Труды международного рабочего совещания (Дубна, 27–29 апреля 2005 г.). — Дубна: ОИЯИ, 2005. — 219 с.

ISBN 5-9530-0096-0

В настоящий сборник вошли доклады, прозвучавшие на совещании и посвященные рассмотрению возможностей генерации гигантских импульсов тепловых нейтронов с помощью импульсных ядерных реакторов однократного действия (таких как ЯГУАР) и мишеней ускорителей протонов на сверхвысокие энергии (ЛНС, ЦЕРН) для использования этих импульсов в фундаментальных исследованиях. Проведенные оценки и расчеты показали, что использование возможностей указанных устройств открывает новую область исследований в высоких потоках медленных нейтронов, недоступную при других подходах. Например, впервые открывается возможность прямого измерения сечения рассеяния свободного нейтрона на нейтроне (эксперименты с «нейтронным газом»), изучения структуры и динамики конденсированного состояния в сверхсильных импульсных магнитных полях, при сверхвысоких импульсных давлениях и в лазерных световых потоках (эксперименты в импульсных пучках нейтронов). При этом в случае с ЛНС нейтронные эксперименты позволяют использовать всю интенсивность сверхускорителя, не мешая другим программам.

УДК [539.125.5+621.384.6+621.039.55] (063)
ББК 22.382.292.1 я431
31.46 я431
22.381.1 я431
И88

ISBN 5-9530-0096-0

© Объединенный институт ядерных исследований, 2005

СОДЕРЖАНИЕ

Ю. Я. Стависский

Гигантские импульсы тепловых нейтронов
в ловушках больших ускорителей.

Возможности физических экспериментов 5

Ю. А. Александров

Нейтрон 24

С. Г. Кадменский, Ю. В. Иванов

Рассеяние нейтрона на нейтроне 36

В. Ф. Колесов, Р. И. Илькаев, А. К. Житник, В. Х. Хоружий,

Ю. Я. Стависский

Расчетные характеристики источника нейтронов
на базе коллайдера ЦЕРН 48

С. И. Самарин, Д. Г. Модестов, В. В. Плохой

Использование программного комплекса RAMCES

для оценки возможности исследования nn -рассеяния
на ловушках больших ускорителей 59

А. Д. Рогов

Потоки тепловых нейтронов в замедлителях ловушки LHC 71

В. Л. Ломидзе

Термомеханика мишени-ловушки LHC 76

Б. Г. Леваков, В. В. Андреев, В. В. Захаров, А. Г. Кропотухин,

Н. П. Кураков, В. И. Литвин, А. Е. Лыжсин, О. А. Мингазов,

В. М. Опарин, А. М. Перевалов

Характеристики импульсного реактора «ЯГУАР»
как источника нейтронов для проведения прямого измерения
сечения nn -рассеяния 96

<i>Ю. И. Чернухин, Я. З. Кандиев, Б. Г. Леваков, Д. Г. Модестов, Д. В. Хмельницкий</i>	
Прямое измерение сечения нейтрон-нейтронного рассеяния на реакторе ЯГУАР. Моделирование эффекта.	109
<i>В. В. Нитц</i>	
Перспективы нейтронных исследований магнетизма с импульсным магнитным полем на интенсивных импульсных источниках нейтронов	128
<i>A. S. Mischenko, A. K. Zvezdin</i>	
Field-induced spin phase transitions in molecular magnets and heavy fermion systems	136
<i>Ю. С. Лютостанский, В. И. Ляшук</i>	
Использование нейтронных потоков высокой плотности для генерации жестких нейтрино	150
<i>С. А. Андреев, В. И. Литвин, А. В. Лукин, А. А. Снопков</i>	
Реакторный комплекс ТИРАН как источник тепловых нейтронов для фундаментальных исследований	176
<i>В. Н. Богданов, В. И. Ильин, М. И. Кувишинов, В. Т. Пунин, В. В. Сажнов, И. Г. Смирнов, Ю. А. Трутнев, В. А. Устиненко</i>	
Генерирование импульсов тепловых нейтронов на реакторе БИГР	185
<i>Я. З. Кандиев, О. В. Зацепин, А. Г. Михалькова, Д. Г. Модестов</i>	
Возможности программы ПРИЗМА-Д	193
<i>Л. Е. Довбыш, С. П. Мельников, В. Т. Пунин, А. А. Синянский</i>	
Ядерно-оптический преобразователь как детектор нейтронов	202

ГИГАНТСКИЕ ИМПУЛЬСЫ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ В ЛОВУШКАХ БОЛЬШИХ УСКОРИТЕЛЕЙ. ВОЗМОЖНОСТИ ФИЗИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ.

Ю.Я. Стависский,
ОИЯИ, Дубна.

В давние обнинские времена (пятидесятые годы прошлого века) Игорь Бондаренко обратил внимание своих коллег и друзей на возможности, открывающиеся для экспериментов в ядерной физике низких и средних энергий при создании ускорителей заряженных частиц с сильной фокусировкой. Одним из следствий стало предложение использовать быстроциклический протонный синхротрон на 500 Мэв, разработанный Соколовым и др. в Новосибирском Институте ядерной физики в качестве импульсного источника нейтронов для время-пролётной нейтронной спектроскопии [1]. Это предложение было поддержано акад. А.М.Будкером и акад. А.И.Лейпунским, но не было опубликовано из соображений применимости для исследований, имевших военное значение. В последние годы, в конце семидесятых, появилось предложение использовать большие протонные синхротроны (на тэвные энергии) для генерирования гигантских импульсов тепловых нейтронов [2] (сначала - серпуховской протонный синхротрон УНК на 3 Тэв, затем SCSC на 10 Тэв и теперь - сооружаемый в CERN'e LHC на 7 Тэв.

По-видимому в связи с этим предложением оба первых проекта уже почивали в Бозе, проект же LHC пока жив, хоть и имеются трудности при его осуществлении...

Расчёты, проведенные в Институте ядерных исследований РАН (Москва), показали, что при однооборотном выводе 7-Тэв протонов (основной режим работы ускорителя) на тяжёлую мишень, размещённую в начальной части графитовой ловушки и снабжённую водородосодержащим замедлителем, в последнем генерируется гигантский импульс тепловых нейтронов с пиковой

плотностью потока $1,5 - 2 \cdot 10^{19}$ нейтр/см²сек. и длительностью 100 – 250 мсек.

Это открывает новые возможности для экспериментальных исследований в области нейтронной ядерной физики, нейтронной физики конденсированных сред, нейтринной физики с использованием всей интенсивности суперускорителя, что нисколько не мешает другим его задачам. Необходимо также отметить, что подобный ускоритель, сооружаемый, в основном, для экспериментов со встречными пучками, будет иметь и вторую ловушку пучка, также пригодную для подобных экспериментов...

I. Введение

Создание ускорительно-накопительного комплекса ЛНС (рис.1,[3]) открывает неожиданные возможности для физических исследований в сверхплотных импульсных потоках медленных нейтронов (тепловых, холодных, ультрахолодных). Здесь рассматриваются исследования с тепловыми нейтронами. Возможные эксперименты с холодными и ультрахолодными нейтронами в стадии обсуждений и оценок.

Одним из «чудес природы» является близость времени обращения протонов в больших кольцевых ускорителях ($\sim 70 - 80$ мсек) и времени жизни тепловых нейтронов в водородосодержащих замедлителях (вода, гидрид циркония и др). Это и есть основа генерации сравнительно коротких импульсов тепловых нейтронов с гигантской пиковой плотностью потока, вплоть до $\sim 10^{20}$ нейтр/см²сек.

В своё время Р.Вильсон предложил использовать ускорители протонов на высокие энергии (сотни Гэв) для т.н. «электроядерного бридинга» (ЕЯБ - получения энергии и делящихся материалов с помощью ускоренных протонов или ядер) [4]. Это предложение было ошибочным, так как наиболее эффективная область энергий протонов для рождения нейтронов лежит в окрестности 1,2 Гэв [5]. С ростом энергии протонов E прямые их ионизационные потери в веществе падают ($\sim 1/E$) и всё большая доля энергии идет на возбуждение ядер, которое, в конечном счёте, приводит к испарению нейтронов – к основному процессу для ЕЯБ. Однако в области энергий 400-500 Мэв начинается интенсивное рождение π^0 -мезонов, распад которых даёт начало электронно-фотонным ливням. Они ведут к

вторичным ионизационным потерям энергии протонов. Конкуренция первичных и вторичных ионизационных потерь приводит к появлению широкого максимума в удельном выходе нейтронов из протяжённых тяжёлых мишеней, облучаемых протонами (удельный выход - число испускаемых нейтронов на протон и единицу его энергии в зависимости от энергии протона, $dN/E, p$) [5]. Удельный выход нейтронов в этом максимуме для тяжёлых протяжённых мишеней (свинец, вольфрам) составляет ~ 24 нейтр/протон Гэв.

Большое число протонов в накопительных кольцах ускорительного комплекса (проектное значения для LHC (CERN) $\sim 3 \cdot 10^{14}$ протонов) и высокая их энергия обеспечивают генерацию гигантских импульсов нейтронов [2]. Хотя удельный выход при сверхвысоких энергиях уже сравнительно мал (только около 2,5 нейтр/прот.Гэв при 7 Тэв [6]), полный выход для протяжённой вольфрамовой мишени достигает $\sim 2 \cdot 10^4$ нейтр/протон. Основное ограничение – нагрев мишени за импульс.

II. Гигантские импульсы нейтронов в ловушках LHC.

Ускорительно-накопительный комплекс LHC (большой адронный коллайдер) создается как совокупность двух накопительных колец и системы ускорителей-инжекторов, создающих встречные циркулирующие пучки протонов или других заряженных частиц (ядер). Кольца имеют пересечения, обеспечивающие проведение экспериментов на встречных пучках протонов с энергией до 7 Тэв. Начальный диаметр пучка протонов в кроссовере – около 15 микрометров. Со временем накопление ошибок в поворотных магнитах и фокусирующих линзах приводит к «распуханию» пучка и потере «светимости» эксперимента, которая обратно пропорциональна четвёртой степени диаметра пучка... Время жизни светимости около 10 часов. Поэтому каждые 10 часов всю накопленную интенсивность протонов (проектное её значение $\sim 3 \cdot 10^{14}$ протонов в каждом пучке [3]) предполагается сбрасывать, путём однооборотного вывода, в ловушки и процесс ускорения и накопления начинать сызнова.

Ловушка представляет собой графитовый цилиндр диаметром 1 метр и длиной около 10 метров, окружённый радиационной защитой из стали и бетона. Если в начальной части графитовой ловушки (в 10 – 20 см от её фронтальной поверхности) разместить тяжёлую мишень толщиной в 2-3 длины ядерного пробега протонов (для вольфрама это около 60 см) - большинство протонов испытает ядерные взаимодействия, которые завершатся испарением нейтронов возбуждёнными ядрами. Как уже отмечалось, однако, имеет место конкурирующий процесс – рождение π^0 -мезонов генерирует электронно-фотонные ливни, взаимодействие которых с веществом рождает примерно на два порядка меньше нейтронов, чем взаимодействие адронов с ядрами. Передача энергии первичных протонов ливням существенно снижает выход нейтронов.

Таким образом, тяжёлая мишень в графитовой ловушке явится интенсивным импульсным источником нейтронов с каскадно-испарительным энергетическим спектром. Около 90% нейтронов будут иметь среднюю энергию 2-3 Мэв и угловое распределение, близкое к изотропному. Остальные, каскадные, угловое распределение вытянутое вперед и энергии вплоть до первичной энергии протонов (7 Тэв). Длительность импульса нейтронов составит примерно 70 микросекунд – время оборота протонов в кольце.

Такой источник нейтронов будет иметь значительные преимущества перед импульсными ядерными реакторами однократного действия с температурным самогашением, имеющими близкий интегральный выход нейтронов, но более длинный импульс, значительный выход запаздывающих нейтронов и существенные ограничения в постановке экспериментов, в случае необходимости «влезать» внутрь активной зоны реактора. Рассматриваемый источник нейтронов позволит использовать практически всю интенсивность суперускорителя для нейтронных экспериментов, не мешая другим программам, т.е. существенно расширит экспериментальные возможности ускорительного комплекса.

Для определения выхода нейтронов при облучении тяжёлых протяжённых мишеней протонами сверхвысокой энергии группой Н.М. Соболевского (ИЯИ РАН), был проведен цикл расчётов методом Монте-Карло [5,6].

В настоящее время используется ряд компьютерных программ для расчета взаимодействия протонов с веществом.

Широко распространена современная версия HETC (High Energy Transport Code, [7]), LANET (Лос-Аламосская Лаборатория), HERMES (Исследовательский центр Юлих), NMTC (JAERI) и др. Эти программы используют модель межъядерного каскада Бертини [8], детально описывающую, в эксклюзивном подходе, все стадии ядерных реакций в протяжённой мишени. Они применимы при энергиях протонов до 10-20 ГэВ.

Русским аналогом HETC является программа SHIELD. Современный вариант SHIELD [9,10,11] позволяет моделировать рождение и перенос нуклонов, пионов, каонов, антинуклонов, мюонов и ядер с произвольными (A,Z) в протяжённых сложных мишенях при энергиях до ~ 100 ГэВ.

Следующий независимый адронный транспортный код – FLUKA (первая версия – 1974, [12]. Используется инклюзивный подход в моделировании ядерных взаимодействий. В его современной версии [13,14] при высоких энергиях применена двухпартонная модель (DPMJET, J.Ranf), а при энергиях в окрестности 1 ГэВ - оригинальная версия каскадно-испарительной модели. Программа позволяет моделировать адронные каскады в веществе при энергиях до 20 ТэВ.

Применяются также комбинации программ, позволяющие решать широкий круг задач. В частности, программа CALOR [15,16], включающая HETC, MORSE, EGS4 и мультифрагментационную модель адрон-ядерных взаимодействий [17]. Эта программа также позволяет проводить расчёты до энергий ~ 20 ТэВ.

Широко используется также инклюзивная программа переноса MARS [18], первая версия которой была разработана в Н.Моховым (1975, ИФВЭ, Протвино).

К настоящему времени проведено немало экспериментов по определению выхода нейтронов из протяжённых тяжёлых мишеней в диапазоне энергий протонов от 0,25 до 70 ГэВ. Обе эти крайние точки получены экспериментальными группами ИЯИ РАН – 0,25 ГэВ [19] - на медицинском канале протонного синхротрона ИТЭФ и 70 ГэВ [20] – на серпуховском ускорителе. Результаты ранних экспериментов в окрестности ~ 1 ГэВ наиболее полно представлены в работе [21]. В последние годы были получены данные при энергии протонов 12 ГэВ [22].

Все эти результаты неплохо согласуются с нашими расчётами выхода нейтронов для энергий протонов в диапазоне 0,2 – 10 TeV. Это открывает возможность выбора наиболее эффективной энергии протонов для конкретной задачи. Так для электроядерного бридинга оптимальна энергия протонов ~ 1,2 ГэВ. Однако, с точки зрения работоспособности ускорителя более эффективной может оказаться энергия ~ 10 ГэВ – большее время жизни ионного источника при сравнительно малых токах и меньшие (в расчёте на произведенный нейтрон) радиационные повреждения первой стенки мишени [23].

Расчёты Дементьевых и др. проводились для свинцовой мишени природного изотопного состава в виде цилиндра диаметром 20 см и длиной 60 см. Карандашный пучок протонов падал в центр мишени, вдоль её оси. В тэвной области использовались программы FLUKA и Calor, в низкой - оригинальная программа LOENT с 26-групповой системой нейтронных данных И. Бондаренко и др [24], электронно-фотонные ливни моделировались программой EGS4, связанной с SHIELD специальным интерфейсом. На рис. 2 можно видеть выход нейтронов с энергией ниже 10,5 МэВ в зависимости от энергии протонов в диапазоне 0,1 – 10 ТэВ. На рис.3 – продольное распределение источников нейтронов для вольфрамовой мишени, на рис. 4 – удельный выход нейтронов в зависимости от энергии протонов.

Наблюдается значительное расхождение результатов расчётов, проведенных по FLUKA и CALOR (около 1,6 при 6 ТэВ). С нашими результатами при 70 ГэВ [20] лучшее согласие дают расчеты по программе CALOR, но 70 ГэВ - слишком далеки от интересующей нас области. Поэтому очень интересно получить хотя бы одно значение для тэвных энергий. Это можно было бы сделать при энергии 0,9 ТэВ на теватроне (FNAL).

В соответствии с имеющейся информацией [3], циркулирующие пучки сбрасываются горизонтально в септум-магниты, которые отклоняют их вертикально на ловушки, расположенные в отдалённой зоне (~ 750 м). Для обеих ловушек используется одна система вывода IP6 (рис.5).

Для снижения тепловой нагрузки пучок «размазывается по лицевой поверхности графита двумя ортогональными магнитами, питаемыми 14 Кгц, 15 Кв.

Легко видеть, что синхронизация обоих магнитов позволит получить кольцевой пучок внутри графита, «раздутый» за счёт многократного рассеяния. Если ввести в этот пучок кольцевую вольфрамовую мишень с внутренним водородосодержащим замедлителем, можно получить кольцевой источник каскадно-испарительных нейтронов с импульсным потоком тепловых нейтронов в полости замедлителя плотностью $\sim 10^{19}$ нейтр/см²сек и длительностью ~ 250 мксек. При использовании плоской мишени с боковым замедлителем – импульсы тепловых нейтронов плотностью $\sim 2 \cdot 10^{19}$ нейтр/см²сек и длительностью около 100 мксек для экспериментов вне мишени.

Как можно видеть из приведённого примера, основные режимы и агрегаты, предусмотренные концептуальным проектом LHC, обеспечивают, в принципе, возможность генерации мощных импульсов тепловых нейтронов. Дополнительно должна быть создана мишень с системой замедлителей и экспериментальных каналов. Тем самым экспериментальные возможности комплекса LHC были бы существенно расширены.

III. Возможное применение ловушки LHC в нейтронных исследованиях

Импульсный источник нейтронов на основе ловушки LHC открывает интересные возможности для исследований в области нейтронной ядерной физики, нейтронной физики конденсированных сред и нейтринной физики. Наряду с экспериментами в классической постановке было бы полезно использовать гигантские импульсы тепловых нейтронов для изучения процессов в сверхплотных лазерных световых полях, в сверхсильных импульсных магнитных полях и при других экстремальных состояний вещества и энергии, доступных только в «редкоимпульсном» виде, а также для изучения редких процессов, например прямого рассеяния лазерного света на магнитном моменте свободного нейтрона или его поляризации, экспериментальное изучение рассеяния света на связанных в кристалле нейтронах и предсказанного в [25] усиления эффекта вблизи фононных резонансов.

Имеет смысл рассмотреть две мишени, которые можно было бы «прицепить» к двум ловушкам — одну для генерации плотных импульсных потоков внутри замедлителя («нейтронного газа») и вторую — для генерации потоков тепловых нейтронов, светящихся во внешний нейтронный канал. Проведенные расчётные оценки показали [26], что полуширина импульса тепловых нейтронов в полости водородосодержащего замедлителя составит примерно 250 мксек, а на поверхности замедлителя, «светящей» в нейтронный канал ~ 100 мксек при пиковой плотности потока тепловых нейтронов $\sim 1,5 \cdot 10^{19}$ и $\sim 10^{20}$ нейтр/см² сек (в последнем случае — при использовании бериллиевого отражателя).

А. Эксперименты в «нейтронном газе».

а) Прямое измерение длины рассеяния нейтрона на нейтроне.

Здесь появляется, и, по-видимому, впервые, возможность прецизионного измерения сечения рассеяния нейтрона на нейтроне. В соответствии с гипотезой зарядовой независимости ядерных сил, взаимодействие двух нуклонов в одном квантовом состоянии не должно зависеть от их заряда. В частности, при низких энергиях длина рассеяния $n-p$ должна быть равна длине $n-n$ (изоспин $T = 1$, спин $S = 0$). В экспериментах по измерению длины $n-p$ рассеяния получена точность $\sim 0,5\%$.

Для nn -рассеяния известно свыше 50 оценок, основанных на изучении влияния взаимодействия двух свободных нейтронов на энергетический спектр C -частиц в реакции $A+B = C+2n$. Длины рассеяния по таким оценкам лежат в диапазоне $-11,2 > a_{nn} > -25$ fm. Длина рассеяния из усреднения этих данных $^1a_{nn} = -16,70 \pm 0,38$ fm [27] (в сравнении: $^1a_{np} = -23,56 \pm 0,56$ fm). Расхождение довольно велико, не говоря уж о том, что при проведении оценок существенную роль играют предположения о механизме реакции. Поэтому, при всех успехах современных теорий элементарных взаимодействий, значение прямого эксперимента по измерению длины nn -рассеяния трудно переоценить...

Прямые эксперименты по измерению длины nn -рассеяния предлагались неоднократно. В работе [28] предлагалось использование

ядерного взрыва. И.И. Бондаренко и др. – импульсный реактор в космическом пространстве [29]. Предлагалось использование мощного пульсирующего реактора ИБР-2 [30], импульсных реакторов однократного действия с температурным самогашением. Однако детальный анализ показал непроходимость проблемы фонов от мгновенных и запаздывающих нейтронов, да и ожидаемые эффекты были малы...

Расчеты С.А. Новосёлова с использованием расчётной программы В.Н. Мирошниченко (NeuMC) для мишени-ловушки LHC из вольфрама, снабжённой внутренним гидрид-циркониевым замедлителем с полостью, показали [31], что ток нейтронов через детектор диаметром $\sim 2,2$ см, обусловленный рассеянием нейтронов на нейтронах в вакуумной полости замедлителя составит $\sim 10^5$ нейтронов за один гигантский импульс. Это обеспечит необходимую статистическую точность уже за один импульс. Ещё 5–10 импульсов позволят внести необходимые поправки (рассеяние нейтронов на ядрах, выбиваемых из стенок вакуумной камеры, на остаточном газе, учесть распределение плотности потока нейтронов в полости, спектр нейтронов с использованием техники по времени пролёта и т.п.). Именно большие эффекты и относительно малые фоны вселяют надежды на достижение высокой точности эксперимента, порядка $\sim 1\%$. Возможная схема эксперимента (рис. 6,7) включает кольцевую вольфрамовую мишень с внутренним замедлителем из гидрида циркония $\varnothing 30 \times 60$ см. Вакуумная камера располагается в ультрахолодных полости замедлителя $\varnothing 20$ см, задняя стенка её удалена от мишени на ~ 25 метров, а детектор – на 12 м. Система снабжена коллиматорами и диафрагмами, так что детектор «не видит» замедлитель и стенки вакуумной камеры.

Предполагается использовать три железно-водных коллиматора на расстоянии 2, 4. и 6 метров от мишени, толщиной 100, 150 и 180 см соответственно, со слоями B_4C и кадмиевым покрытием.

После начала нейтронного импульса детектор запирается на ~ 3 миллисекунды. В этом случае не регистрируются нейтроны с энергией $> 0,84$ эВ от замедлителя и нейтроны с энергией $> 2,2$ эВ от задней стенки вакуумной камеры. При этом около 70% нейтронов, рассеянных в нейтронном газе, регистрируется. Фон тепловых нейтронов, рассеянных на гранях коллиматоров и от стенок вакуумной камеры составляет $\sim 1\%$ от эффекта, фон от рассеяния на остаточном газе при его давлении $\sim 10^{-7}$ торр около 6%. Фон запаздывающих быстрых нейтронов

пренебрежим. Фон космических нейтронов значительно меньше процента [30].

б) Мультинейтронные ядерные реакции.

Высокая импульсная плотность тепловых нейтронов и большие сечения радиационного их захвата, не редкие в тепловой области энергий открывают пути исследований мультинейтронных реакций, когда ядро захватывает несколько, по крайней мере два нейтрона перед β -распадом. До сих пор такие реакции наблюдались только при ядерных взрывах и то в области надтепловых нейтронов или усреднённых сечений. В частности, появляется возможность синтеза нейтронно-избыточных трансуранов при мультинейтронном захвате в тяжёлых мишенях (Cf, Cu, Md и пр.). В соответствии с ростом времени жизни с увеличением числа нейтронов в ядре, перегруженные нейтронами изотопы могут быть сравнительно долгоживущими. Это откроет возможности детального изучения их свойств.

в) Исследования взаимодействия нейтронов с радиоактивными ядрами.

Открывается возможность изучения взаимодействия нейтронов с радиоактивными ядрами, изомерами, в частности и с образующимися при захвате нейтронов во время импульса.

Б) Пучковые эксперименты

а) *Исследования структуры и динамики вещества в сверхсильных импульсных магнитных полях [32].*

б) *Исследования структуры и динамики вещества при импульсных сверхдавлениях.*

В) Нейтринные эксперименты.

а) *Исследования в потоках нейтрино из мишени.*

Представляет интерес сопоставление ядерных реакций в потоках реакторных антинейтрино, источником которых являются, по сути, нейтронно-избыточные осколки деления, с ядерными реакциями в потоках нейтрино от распада нейтронно-дефицитных продуктов spallation-процесса (проблема майорановских сил).

б) *Исследования в потоках жёстких нейтрино.*

Представляет интерес использование гигантских импульсов тепловых нейтронов для генерации потоков жёстких нейтрино с использованием, например, литиевого конвертора.

IV. Заключение.

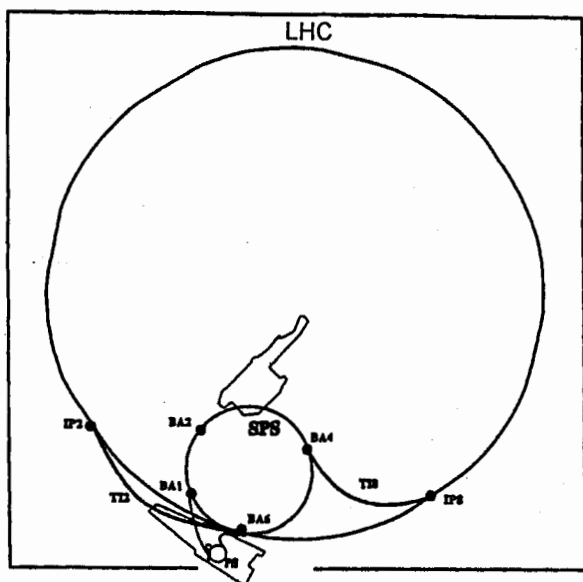
Создание в начальной части графитовой ловушки LHC тяжёлой мишени с водородосодержащим замедлителем открывает новые возможности для исследований в области физики частиц, ядерной физики и физики конденсированных сред, без вредной конкуренции с другими программами, предусмотренными для LHC.

Авторы рады высказать свою признательность А.В. и Д.В. Дементьевым, М.В. Казарновскому, А.С. Ильинову, В.Г. Мирошниченко, В.В. Нитцу, С.А. Новосёлову, А.Д. Рогову, Н.М. Соболевскому за участие в работе, В.В. Васильеву, В.Ф. Колесову, М.А. Маркову и А.Н. Скринскому за плодотворные дискуссии и поддержку, Р.Р. Вильсону за «первый толчок» в обсуждаемом направлении.

Л и т е р а т у р а.

- 1.Ю.Я.Стависский. ИНИ-500 – быстроциклический протонный синхротрон как источник нейтронов для время-пролётного нейтронного спектрометра. Частное сообщение, ФЭИ, Обнинск, 1963.
- 2.Ю.Я. Стависский. Гигантские импульсы тепловых нейтронов в мишенях ускорителей на сверхвысокие энергии. Препринт Р-0215, ИЯИ, Москва, 1981.
- 3.The Large Hadron Collider. Conceptual Design, CERN/AC/95-05(LHC).October 20, 1995.
- 4.R.R. Wilson. Preprint FNAL, FN-298, FNAL 1976.
- 5.A.V. Dementjev, N.M. Sobolevsky, Y.Y. Stavissky. Neutron yield from extended lead target under incident protons 0,1 – 100 GeV. NIM A 374, 1996, 70-72.
- 6.A.V.&D.V. Dementjevs, N.V. Sobolevsky, Y.Y. Stavissky. Specific Neutron Yield from the Extended lead Target under incident Protons 0,1 GeV – 10 TeV. ICANS-XV, Nov 6-9, KEK – JAERI Procceding 2022, Rep. 23.20,Tsucuba, Japan.
- 7.T.V. Armstrong, K.P. Chandler, Nucl. Sci. Eng.49(1972) 10.
- 8.H.V. Bertini, Phys. Rev. 188 (1969),1711.
- 9.Н.М. Соболевский, Программы для моделирования нуклон-мезонных каскадов методом Монте-Карло. Препринт В1-5-5458, ОИЯИ, Дубна, 1970.
- 10.A.V. Dementjev, N.M. Sobolevsky. Radiation measurements. 30.(1999)
- 11.A.V. Dementjev, N.M. Sobolevsky, Preprint874/94 INR, Moscow, (1994)
- 12.J.Ranf, J.T. Routty, Comp. Phys.Com.7 (1974) 327.
- 13.A.Fasso, A.Ferrari et al. Proc. Of 3 Worcshop SARE 3, KEK, Tsukuba, Japan.
- 14.A.Fasso, A Ferrari at al., NIM B 71 (1992) 412.
- 15.C.Y. Fu, N.A. Gabriel, Proc. Of SARE 4, ORNL, Knoxville, USA, Sept.14 - 16, 1998.
- 16.T.A. Gabriel et al., Preprint TM-1160 ORNL, Oak-Ridge, 1989.
17. J.Ranf, S. Ritter, Z.Phys. C 27 (1985) 569.
- 18.N.V. Mochov et al. Proc of SARE 4, ORNL, Knoxville, USA, Sept. 14-16, 1998.
- 19.V.N. Slastnikov et al., Z.Phys.A 311 (1983) 363

- 146687
20. Н.В. Колмычков и др., Ат. Энергия **75** (1993) 219.
 21. V.S. Barashenkov, Nucl. Part. Phys. **9** (1978) 781.
 22. M. Arai et al., Neutron research, **8** (1999) 71.
 23. Y.Y. Stavisky, Y.V. Senichev, Proc. of ICANS-XII, Oxford, UK, Oct. 1993.
 24. И.И. Бондаренко и др. Групповые нейтронные константы для расчёта реакторов и защиты. Атомиздат, Москва, 1968.
 25. В.М. Агранович, И.Л. Лалов, Рассеяния лазерных фотонов на нейтронах в кристалле. ЖЭТФ **42**, (1975).
 26. А.Д. Рогов, ЛНФ ОИЯИ, Частное сообщение, 2005.
 27. H. Gurach and B. Ruhn, Ann. Der Physik, **39**, (1982) 195.
 28. M.J. Moravvccsik, Phys.Rev. NB3, **136**, (1964) 624/
 29. И.И. Бондаренко, В.П. Ковалёв и др. Ядерная физика **2**, №5(1965), 839.
 30. В.Д. Ананьев и др. Препринт ОИЯИ 13-4392 (1969).
 31. A.V. Dementjev & D.V. Dementjev, M.V. Kazarnovsky, M.G.Miroshnichenko, S.A. Novoselov at.al., On the possibility of the direct investigation of the neutron-neutron scattering at LHC beam-stop. Proc. 2000-22 of the ICANS-XV, Tsukuba, Japan. Rep 21.4. Ibid 1997 Gatlinburg Conferense.
 32. V.Nitz. Prospects for the use of pulsed fields in neutron research of condensed matter. Journal of Magnetism and Magnetic Materials **260** (2003), 84 – 104.

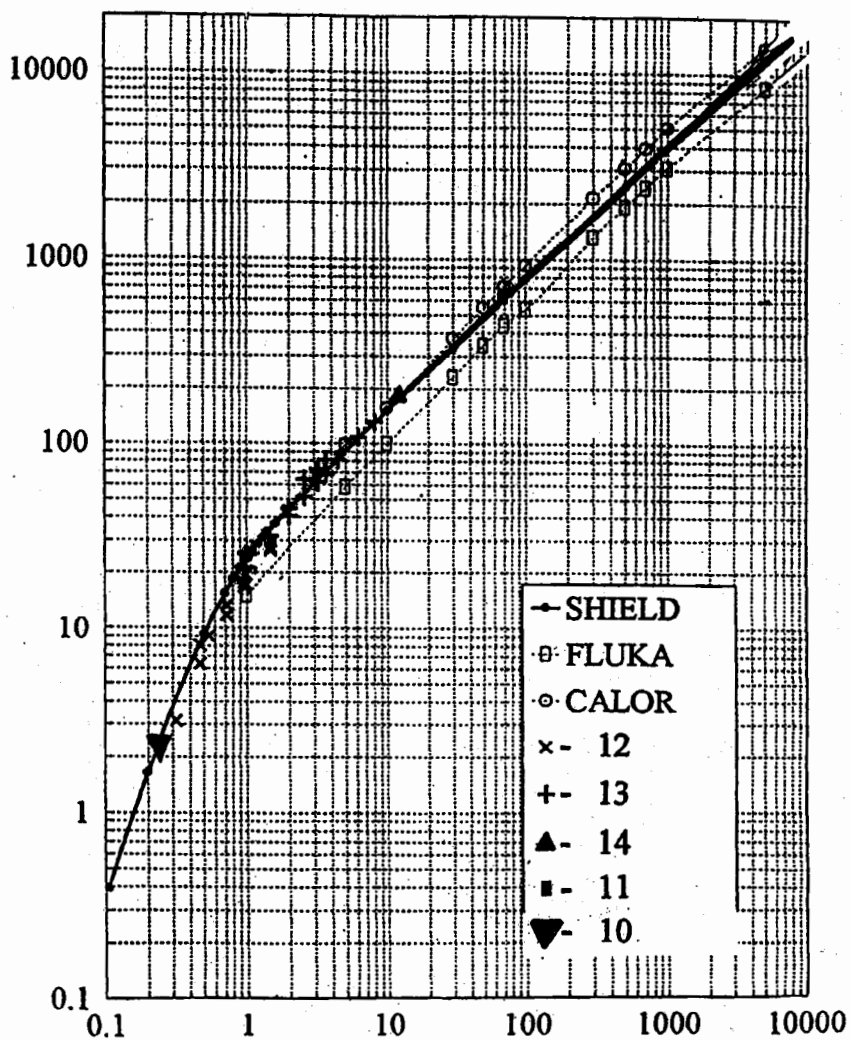


SPS-LHC transfer lines

Energy	E	[TeV]	7.0
Dipole field	B	[T]	8.4
Luminosity	L	[cm ⁻² s ⁻¹]	10 ³⁴
Beam-beam parameter	ξ		0.0034
Total beam-beam tune spread			0.01
Injection energy	E _i	[GeV]	450
Circulating current/beam	I _{beam}	[A]	0.53
Number of bunches	k _n		2835
Harmonic number	h _{RF}		35640
Bunch spacing	τ_b	[ns]	24.95
Particles per bunch	n _b		1.05 10 ¹¹
Stored beam energy	E _s	[MJ]	334
Normalized transverse emittance $(\beta\gamma)\sigma^2/\beta$	ϵ_n	[μ m.rad]	3.75
Collisions			
β -value at I.P.	β^*	[m]	0.5
r.m.s. beam radius at I.P.	σ^*	[μ m]	16
r.m.s. divergence at I.P.	σ'^*	[μ rad]	32
Luminosity per bunch collision	$\mathcal{L}_b$	[cm ⁻²]	3.14 10 ²⁶
Crossing angle	ϕ	[μ rad]	200
Number of events per crossing	n _c		19
Beam lifetime	τ_{beam}	[h]	22
Luminosity lifetime	τ_L	[h]	10

Рис 1

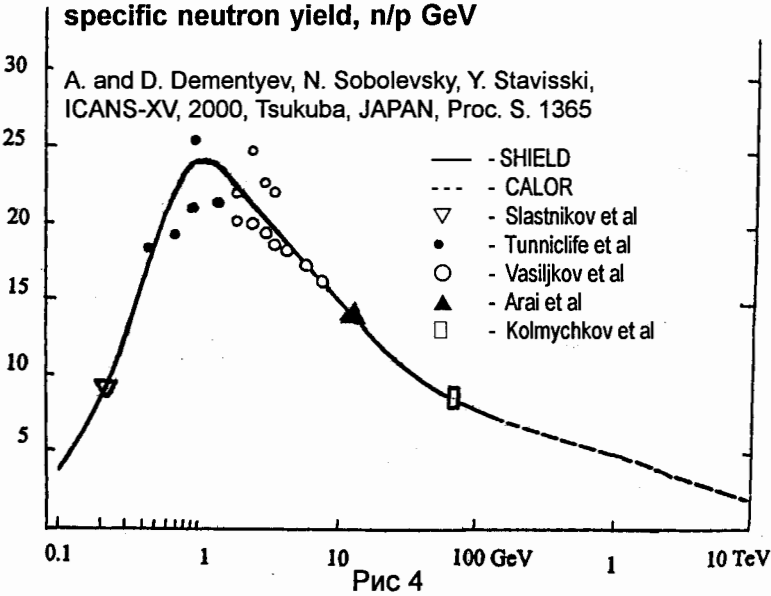
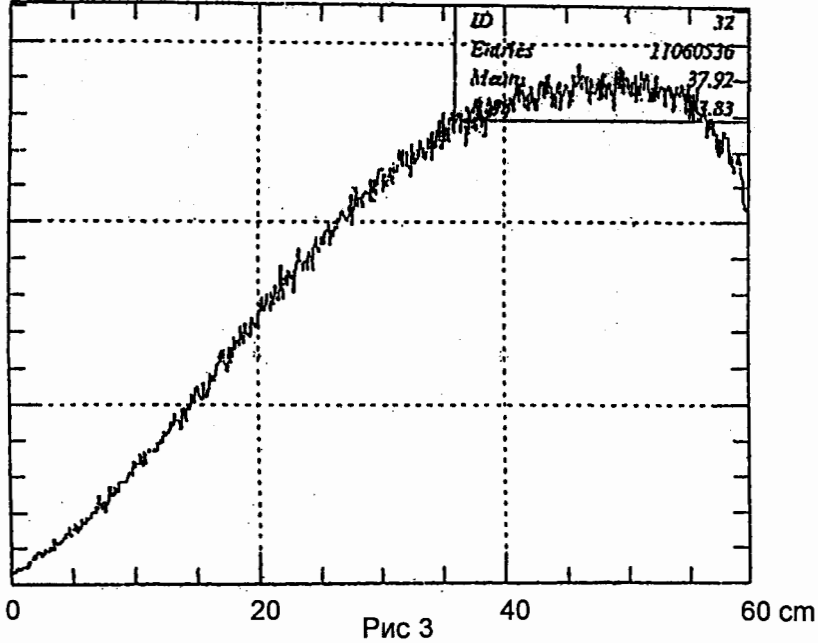
Neutron yield, n/p



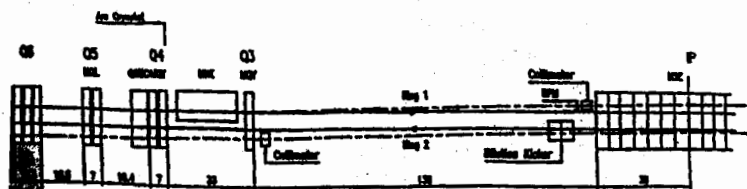
Proton energy, GeV

Рис 2

Neutron sources distribution in W



Layout of the beam dump insertion at IP6
Main parameters of the extraction septum, kicker and diluter magnets



	Units	Septum magnet	Kicker magnet	Diluter horiz.	Diluter vert.
Bending strength	[Tm]	60	7.1	7.0	7.0
Nominal field	[T]	1.0	0.51	1.2	1.2
Overall length	[m]	70	25	8	10
Gap/Beam aperture (horiz. x vert.)	[mm]	45	58 x 58	58 x 42	58 x 42
Rise time	[μ s]	d.c.	3		
Frequency	[kHz]			14	14
Flat top	[μ s]		90		
Voltage	[kV]		30	15	15
Number of modules		12	14	4	5

Рис 5

**LHCGNP
proposal-1981**

$f \sim 1/10$ hour
 $N_p \sim 3(1) \cdot 10^{14}/P$
 $\theta_f \sim 70 \mu s$
 $\theta^{ZrH}_T \sim 120 \mu s$

$\theta^{peak}_T \sim 1,5 \cdot 10^{19}$ neut/cm²s

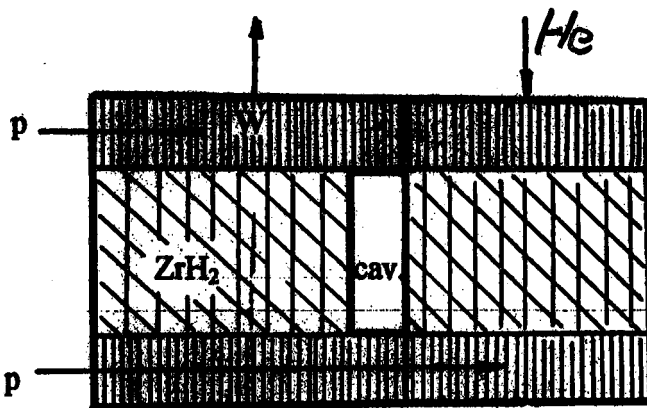
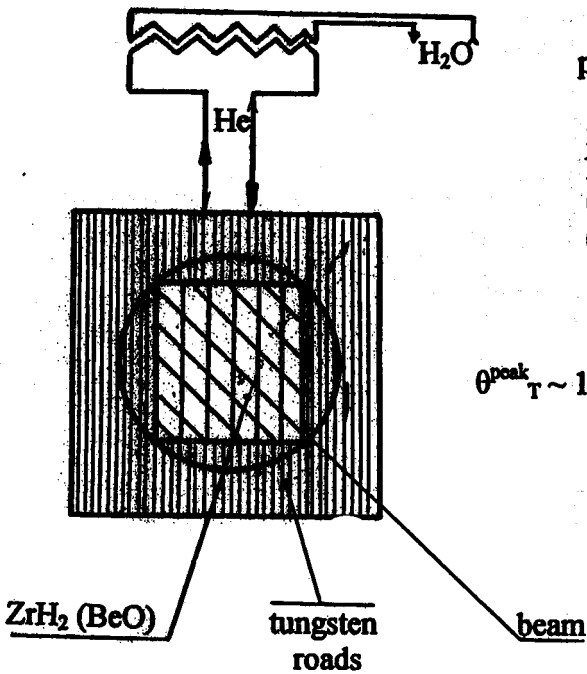


Рис 6

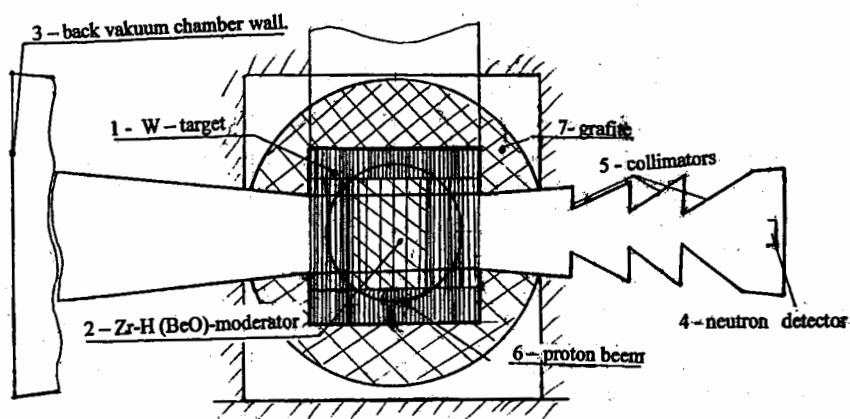


Рис 7

НЕЙТРОН

Ю.А. Александров,
ЛНФ им. И.М. Франка, ОИЯИ

Рассматривается история открытия нейтрона. Обсуждаются его электромагнитные свойства. Приводятся данные о β -распаде нейтрона, о длинах рассеяния нейтрон-протон и протон-протон, о поисках осциллирующий нейтрон-антинейтрон.

1. История открытия нейтрона

Начало истории открытия нейтрона положило известное высказывание Э.Резерфорда сделанное в 1920 г. /1/, о том, что возможно существование электрона очень тесно связанного с протоном. Предсказанные Резерфордом свойства такого гипотетического состояния очень похожи на свойства нейтрона, экспериментально открытого позднее в 1932 г.

Следует упомянуть также экспериментальные работы Боте и Беккера в Германии и Кюри и Жوليو во Франции, относящиеся к самому началу 30х годов. Авторы работ наблюдали сильно проникающее излучение, образующееся в результате облучения легких элементов альфа частицами полония. Однако авторы были уверены, что имеют дело с γ -излучением.

В 1932 г. Чэдвак (Англия) /2/ отбросил гипотезу о γ -излучении и высказал предположение, что наблюдаемое излучение - поток новых частиц - нейтронов, и в том же году Иваненко высказал предположение, что нейтрон - это новая элементарная частица /3/.

Как известно, нейтрон входит в состав почти всех атомных ядер, а свойства нейтрона как элементарной частицы довольно исключительны. Отсутствие у нейтрона электрического заряда позволяет использовать его с успехом при изучении, например, чисто ядерных взаимодействий. Уже через год после открытия нейтрона, на 1ой Всесоюзной ядерной конференции (Ленинград, 1933) Лейпунский в частности предлагал для получения мощных потоков нейтронов ускорять альфа частицы в разрядных трубках, что и было сделано в Харькове.

Ниже я остановлюсь на наиболее важных свойствах нейтрона. Тем более, что некоторые из них с моей точки зрения недостаточно углубленно и бесспорно поняты. Не нужно также забывать, что целый ряд экспериментов, проведенных в области физики низких энергий очень точны и имеют непосредственное отношение к физике элементарных частиц. Данные, приведенные ниже, взяты из известных источников: Landolt-Bornstein, Gr.1, v.16, «Low Energy Neutron Physics», Subv.A, Part 1, Springer-Verlag, 2000.; и «Neutron Data Booklet», ILL, 2002. Об отдельных экспериментах можно также прочитать в книге автора данного доклада: «Фундаментальные свойства нейтрона», Москва, 1992..

2. Электромагнитные свойства нейтрона

а) Швингеровское рассеяние

Теоретически данное рассеяние было предсказано Швингером в 1948 г./4/ Оно является результатом взаимодействия магнитного момента нейтрона, движущегося в электрическом поле ядра.

В случае неполяризованных падающих нейтронов дифференциальное сечение рассеяния под углом θ имеет вид:

$$\sigma(\theta) = \sigma_0(\theta) + [1 - f(q)]^2 \gamma^2 \cot^2 \theta / 2 \quad (1)$$

где $\sigma_0(\theta)$ - сечение ядерного рассеяния.

Второй член формулы представляет собой сечение швингеровского рассеяния, где

$$\gamma = (1/2) \mu_n \left(\frac{\hbar}{Mc} \right) \left(\frac{Ze^2}{\hbar c} \right), \quad f(q) = \frac{4\pi}{Z} \int_0^\infty \frac{\sin qr}{qr} \rho(r) r^2 dr - \text{атомный форм-фактор,}$$

$$q = 2k \sin \theta / 2$$

Несмотря на казалось бы незначительность швингеровского эффекта дополнительный вклад в сечение рассеяния быстро возрастает с уменьшением угла и в области углов 2-3° при энергии нейтронов порядка 1 МэВ становится сравнимым с ядерным рассеянием.

Экспериментальное обнаружение швингеровского рассеяния - довольно сложная задача. Необходимы как мощный источник быстрых (мегаэлектронвольтных) нейтронов так и их хорошая коллимация. Многочисленные попытки физиков за рубежом не привели к успеху и впервые экспериментально рассеяние было наблюденно в Обнинске в 1955-56г. в результате пуска первого в Европе реактора на быстрых нейтронах, позволившего иметь в распоряжении существенно большие потоки нейтронов с энергией выше 1 МэВ. Необходимо упомянуть об этом поскольку коллимация осуществлялась с санкции руководителей ФЭИ (Обнинск) Блохинцева и Лейпуновского. Коллиматор представлял собой стальное изделие длиной 1 м и размером щели 9x36 мм². Он был вставлен в горизонтальный канал реактора непосредственно к активной зоне диаметром всего лишь 13 см. Общая схема опыта приведена на рис.1. В результате обнинских экспериментов швингеровское рассеяние было надежно установлено /5/.

б) Электрическая поляризуемость нейтрона

В Обнинске при рассеянии нейтронов на малые углы на тяжелых ядрах были замечены аномалии /6,7/, не связанные со швингеровским рассеянием. Примером может служить рис.2, взятый из работы /7/, опубликованной в 1957 году. Работы были инициированы начавшимися в то время (1953 г.) экспериментальными исследованиями Хофштадтера и др., приведшими, в частности, к надежному установлению электромагнитной структуры как протона (1954-55гг.), так и нейтрона (1957-59гг.).

В 50е годы физиками Обнинска было введено понятие электрической поляризуемости нейтрона и вычислена амплитуда рассеяния нейтронов, обусловленная данным явлением /5,8/. Аналогичные работы, но относящиеся к рассеянию гамма лучей ядрами, повелись независимо и одновременно в США (Кляйн /9/ и ФИАНе (Балдин, к сожалению, первая публикация появилась лишь в 1960 г./10/). В Обнинске ожидалось, что поляризуемость нейтронов проявится при рассеянии их на малые углы тяжелыми ядрами и, аналогично имеющемуся в то время объяснению квадратичного эффекта Штарка, будет описываться потенциалом вида:

$$U_\alpha = -\alpha \epsilon^2 / 2 = -\alpha (Ze)^2 / 2r^4, \quad (2)$$

где ϵ - кулоновское поле ядра, а α - коэффициент электрической поляризуемости нейтрона.

Отклонение от теоретического описания рассеяния МэВ-ных нейтронов, включающего лишь обычный ядерный и швингеровский потенциалы, было впервые

замечено в Обнинске в 1957 г. в работах /6,7/. Оно анализировалось и для значения α получалась величина порядка 10^{-40}см^3 . В дальнейшем отклонения от теории наблюдались как в российских, так и в зарубежных исследованиях.

Начиная с 60х годов, в литературе появились результаты оценок величины α при энергиях нейтронов ниже 300 кэВ. К ним относятся работы, выполненные в Дубне, в Гатчине, в Германии, в Англии, в США и в других странах. Однако приводимые оценки α были примерно на два порядка меньше величины 10^{-40}см^3 , а именно, лежали в районе 10^{-42}см^3 . Кроме того, в 1960 г. работа Гольданского и др., (опыты по рассеянию фотонов на протонах), привела к измерению величины электрической поляризуемости протона, равной $(0.9 \pm 0.2) \times 10^{-42}\text{см}^3$. Поляризуемость нейтрона не должна сильно отличаться от такой величины.

Таким образом, имелось сильное расхождение между результатами, полученными в области Мэв-х нейтронов и в области нейтронных энергий ниже 300 кэВ. Данное противоречие оставалось необъясненным в течение порядка 45 лет.

Наблюдаемый в эксперименте дополнительный вклад в сечение рассеяния нейтронов на малые углы можно попытаться объяснить, предполагая, что при рассеянии быстрых нейтронов на ядрах играет роль дальнodelствующее взаимодействие типа Ван-дер-Ваальса. Попыткам подобного объяснения посвящены недавние работы /11-14/. В этих работах в первом борновском приближении были получены амплитуды рассеяния нейтронов на потенциалах, взятых в форме :

$$\begin{aligned} U(r) &= -U_R(R/r)^n && \text{для } r \geq R \\ U(r) &= 0 && \text{для } r < R \end{aligned} \quad (3)$$

где U_R - константа (см. ниже), R - радиус ядра, а $n=4,5,6,7$.

Было показано, что обнаружить проявление дальнodelствующего потенциала при $n > 4$ при анализе низкоэнергетических данных (например, для тория, урана и плутония, где дополнительные аномалии наиболее сильны) практически невозможно. В частности, по функциональной зависимости от энергии вклад в сечение рассеяния, обусловленный дальнodelствующим потенциалом, почти не отличается от вклада обычного чисто ядерного потенциала особенно при большом числе резонансов.

Однако, как было показано в работе /12/, при энергиях 0.5-10 МэВ и при подборе константы $U_R \approx 300$ кэВ изменения дифференциального сечения рассеяния нейтронов на изотопе ^{208}Pb в области малых углов, вызванные дальнodelствующим потенциалом $\sim r^{-6}$, будут приблизительно такими же, как и вызванные потенциалом поляризуемости со значением $\alpha = 1.5 \times 10^{-40}\text{см}^3$.

Оценим теперь константу U_R сил притяжения Ван-дер-Ваальса аналитически (данная оценка не была проведена в работах /11-14/).

Как известно, данные силы рассчитываются во втором приближении теории возмущений и вызваны они электрическим диполь-дипольным взаимодействием. Средние значения электрических дипольных моментов как у нейтрона, так и у атома равны нулю из-за сферической симметрии распределения плотности зарядов и эффект взаимодействия в первом приближении теории возмущений отсутствует.

Во втором приближении влияние сил Ван-дер-Ваальса на акт рассеяния для интересующего нас случая можно оценить по аналогии с имеющейся в литературе разработкой аналогичного взаимодействия двух атомов. Поскольку процесс оценки докладывался мною на ряде Международных конференций /15,16/ приведу лишь конечный результат:

$$U_R(\theta) = \frac{3}{2R^6} \alpha_n \sum_n \Delta E_n^A \alpha_n^A \quad (4)$$

где R - радиус ядра атома (для случая урана $R = 9.4 \times 10^{-13}$ см), $\Delta E_n^A = E_n - E_{01}$ - энергия возбуждения n -го электрона в атоме и α_n^A - поляризуемость n -го электрона, находящегося в связанном состоянии в атоме.

Значения ΔE_n^A в (4) можно принять равными энергиям связи соответствующих электронов в атоме. Для урана энергии связи меняются от 115.6 кэВ (K -оболочка) до величины порядка 1 кэВ и меньше для N, O и P - оболочек. Значения α_n^A для электронов в сложном атоме необходимо знать. Однако, строгой теории для их вычисления в настоящее время нет. В первом приближении их можно считать равными значениям поляризуемости электронов в атоме, приняв для оценок модель атома в виде линейного осциллятора, колеблющегося с частотами $\omega_k = E_k/\hbar$, где E_k - энергии движущихся в атоме электронов. В таком случае будем иметь /17/ :

$$\alpha_k^A = N_k \frac{e^2 \hbar^2}{m E_k^2} \quad (5)$$

где m - масса электрона, а N_k - число электронов в атоме, имеющих энергию E_k . Информацию о значениях E_k можно получить, приравняв их энергиям связи соответствующих электронов в атоме.

Формулу (5) можно проверить на примере атома водорода а также более тяжелых атомов: например, олова и урана. Максимальные расхождения с истинными значениями не превышают 40-50% и никоим образом не могут отличаться на два порядка.

Искомое значение U_R можно получить, проводя операцию усреднения $U_R(\theta)$ по углам рассеяния:

$$U_R = \int_{\theta_1}^{\theta_2} U_R(\theta) \sin\theta d\theta / \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin\theta d\theta \quad (6)$$

Проводя численно рассмотренные выше операции, можно получить согласно формуле (6) для урана и энергии нейтронов 1 МэВ оценку $U_R \approx 210$ кэВ при выбранном при расчете интервале углов, в котором наблюдается дополнительный эффект, $\theta_1 = 0.1^\circ$ и $\theta_2 = 10^\circ$ и при значении поляризуемости нейтрона $\alpha_n = 1.5 \times 10^{-42}$ см³. Таким образом, стоит заметить, что, согласно выполненным выше расчетам, несмотря на чрезвычайно малую величину порядка 10^{-42} см³, электрическая поляризуемость нейтрона была замечена в опытах по рассеянию быстрых нейтронов на малые углы на тяжелых ядрах уже в 1957 году (первые работы /6,7/), т.е. через год-два после гипотезы о ней и *раньше*, чем поляризуемость протона в опытах по γ -рассеянию, проведенных в 1960г.

в) Взаимодействие между нейтроном и электроном

Хотелось бы еще раз обратить внимание на важные следствия, вытекающие из результатов измерений величины длины рассеяния нейтрона на электроне, проводимых при рассеянии низкоэнергетических нейтронов на ядрах.

Теоретические исследования интересующего вопроса с учетом всех существенных эффектов было, видимо, впервые проведено в 1952 г. Фридом и затем Фолди /18,19/. Ими было показано, что потенциал взаимодействия между нейтроном и электроном состоит из двух частей. Одна из них пропорциональна аномальному

магнитному моменту нейтрона μ , другая зависит от протяженности распределения электрического заряда в нейтроне. Было показано, что наблюдаемое в низкоэнергетическом эксперименте взаимодействие между нейтроном и электроном должно содержать сумму двух членов: магнитного, который может быть рассчитан, и другого, связанного с внутренним распределением электрического заряда, возникающего вследствие виртуального распада нейтрона, согласно теории Юкавы, на протон и отрицательный π -мезон и имеющего пространственную протяженность порядка $\hbar/(m_\pi c) \approx 1.4 \times 10^{-13}$ см. Согласно Фолди, любая нейтральная частица, даже если такой частице нельзя приписать никакого распределения заряда, и, следовательно, ее формфактор Дирака, описывающий пространственное распределение заряда, $F_1(q^2) = 0$ при всех переданных четырехмерных импульсах q , все-таки будет взаимодействовать с электрическими зарядами, если она обладает аномальным магнитным моментом. Такое взаимодействие не зависит от относительной скорости движения и является в этом смысле лишь контактным.

Математическое выражение для длины рассеяния нейтрона на электроне, полученное Фолди из обобщенного уравнения Дирака, имеет вид

$$a_{ne} = \frac{2Mc}{\hbar^2} [\epsilon_1 + \mu e \left(\frac{\hbar}{2Mc} \right)^2], \quad (7)$$

где ϵ_1 описывает радиальную протяженность распределения электрического заряда в нейтроне, а второй член представляет собой вклад аномального магнитного момента μ .

В работе Фолди

$$\epsilon_1 \sim \frac{1}{6} \int r^2 \rho(r) d^3r = \frac{e}{6} \langle r_{E,in}^2 \rangle, \quad (8)$$

где $\langle r_{E,in}^2 \rangle$ - средний квадрат радиуса распределения заряда и, как пишет Фолди, «...знак пропорциональности, а не равенства, т.к. существует некоторая неоднозначность в связи релятивистских коэффициентов с физически протяженным статическим распределением заряда» $\rho(r)$.

Однако в предельном случае низких энергий, а именно при таких энергиях экспериментально определяется величина a_{ne} , можно показать [20,21], что

$$\epsilon_1 = \frac{e}{6} \langle r_{E,in}^2 \rangle. \quad (9)$$

Итак, при низких энергиях

$$a_{ne} = \frac{2Mc^2}{\hbar^2} \left[\frac{1}{6} \langle r_{E,in}^2 \rangle + \mu \left(\frac{\hbar}{2Mc} \right)^2 \right] = a_e + a_F. \quad (10)$$

Вклад второго члена в величину a_{ne} можно рассчитать. Он равен $a_F = -1.468 \times 10^{-3}$ фм и обычно называется длиной рассеяния Фолди.

Знак первого члена, определяемый знаком величины $\langle r_{E,in}^2 \rangle$, зависит от измеряемой в эксперименте длины рассеяния a_{ne} . Стоит заметить, что в принципе знак среднего квадрата электрического радиуса $\langle r_{E,in}^2 \rangle$ (см. (8)) в целом нейтральной не имеющей заряда частицы может быть как положительным, так и отрицательным. Такой знак должен определяться знаком заряда, расположенного на периферии. Действительно, поскольку ожидаемое распределение электрического заряда в нуклоне, для случая нейтрона имеет отрицательно заряженный «хвост», величина $\langle r_{E,in}^2 \rangle$ для нейтрона должна быть отрицательной. Ход кривых, описывающих распределение электрического заряда в нейтроне непосредственно связан с мезонной

Таблица

Авторы, год	Метод	Мишень	Величина эффекта	$-a_{\text{не}}[10^{-3} \text{ фм}]$
В.Хавенс и др, 1947-51	Энергетическая зависимость полного сечения	Свинец и висмут	$\Delta\sigma_{\text{не}}/\sigma_{\text{tot}} \approx 1.5\%$	1.91 ± 0.36
Д.Юз и др, 1952-53	Отражение нейтронов	Зеркало $\text{O}_2\text{-Bi}$	$\Delta\theta/\theta \approx 50\%$	1.39 ± 0.13
Е.Мелконьян и др., 1959	Энергетическая зависимость полного сечения	Висмут	$\Delta\sigma_{\text{не}}/\sigma_{\text{tot}} \approx 1.5\%$	1.56 ± 0.05
В.Крон, Г.Ринго 1966-73	Асимметрия рассеяния	Благородные газы	$\Delta\sigma_{\text{не}}/\sigma_{\text{tot}} \approx 0.5\%$	1.33 ± 0.03
Л.Кестер и др. 1976-95	Энергетическая зависимость полного сечения и измерение длин рассеяния	Висмут, свинец и свинец-208	$\Delta\sigma_{\text{не}}/\sigma_{\text{tot}} \approx 1.2\%$	1.32 ± 0.03
Ю.Александров и др., 1985	Энергетическая зависимость полного сечения	Висмут	$\Delta\sigma_{\text{не}}/\sigma_{\text{tot}} \approx 1.2\%$	1.55 ± 0.11
Ю.Александров и др., 1974-85	Дифракция нейтронов	Вольфрам-186, монокристалл	$\Delta\sigma_{\text{не}}/\sigma_{\text{tot}} \approx 20\%$	1.60 ± 0.05
С.Копецкий и др. 1994-97	Энергетическая зависимость полного сечения	Свинец -208 Висмут	$\Delta\sigma_{\text{не}}/\sigma_{\text{tot}} \approx 1.2\%$	$1.33 \pm 0.03 \pm 0.03$ $1.44 \pm 0.03 \pm 0.06$
Т.Еник и др., 1995	Энергетическая зависимость полного сечения	Свинец - 208	$\Delta\sigma_{\text{не}}/\sigma_{\text{tot}} \approx 1.2\%$	1.67 ± 0.16
А.Лаптев и др. 1988-99	Энергетическая зависимость полного сечения	Свинец -208 Висмут	$\Delta\sigma_{\text{не}}/\sigma_{\text{tot}} \approx 1.2\%$	1.78 ± 0.25 1.75 ± 0.27

теорией Юкавы. Из нее следует, что благодаря основному положению Юкавы, объяснившего происхождение ядерных сил, как результат обмена мезонами, имеющими по сравнению с нуклонами более легкую массу, нейтрон часть времени должен проводить в виртуальном состоянии: протон плюс отрицательно заряженный π -мезон. Полный заряд нейтрона равен нулю, однако величина $\langle r_{E,in}^2 \rangle$, согласно соотношению (8), должна быть отрицательной.

Результаты наиболее точных измерений длин рассеяния a_{ne} приведены в таблице (см. стр.6.). Как следует из нее, в настоящее время экспериментальные данные можно разделить на две группы. Результат одной из них $\langle a_{ne} \rangle = (-1.58 \pm 0.03) \times 10^{-3}$ фм приводит к $\langle r_{E,in}^2 \rangle < 0$, что соответствует теории Юкавы, другой же - $\langle a_{ne} \rangle = (-1.30 \pm 0.03) \times 10^{-3}$ фм приводит к $\langle r_{E,in}^2 \rangle > 0$, что противоречит теории Юкавы. Либо последние экспериментальные данные неверны, либо вышеизложенный подход где-то имеет существенные погрешности.

Анализируя приведенные в таблице данные, хотелось бы обратить внимание, что влиянием резонансного рассеяния на величину a_{ne} для образца свинца-208 при энергии нейтронов вплоть до 2000 эВ можно пренебречь и получить для обработки экспериментальных данных формулу [21]:

$$a_{ne} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{\sqrt{\sigma_{tot}(E_1)} - \sqrt{\sigma_{tot}(E_2)}}{F(E_1) - F(E_2)} \quad (11)$$

где $F(E)$ - проинтегрированный по углам атомный форм-фактор

Обработывая с помощью (11) результаты измерений итоговой работы Кестера и др. можно получить

Энергия, <u>eV</u>	$E_1 = 1.26$ $E_2 = 5.19$	$E_1 = 1.26$ $E_2 = 1970$	$E_2 = 5.19$ $E_2 = 1970$
Длина рассеяния, a_{ne} , 10^{-16} см	-1.58(30)	-0.26(15)	+0.10(29)

Из полученных результатов напрашивается вывод, что величина $\sigma_{tot}(1970)$ определена в работе Кестера и др. неправильно. Если принять, что $\sigma_{tot}(1970) = 11.525$ барн вместо 11.479 барн, то можно получить a_{ne} , 10^{-16} см = -1.59(15) (для 1.26 и 1970 эВ) и a_{ne} , 10^{-16} см = -1.61(29) (для 5.19 и 1970 эВ), что по-видимому близко к истине.

В заключение стоит заметить, что иногда в печати появляются утверждения (см., например, [22/), что природа введенного в дубненской работе 1974г. (Александров и др.) небольшого «гипотетического» рассеяния нейтронов на монокристалле вольфрама-186 остается до сих пор невыясненной. На самом деле это не так. «Гипотетическое» рассеяние обязано своим происхождением ферромагнитным кластерам, образующимся в образце парамагнитного вольфрама вокруг микро примесей кобальта. Кластеры дают дополнительное ферромагнитное рассеяние в брэгговские пики (не более 4-5%). Природа рассеяния выяснена в совместных экспериментах с группой Фронтасевой (ЛНФ), с Гатчиной и с дифракционной группой Института в Ржеж (ЧССР) (опубликованы в период с 1980 по 1985гг.). На рис.3 приведена также кривая магнитной восприимчивости образца исследуемого вольфрама, полученная проф. Крэнглом в Англии [23/]. При низких температурах и больших магнитных полях наблюдаются аномалии, свойственные не парамагнитному образцу.

Хотелось бы также заметить, что по моему мнению в настоящее время имеет смысл искать новые эксперименты по измерению a_{ne} , в которых величина $\Delta\sigma_{ne}/\sigma_{tot}$ составляла бы

несколько десятков процентов, а не 1%. В этом случае было бы меньше проблем с введением различного рода систематических поправок.

г) *Результаты поисков врожденного электрического дипольного момента нейтрона*

Наилучшие экспериментальные результаты таковы:

ИЛЛ (Гренобль, 1999), $d_n/e = (-0.10 \pm 0.36) \times 10^{-25} \text{ cm}$

ПИЯФ (Гатчина, 1992), $d_n/e = (0.26 \pm 0.42 \pm 0.16) \times 10^{-25} \text{ cm}$

В настоящее время ведутся работы по уточнению приведенных данных.

Следует отметить, что использование УХН для измерения ЭДМ нейтрона впервые было предложено Шапиро (ЛНФ, 1968г.)

д) *магнитный дипольный момент нейтрона*

ИЛЛ (Гренобль, 1979), $\mu_n = -1.91304184(88) \mu_N$

где μ_N - ядерный магнетон

е) *магнитный монопольный заряд нейтрона*

МИТ (Массачусетс, США, 1986) $Q_M = (0.28 \pm 0.72) \times 10^{-27} \text{ CGS-}$

Это - результат дифракционного эксперимента. В эксперименте использована концепция эффективной массы, предсказанная динамической теорией дифракции. Эффективная масса может быть на 5-6 порядков меньше обычной массы.

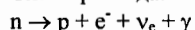
ж) *электрический заряд нейтрона*

ИЛЛ (Гренобль, 1988) $Q_E = (-0.4 \pm 1.1) \times 10^{-21}$ заряда электрона

Экспериментальная оценка может быть улучшена в несколько десятков раз при совместном использовании методов МИТ (США) 1967 и 1986гг.

3. β -распад нейтрона

Схема распада:



Фотон в эксперименте пока не обнаружен

Вероятность распада:

$$W \sim 1 + a \frac{(\vec{P}_e \vec{P}_{\bar{\nu}})}{E_e E_{\bar{\nu}}} c^2 + \frac{\langle \vec{S} \rangle}{S} (A \frac{\vec{P}_e}{E_e} c + B \frac{\vec{P}_{\bar{\nu}}}{E_{\bar{\nu}}} c + D \frac{[\vec{P}_e \cdot \vec{P}_{\bar{\nu}}]}{E_e E_{\bar{\nu}}} c^2),$$

где P - импульсы, E - энергии, S - спин нейтрона

Экспериментальные данные коэффициентов:

$a = -0.102 (5)$, $A = -0.1170 (13)$,

$B = 0.983 (4)$, $D = -0.00055 (95)$.

Измерения коэффициента A впервые были начаты в Обнинске в 1960г. по инициативе Бондаренко. Однако, во время измерений американцы опубликовали свои данные и обнинские измерения были прекращены.

Время жизни:

$\tau = 885.8 \pm 0.9 \text{ сек}$ (2000г.)

4. Длины n - p и p - p рассеяния

Измерения длин n - p и p - p рассеяния проводились многократно. Рядом физиков были разработаны методы вычисления поправок, учитывающих кулоновское взаимодействие, взаимодействие между магнитными моментами, разницу масс между нейтроном и протоном, поляризацию вакуума, конечные размеры нуклонов. С учетом этих поправок значения синглетных длин n - p и p - p рассеяния равны:

$a_{np} = -23.516(13) \text{ ферми}$ и $a_{pp} = -17.25(16) \text{ ферми}$

Таким образом существует разница:

$$\Delta a = a_{np} - a_{pp} = -6.27 \pm 0.16 \text{ ферми},$$

сильно выходящая за пределы экспериментальных погрешностей и, видимо, указывающая на нарушение гипотезы зарядовой независимости ядерных сил в пределе малых энергий.

5. Об осцилляциях нейтрон - антинейтрон

Подобные осцилляции возможны, если существуют взаимодействия, в которых не сохраняется барионный заряд. Возможность не сохранения барионного заряда рассматривалась Сахаровым в 1967 году, а вопрос о возможности осцилляций был поставлен впервые Кузьминым в 1970 году.

Экспериментальный поиск осцилляций ведется с 1981 года. Наилучшие результаты получены в ИЛЛ (Гренобль) в 1994 году. Характерное время осцилляций не было найдено. Оценка составила:

$$\tau_{nn} > 0.86 \times 10^8 \text{ сек на уровне достоверности } 90\%.$$

Следует заметить, что первые поиски τ_{nn} проводились в ЛНФ (Дубна) в 1981 году. Однако они привели к довольно низкой оценке $\tau_{nn} > 66 \text{ сек}$.

Литература

1. E. Rutherford. Proc.Roy.Soc. A97, 374(1920).
2. J.Chadwick. Nature. 129, 312 (1932).
3. D.D.Ivanenko. Nature, 129, 798 (1932).
4. J.Schwinger. Phys.Rev. 73, 407 (1948).
5. Ю.А.Александров, И.И.Бондаренко. ЖЭТФ, 31, 726 (1956).
6. Ю.А.Александров. ЖЭТФ, 33, 294 (1957).
7. Ю.А.Александров. *Ядерные реакции при малых и средних энергиях*. Труды Всесоюзной конференции, Ноябрь 1957г. Изд.АН СССР, М., стр. 206, 1958 год.
8. В.С.Барашенков, И.П.Стаханов, Ю.А.Александров. ЖЭТФ, 32, 154 (1957).
9. A.Klein. Phys.Rev. 99, 998 (1955).
10. A.M.Baldin. Nucl.Phys. 18, 310 (1960).
11. Yu.N.Pokotilovski. ISINN-7, Dubna, May 25-28, 1999, (E3-99-212, JINR, p.308, 1999).
12. S.V.Konnova, V.V.Lyuboshitz, Yu.N.Pokotilovski. ISINN-7, Dubna, May 25-28, 1999, (E3-99-212, JINR, p.325, 1999).
13. Yu.N.Pokotilovski. Eur.Phys.J. A, 8, 299 (2000).
14. Yu.N.Pokotilovski. Ядерная физ. 63, 1996 (2000).
15. Yu.Alexandrov. ISINN-9, Dubna, May 23-26, 2001, (E3-2001-192, JINR, p.57, 2001).
16. Ю.А.Александров. Вопросы атомн. науки и техн. 1/2, 127 (2002).
17. Д.И.Блохинцев. Основы квантовой механики. 5е изд.М: Наука, 1976.
18. L.L.Foldy. Phys.Rev. 87, 693 (1952).
19. L.L.Foldy. Rev.Mod.Phys. 30, 471 (1958).
20. Yu.Alexandrov. ISINN-4, Dubna, April 27-30, 1996, (E3-96-336, JINR, p.365, 1996).
21. Ю.А.Александров. ЭЧАЯ, 30, 72 (1999).
22. А.Б.Попов. Физика атомн. ядра и элемент. частиц, стр.75, Материалы XXXVII и XXXVIII зимних школ, изд. ПИЯФ, 2004.
23. J.Crangle. Private Communication, 1993.

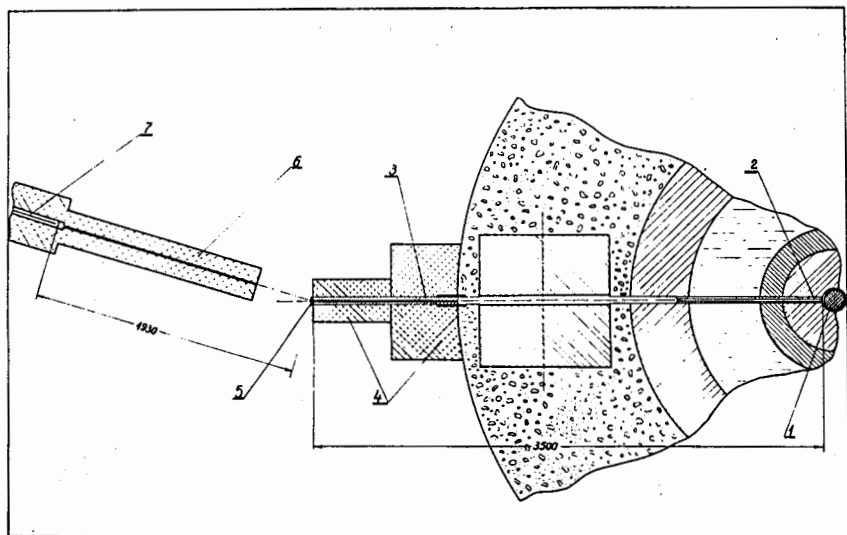


Рис.1. Схема установки для обнаружения швингеровского рассеяния.

1 – активная зона реактора

2, 3 – коллиматоры

4 – защита

5 – рассеиватель

6 – коллиматор

7 – детектор

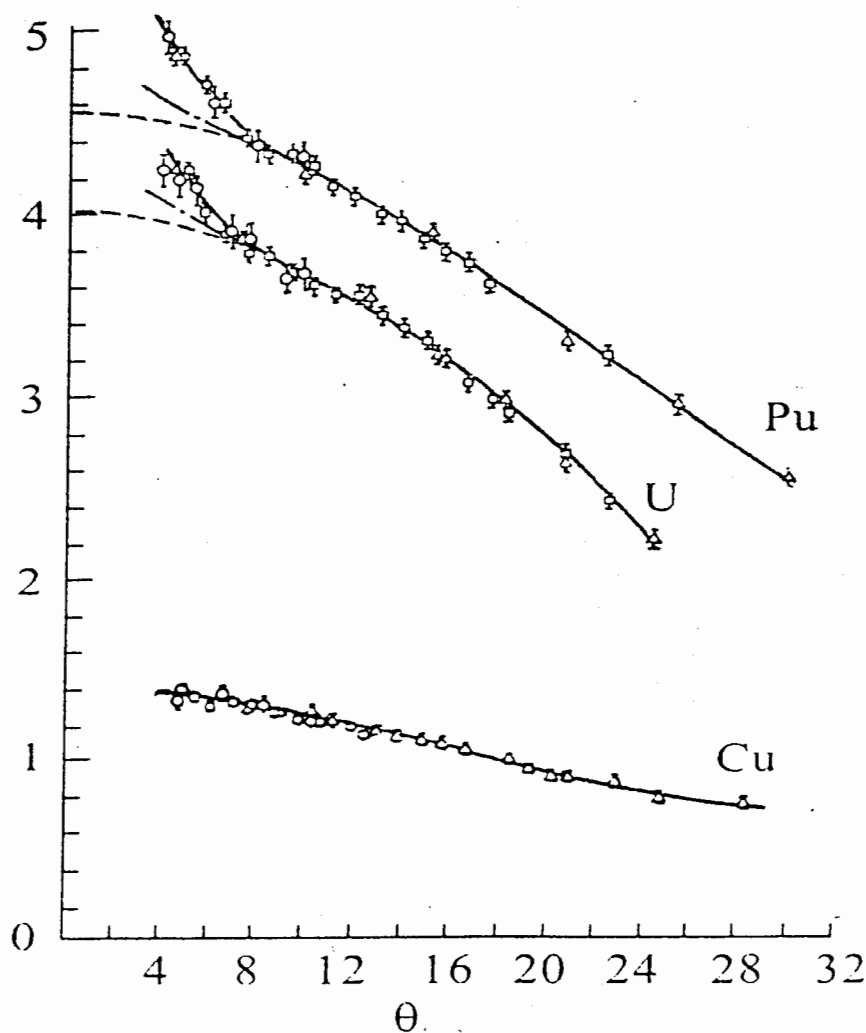
$d\sigma/d\Omega$ 

Рис.2. Угловые распределения нейтронов с энергией порядка 1 МэВ при упругом рассеянии на Pu, U и Cu.

Штриховая линия – оптическая модель.

Штрих-пунктирная линия – оптическая модель + швингеровский потенциал.

Tungsten 186 - Susceptibility

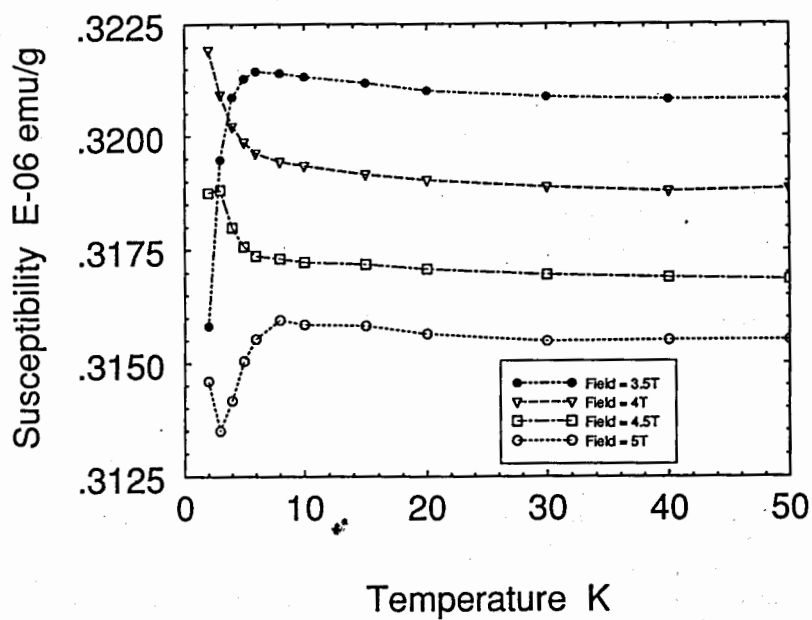


Рис.3. Магнитная восприимчивость образца ^{186}W при низких температурах и высоких магнитных полях.

РАССЕЕНИЕ НЕЙТРОНА НА НЕЙТРОНЕ

С.Г. Кадменский, Ю.В. Иванков

Воронежский государственный университет, Россия

Рассмотрено современное состояние представления о зарядовой независимости и зарядовой симметрии нуклон-нуклонных ядерных взаимодействий. Показано, что имеющаяся на сегодня совокупность экспериментальных данных о низкоэнергетическом ядерном взаимодействии нуклонов не позволяет сделать однозначный вывод о статусе вышеуказанного представления. Сделано заключение о необходимости и актуальности прямых экспериментов по низкоэнергетическому нейтрон-нейтронному рассеянию.

1. ВВЕДЕНИЕ

В ядерной физике большую роль играет представление о зарядовой независимости ядерных нуклон-нуклонных взаимодействий, согласно которому ядерные силы, действующие между нуклонами, не зависят от электрического заряда нуклонов, то есть являются одними и теми же в парах частиц (нейтрон-нейтрон), (нейтрон-протон), (протон-протон), находящихся в одинаковых квантовых состояниях [1]. Это утверждение позволяет рассматривать нейтрон и протон как различные состояния одной частицы – нуклона. При этом небольшая разница в массах и различие в магнитных моментах нуклонов приводят к тому, что утверждение о зарядовой независимости нуклон-нуклонных ядерных взаимодействий выполняется лишь приближенно. В этом приближении для описания свойств ядер и расчетов ядерных реакций введен и широко используется математический формализм изотопического спина [2]. В рамках этого формализма, например, успешно описываются изотопические мультиплеты в легких ядрах [3], а также изобар-аналоговые состояния, возбуждающиеся в реакциях передачи одного нуклона [4].

Менее общим свойством по сравнению с зарядовой независимостью является зарядовая симметрия ядерных сил, означающая, что взаимодействия нейтрона с нейтроном и протона с протоном обладают одинаковыми свойствами.

Рассмотрению современного состояния представлений о зарядовой независимости и зарядовой симметрии ядерных нуклон-нуклонных взаимодействий и постановке возможных экспериментов, позволяющих уточнить статус этих представлений, и посвящена настоящая работа.

2. НУКЛОН-НУКЛОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

В современной квантовой хромодинамике (КХД) показано, что нейтрон n включает 3 валентных кварка $n \equiv udd$, протон p также состоит из 3 валентных кварков $p \equiv uud$, где u – up-кварк, d – down-кварк. Кварки имеют спин, равный $\frac{1}{2}$, и характеризуются электрическим зарядом q , изоспином t и его проекцией t_z , а также

странностью S . Значения этих квантовых чисел для каждого из кварков приведены в таблице 1, причем e – элементарный электрический заряд.

Таблица 1

Тип кварка	q	t	t_z	S
u	$\frac{2}{3}e$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0
d	$-\frac{1}{3}e$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0

Массы u и d кварков имеют отличающиеся значения: $m_u \approx (1-5)$ МэВ; $m_d \approx (3-9)$ МэВ. Переносчиками взаимодействий между кварками являются глюоны – частицы, имеющие спин, равный единице, подчиняющиеся статистике Бозе и характеризующиеся специфическим квантовым числом – цветом, не имеющим аналога в ядерной физике нуклонов. Наличие цвета приводит к существенной особенности взаимодействия кварков – оно мало на малых расстояниях между кварками и быстро растет с увеличением этого расстояния. Это свойство сильных взаимодействий, называемое «асимптотической свободой», позволяет легко учитывать кварк-глюонное взаимодействие при больших относительных энергиях нуклон-нуклонных взаимодействий, соответствующих малым расстояниям между кварками во взаимодействующих нуклонах, и допускает использование теории возмущений («пертурбативные» подходы). В случае же низких относительных энергий нуклонов, соответствующих характерным расстояниям между нуклонами $r \geq 1$ фм приближение «асимптотической свободы» не работает, и использовать теорию возмущений нельзя. В этом случае использование методов КХД наталкивается на принципиальные сложности, которые не позволяют описать низкоэнергетические нуклон-нуклонные взаимодействия из первопринципов квантовой хромодинамики.

В связи с этим наиболее распространенный теоретический вариант описания нуклон-нуклонных взаимодействий связан с представлением об обмене бозонами между нуклонами (обмен π -, ω -, ρ - мезонами и т.д.). В рамках этого варианта построены нуклон-нуклонные потенциалы однобозонного обмена, обозначаемые как ОВЕР [5], обязательно включающие и обмен коррелированными парами пионов, называемыми скалярными σ -мезонами.

Направление однобозонного обмена не является строгим подходом, имеет определенные трудности и включает модельно зависящие величины. Поэтому основным подходом к описанию нуклон-нуклонных взаимодействий при низких энергиях является введение феноменологических нуклон-нуклонных потенциалов.

Массы (энергии покоя) нейтрона и протона имеют близкие значения: $M_p c^2 = 938,26$ МэВ; $M_n c^2 = 939,55$ МэВ ($\Delta M/M = 1,4 \cdot 10^{-3}$). Протон рассматривается как стабильная частица; у нейтрона же конечное время жизни $\tau_n = (17,0 \pm 0,4)$ мин., что связано с превышением массы нейтрона над массой

протона ($M_n > M_p$) и β^- -распадом нейтрона на протон, электрон и антинейтрино. Электрические заряды, магнитные дипольные моменты и среднеквадратичные зарядовые радиусы нуклонов, равны, соответственно:

$$e_p = (1 \pm 10^{-15})e; e_n = (0 \pm 6 \cdot 10^{-12})e;$$

$$\mu_p = (2,79274 \pm 0,00006) \frac{e\hbar}{2M_p c}; \mu_n = -(1,91314 \pm 0,00004) \frac{e\hbar}{2M_p c}$$

$$\left(\overline{r_M^2}\right)^{1/2} = (0,80 \pm 0,03) \text{ фм}; \left(\overline{r_M^2}\right)^{1/2} = (0,79 \pm 0,15) \text{ фм}.$$

Близость масс нуклонов и установленная экспериментально близость нуклон-нуклонных ядерных взаимодействий привели, как отмечалось выше, к введению формализма изотопического спина нуклона [2] по аналогии с описанием обычного спина. В рамках этого формализма нейтрон и протон рассматриваются как два различных состояния одной и той же частицы – нуклона, характеризующиеся различными значениями проекции изотопспина τ_z на ось Z , причем, в ядерной физике принято, что для нейтрона $\tau_z = +1/2$, а для протона $\tau_z = -1/2$ в отличие от физики элементарных частиц, где принято обратное определение соответствующих τ_z .

Введение изотопического спина накладывает определенные ограничения на структуру волновой функции двух нуклонов, а именно: волновая функция пары должна быть антисимметризована по отношению к перестановке не только пространственных и спиновых, но и изотопспиновых координат нуклонов. Квантовые числа, характеризующие волновую функцию пары нуклонов для случая малых энергий взаимодействия включают в себя спин S , изотопспин T , его проекцию T_z и относительный момент l . Основной вклад в сечение низкоэнергетического рассеяния нуклонов дают состояния с относительным моментом пары $l=0$. В таблице 2 приведены квантовые числа, характеризующие антисимметричную волновую функцию пары нуклонов для случая малых энергий взаимодействия. Видно, что нейтрон-нейтронная и протон-протонная пары образуют только спиновые синглеты, тогда как для нейтрон-протонной пары возможен также спиновый триплет.

Таблица 2

$n-n$	$T_z = 1$	$T = 1$	$l = 0$	$S = 0$
$p-p$	$T_z = -1$	$T = 1$	$l = 0$	$S = 0$
$n-p$	$T_z = 0$	$T = 1$	$l = 0$	$S = 0$
		$T = 0$	$l = 0$	$S = 1$

Понятие изотопического спина позволило сформулировать представление о зарядовой независимости нуклон-нуклонных взаимодействий в системах нуклонов через проявление вращательной инвариантности в изопространстве. Гамильтониан сильных взаимодействий не меняется при поворотах в изотопическом пространстве изоспинов нуклонов, входящих в исследуемую систему, т.е. все взаимодействия

зависят от скалярных произведений $(\vec{T}_i \vec{T}_k)$ изоспинов взаимодействующих нуклонов (i, k) . Тогда гамильтониан H коммутирует с квадратом полного изоспина системы нуклонов $\vec{T}^2$ и его проекцией T_z на ось Z . В этом случае возникает изобарическая мультиплетная структура – совокупность состояний системы, характеризуемых значениями полного изотопспина и его проекции T, T_z ($-T \leq T_z \leq T$), которая образует вырожденный мультиплет.

В ядерных системах изобарическая симметрия не является точной. Ее нарушение возможно не только из-за приближенного характера изотопической инвариантности ядерных сил, но и из-за кулоновского взаимодействия между нуклонами и разницы масс нейтрона и протона. Тем не менее, эта симметрия хорошо видна в спектрах возбуждений ядер (например, в ядрах ^{14}O ($T=1, T_z=-1$), ^{14}N ($T=1, T_z=0$), ^{14}C ($T=1, T_z=+1$)) [3].

В свою очередь, на языке изотопического спина зарядовая симметрия для нейтрон-нейтронных и протон-протонных ядерных взаимодействий означает инвариантность гамильтониана этих взаимодействий относительно операции $R_\tau = \exp(-i\pi T_y)$ – вращения в изоспиновом пространстве вокруг оси Y на 180° .

3. РАССЕЯНИЕ НУКЛОНА НА НУКЛОНЕ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

Наиболее информативным способом получения данных о зарядово-симметричных свойствах ядерных взаимодействий при низких энергиях является нуклон-нуклонное рассеяние. Рассмотрим соответствующий этому случаю математический формализм.

Амплитуда рассеяния частицы на сферически симметричном потенциале $V(r)$ имеет вид:

$$f(\theta) = \sum_l (2l+1) f_l P_l(\cos \theta), \quad (1)$$

где f_l – парциальная амплитуда рассеяния, l – относительный орбитальный момент.

Для нуклон-нуклонного рассеяния в системе центра масс энергия относительного движения E нуклонов с массами m_1, m_2 имеет вид: $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$, где k – волновой

вектор относительного движения нуклонов, $m^* = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \approx \frac{m}{2}$ – приведенная масса.

При малых значениях энергии E и, соответственно, импульса k , когда $kb \ll 1$, где b – радиус потенциала, в рассеянии определяющим будет значение относительного момента $l=0$ и выражение для амплитуды рассеяния принимает вид:

$$f_0(\theta) = \frac{1}{2ik} (S_0 - 1), \quad (2)$$

где $S_0 = e^{2i\delta_0}$ – S_l -матрица для $l=0$, δ_0 – фаза рассеяния, причем из формулы (2) $S_0 = (1 + 2ikf_0)$.

Условие унитарности S -матрицы ($S_0(S_0)^+ = 1$) дает:

$$(1 + 2ikf_0)(1 - 2ikf_0^*) = 1. \quad (3)$$

Отсюда следует, что $Im f_0 = k|f_0|^2$ и $Im\left(\frac{1}{f_0}\right) = -k$; что позволяет представить $f_0(k)$ в общем виде как

$$f_0(k) = \frac{1}{g_0(k) - ik}, \quad (4)$$

где $g_0(k)$ – величина, связанная с фазой δ_0 следующим из (2) соотношением:

$$g_0(k) = k \operatorname{ctg}(\delta_0), \quad (5)$$

причем $g_0(k)$ вещественна при любых вещественных E ($-\infty < E < +\infty$), так что функция $g_0(k)$, зависит только от целых степеней E и, следовательно, от четных степеней k .

При малых k функция $g_0(k)$ может быть представлена в форме, содержащей лишь два первых члена ее разложения по степеням k :

$$g_0(k) = g_0(0) + \frac{k^2 r_0}{2} = \chi_0 + \frac{k^2 r_0}{2}, \quad (6)$$

и выражение для амплитуды рассеяния $f_0(k)$ (4) преобразуется к виду:

$$f_0(k) = \frac{1}{-\chi_0 + \frac{k^2 r_0}{2} - ik}. \quad (7)$$

Тогда сечение упругого рассеяния σ_0 определяется как [6]

$$\sigma_0 = |f_0(k)|^2 = \frac{1}{\left(\chi_0 + \frac{k^2 r_0}{2}\right)^2 + k^2}. \quad (8)$$

где величину χ_0 обычно представляют в виде $\chi_0 = -\frac{1}{a}$, где параметр a – называют длиной рассеяния, а r_0 – эффективным радиусом. Эти параметры a и r_0 описывают рассеяние нуклона на нуклоне во всей области малых энергий.

4. ДЛИНЫ РАССЕЯНИЯ И ЭФФЕКТИВНЫЕ РАДИУСЫ ДЛЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО НУКЛОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ

Для $(n-p)$ -рассеяния возможны два случая, характеризующиеся следующими значениями изотопспина, спина и относительного момента пары нуклонов: $T=0$, $S=1$, $l=0$ – триплетное рассеяние; $T=1$, $S=0$, $l=0$ – синглетное рассеяние. Для

триплетного рассеяния найденные из анализа экспериментальных сечений [7] параметры a_t и r_{0t} принимают значения $a_t = 5,4$ фм; $r_{0t} = 1,7$ фм. Значение $a_t > 0$ определяет полюс S -матрицы S_0 в верхней комплексной полуплоскости k , расположенный на мнимой оси и соответствующий связанному состоянию нейтрона с протоном (дейтроном) с энергией связи $E_t = -\frac{\hbar^2}{ma_t^2} = -2,23$ Мэв.

Для синглетного рассеяния [7] определенные из эксперимента значения a_{np}^s и r_{np0}^s равны $a_{np}^s = (-23,7146 \pm 0,0127)$ фм; $r_{np0}^s = (2,758 \pm 0,053)$ фм. Так как в этом случае длина рассеяния $a_{np}^s < 0$, S -матрица S_0 имеет полюс, лежащий на нижней мнимой полуоси в комплексной плоскости k , что соответствует синглетному виртуальному состоянию (n - p) пары с энергией $E_v^s = -0,067$ Мэв.

Для описания протон-протонного низкоэнергетического рассеяния необходимо, помимо ядерного, учесть и кулоновское дальнodelствующее взаимодействие двух протонов [7]. Для радиальной волновой функции $\varphi_0(r)$, описывающей относительное движение двух протонов, имеет место следующее асимптотическое выражение:

$$\varphi_0(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} (F_0 \cos \delta_0 + G_0 \sin \delta_0), \quad (9)$$

где δ_0 – «ядерная» фаза рассеяния, $F_0(r)$ и $G_0(r)$ – регулярная и нерегулярная радиальные кулоновские функции, имеющие следующее асимптотическое поведение при $r \rightarrow \infty$:

$$F_0(r) \rightarrow \sin \left(kr - \frac{1}{k} \ln 2kr + \delta_0^{кул} \right); \quad (10)$$

$$G_0(r) \rightarrow \cos \left(kr - \frac{1}{k} \ln 2kr + \delta_0^{кул} \right), \quad (11)$$

причем кулоновская фаза рассеяния $\delta_0^{кул}$ имеет вид:

$$\delta_0^{кул} = \arg \Gamma \left(1 + \frac{i}{k} \right).$$

С учетом (10)-(11) выражение (9) можно записать в виде:

$$\varphi_0(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \sin \left(kr - \frac{1}{k} \ln 2kr + \delta_0^{кул} + \delta_0 \right). \quad (12)$$

Как было показано в работе [7], при наличии кулоновского взаимодействия выражение для $\text{ctg} \delta_0$ представляется в виде:

$$\text{ctg} \delta_0 = -\frac{1}{\pi} \left(e^{\frac{2\pi}{ka_c}} - 1 \right) \left(h(ka_c) + \frac{\chi a_c}{2} \right), \quad (13)$$

где $a_c = \frac{2\hbar^2}{m^* Z_1 Z_2 e^2} = \frac{2\hbar^2}{me^2} = 57,6$ фм – кулоновская единица длины, $\chi = \text{const}$;

$h(ka_c)$ – аналитическая функция, выражаемая через Гамма-функцию, δ_0 – «ядерная фаза», строящаяся с учетом воздействия кулоновского потенциала.

При $a_c \rightarrow \infty$, т.е. при $Z_1 = Z_2 = 0$, $\text{ctg} \delta_0 = -\frac{\chi}{k}$, что совпадает по форме с аналогичной формулой для $\text{ctg} \delta_0$ в случае $(n-p)$ рассеяния. Величину χ в формуле (13) можно выразить через интегралы от волновых функций относительного движения протонов и представить как [7]: $\chi = \bar{\chi}_0 + \frac{k^2 \bar{r}_{pp0}^s}{2}$, где $\bar{\chi}_0 = -\frac{1}{\bar{a}_{pp}^s}$.

При учете зависимости экспериментальных сечений от энергии E можно получить следующие значения параметров $(p-p)$ рассеяния:

$$\bar{a}_{pp}^s = -(7,815 \pm 0,008) \text{ фм}; \quad r_{pp0}^s = (2,975 \pm 0,025) \text{ фм}.$$

Из сравнения этих величин с соответствующими параметрами a_{np}^s и r_{np0}^s синглетного $(n-p)$ -рассеяния видно их существенное различие, обусловленное влиянием кулоновского взаимодействия на «ядерную» фазу $(p-p)$ -рассеяния.

В работах [8-11] для $(n-p)$ -рассеяния при учете взаимодействия магнитных дипольных моментов, поляризации вакуума и конечных размеров нуклонов было найдено следующее поправленное значение длины синглетного $(n-p)$ -рассеяния: $a_{np}^s = -(23,7146 \pm 0,0127)$ фм, которое слабо отличается от представленного выше значения a_{np}^s без учета указанных факторов.

Аналогично учет вышеперечисленных факторов для протон-протонной длины рассеяния $\bar{a}_{pp}^s$ приводит к ее изменению не более чем на 10% [8-11].

Для сравнения нейтрон-протонной длины рассеяния a_{np}^s с аналогичной длиной рассеяния a_{pp}^s двух протонов, определяемой только ядерным потенциалом взаимодействия протонов, необходимо снять влияние на полученную выше длину рассеяния $\bar{a}_{pp}^s$ потенциала кулоновского взаимодействия двух протонов. Осуществить это снятие можно только модельным образом при использовании феноменологических ядерных нуклон-нуклонных потенциалов.

5. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ ЯДЕРНЫЕ ПОТЕНЦИАЛЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ НУКЛОНАМИ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

Для описания экспериментальных сечений нуклон-нуклонного рассеяния при низких энергиях можно использовать феноменологические ядерные потенциалы. Ниже приведены выражения для указанных потенциалов и их параметры. Следует отметить, что указанные феноменологические потенциалы, хорошо описывающие фазы

низкоэнергетического рассеяния нуклонов, имеют неоднозначности в выборе формы. Для простоты рассмотрим наборы потенциалов, имеющих простейшие формы, в виде экспоненциального потенциала, прямоугольной ямы и потенциала Юкавы [12]. В общем случае представим эти потенциалы как

$$V(r) = -s(741,541) \exp \left[-3,5412 \left(\frac{r}{b} \right) \right] \text{ МэВ}, \quad (14)$$

прямоугольная яма:

$$V(r) = \begin{cases} -s(102,276)b^{-2}, & r < b, \\ 0, & r > b. \end{cases} \text{ МэВ} \quad (15)$$

потенциал Юкавы:

$$V(r) = -s(147,585)b^{-2} \left(\frac{b}{r} \right) \exp \left[-2,11496 \left(\frac{r}{b} \right) \right] \text{ МэВ}. \quad (16)$$

Параметры s и b для триплетного ($n-p$) и синглетного ($n-p$) и ($p-p$)- рассеяний и соответствующие им длины рассеяния и эффективные радиусы [7] даны в таблице 3.

Таблица 3

	Форма ямы	s	b , фм	a , фм	r_0 , фм
Триплетное ($n-p$) - рассеяние	Экспоненциальная	1,417	2,351	+5,415	1,75
	Прямоугольная	1,441	2,043		
	Потенциал Юкавы	1,420	2,919		
Синглетное ($n-p$) - рассеяние	Экспоненциальная	0,935	2,23	-23,68	2,6
	Прямоугольная	0,925	2,37		
	Потенциал Юкавы	0,949	2,06		
Синглетное ($p-p$) - рассеяние	Экспоненциальная	0,9073	2,513	-7,8	2,8
	Прямоугольная	0,8893	2,583		
	Потенциал Юкавы	0,9216	2,480		

Отметим, что величина параметра $s > 1$ соответствует возможности образовать связанное состояние пары нуклонов, для случая $s < 1$ такая возможность отсутствует. Из таблицы 3 видно, что в случае триплетного рассеяния возможно образование связанного состояния ($n-p$) пары (дейтрон), синглетные пары нуклонов связанных состояний не образуют. Видно также, что параметр s , характеризующий глубину потенциальной ямы, для синглетной ($n-p$) пары отличается от аналогичного параметра для синглетной ($p-p$) пары $\approx 1,03$ раза, в то время как параметры, характеризующие радиусы потенциалов, для указанных случаев отличаются в 0,88 раза. Таким образом, различия в параметрах синглетных ($n-p$) и ($p-p$) феноменологических ядерных потенциалов не велико, хотя оно и приводит к заметным изменениям в соответствующих длинах рассеяния.

В таблице 4 приведены выполненные в настоящей работе расчеты для ядерных потенциалов, представленных выше, синглетной длины рассеяния a_{pp}^s и эффективного радиуса r_{pp0}^s ($p-p$)-рассеяния при выключенном кулоновском потенциале. В работе [8]

такие же расчеты были проведены для восьми наборов феноменологических ядерных протон-протонных потенциалов и найдены значения длины рассеяния a_{pp}^s , лежащие в диапазоне (16,5–19,0) фм, который соответствует диапазону значений a_{pp}^s таблицы 4.

Таблица 4

Тип потенциала	Длина рассеяния, фм	Эффективный радиус, фм
Экспоненциальный	17,8	2,6
Прямоугольная яма	16,9	3,1
Юкава	19,8	2,9

Из сравнения вышеприведенных значений синглетных (n - p) и (p - p) длин рассеяния a_{np}^s и a_{pp}^s видно их значительное различие (около 5 единиц). Такое различие не может быть объяснено влиянием факторов, указанных выше, и означает, что представление о зарядовой независимости ядерных сил является приближенным. Переход к более сложным формам феноменологических нуклон-нуклонных потенциалов, например, к потенциалам с отталкивательным кором, не меняет заметно значения длин рассеяния a_{np}^s и a_{pp}^s и сохраняет полученный выше вывод о неточности изотопической инвариантности ядерных сил.

6. ИССЛЕДОВАНИЕ ДЛИНЫ НЕЙТРОН-НЕЙТРОННОГО РАССЕЯНИЯ

Поскольку прямые эксперименты по рассеянию нейтрона на нейтроне до сих пор не осуществлены, для определения длины (n - n)-рассеяния были использованы эксперименты по ядерным реакциям, в конечных каналах которых возникают два нейтрона. К таким реакциям относятся, например, реакции: $n(d, p)2n$; ${}^3_1H(d, {}^3_2He)2n$; ${}^3_1H({}^3_1H, \alpha)2n$; $d(\pi^-, \gamma)2n$. В этих экспериментах оказалось возможным [13] исследовать нейтрон-нейтронные корреляции при малых относительных энергиях нейтронов и при их анализе извлечь значения нейтрон-нейтронной длины рассеяния a_{nn} и эффективного радиуса r_{nn0}^s . Указанный анализ проводился при использовании формализма Ватсона-Мигдала [14], основанного на учете взаимодействия вылетающих нейтронов в конечном канале реакции.

Пусть $\vec{p}_0$ импульс центра масс двух вылетающих нейтронов ($\vec{p}_0 = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$); $\vec{p}$ – импульс их относительного движения ($\vec{p} = (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)/2$). Рассмотрим случай, когда $p \ll p_0$, $E = \frac{p^2}{m} \ll E_0 = \frac{p_0^2}{4m}$ и $E_0 \gg |E_v|$, где E_v – введенная выше отрицательная энергия виртуального состояния двух нейтронов. Вероятность образования dW в реакции двух нейтронов с импульсом $\vec{p}$ в интервале $d\vec{p}$ пропорциональна квадрату модуля волновой функции относительного движения нейтронов $|\Psi_{\vec{p}}|^2$, когда частицы находятся в области действия ядерных сил ($r \approx b$).

$$dW = C |\Psi_{\vec{p}}(b)|^2 d\vec{p}. \quad (17)$$

Для относительного орбитального момента $l=0$, для которого сильно проявляются нейтрон-нейтронные корреляции, волновая функция $\Psi_{\vec{p}}(r)$ имеет асимптотику:

$$\Psi_{\vec{p}}(r) \rightarrow \frac{e^{ikr}}{r} f_0 = \frac{e^{ikr}}{r} \frac{1}{-\chi_0 + \frac{k^2 r_0}{2} - ik}, \quad (18)$$

так что, выражение (17) принимает вид:

$$dW = C |f_0|^2 d\vec{p} = \frac{C d\vec{p}}{\left(\chi_0 - \frac{k^2 r_0}{2}\right)^2 + k^2} \quad (19)$$

Отсюда можно получить распределение $dW(E)$ по энергиям относительного движения E двух нейтронов [14]:

$$dW(E) = \frac{\sqrt{E} dE}{\frac{\hbar^2}{m_n} \left(\chi_0 - \frac{k^2 r_0}{2}\right)^2 + E}. \quad (20)$$

Для получения углового распределения двух вылетающих нейтронов удобно выделить составляющие относительного импульса $\vec{p}$: $\vec{p}_{\parallel}$ — параллельную $\vec{p}_0$ и $\vec{p}_{\perp}$ — перпендикулярную $\vec{p}_0$, причем $\frac{p^2}{m} = \frac{p_{\perp}^2}{m} + \frac{p_{\parallel}^2}{m}$.

Из определения $\vec{p}$ следует: $[\vec{p}_0, \vec{p}] = [\vec{p}_1, \vec{p}_2]$, $(\vec{p}_0 \vec{p}_{\perp}) = p_1 p_2 \sin \theta$, где θ угол между импульсами двух нейтронов $\vec{p}_1$ и $\vec{p}_2$. Тогда выражение для углового распределения двух вылетающих нейтронов для малых углов θ и при использовании формулы (20) представится в виде:

$$dW \sim \frac{p_{\perp} dp_{\perp}}{\sqrt{\frac{p_{\perp}^2}{m} + \frac{\hbar^2}{m} \left(\chi_0 - \frac{k^2 r_0}{2}\right)^2}} \approx \frac{\theta d\theta}{\sqrt{\theta^2 + \frac{4\tilde{E}}{E_0}}}, \quad (21)$$

где величина определяется как $\tilde{E} = \frac{\hbar^2}{m} \left(\chi_0 - \frac{k^2 r_0}{2}\right)^2$, которая при $k \rightarrow 0$ имеет вид: $\tilde{E} = -E_v$.

Наиболее интересной для указанного анализа является реакция столкновения π -мезонов с дейтронами: $d + \pi^- \rightarrow \gamma + 2n$, в которой в выходном канале присутствуют гамма-квант и два нейтрона, причем γ -квант имеет электромагнитную природу, а нейтроны взаимодействуют посредством ядерных сил. Для этой реакции в работе [14] выполнен анализ спектра γ -квантов, который позволил найти следующее значение нейтрон-нейтронной длины рассеяния: $a_{nn} = -(18,5 \pm 0,4)$ фм.

В работе [15] из анализа нейтрон-нейтронных угловых и энергетических распределений в указанной реакции найдено значение a_{nn}^s : $a_{nn}^s = -(18,7 \pm 0,5)$ фм, которое оказалось близким с аналогичным значением a_{nn}^s , полученным в работе [14].

Эти значения хорошо коррелируют с длиной ядерного протон-протонного рассеяния a_{pp}^s , полученной в предыдущем разделе.

Еще одним источником информации о $(n-n)$ - взаимодействии служит реакция: $n + d \rightarrow p + 2n$. Для нее найдены значения длины $(n-n)$ -рассеяния в кинематически полных экспериментах $a_{nn} = (16-17)$ фм, которые хорошо коррелирует с длиной a_{nn}^s , полученной выше в реакции $d + \pi^- \rightarrow \gamma + 2n$.

При анализе реакций $n + {}^3H \rightarrow d + 2n$, $d + {}^3H \rightarrow {}^3He + 2n$, ${}^3H + {}^3H \rightarrow {}^4He + 2n$ найдено значение нейтрон-нейтронной длины рассеяния $a_{nn}^s = -(16,61 \pm 0,54)$ фм, коррелирующее с полученными выше аналогичными значениями и сравнимое со значением протон-протонной длины рассеяния a_{pp}^s с учетом только ядерного $(p-p)$ взаимодействия. Поэтому можно констатировать близость величин a_{nn} и a_{pp} , то есть достаточную точность представления об изотопической симметрии ядерных нуклон-нуклонных взаимодействий. Однако, во всех случаях, длины рассеяния a_{nn}^s заметно отличаются от длин a_{np}^s , что позволяет сделать вывод о приближенном характере представления о зарядовой инвариантности ядерных сил.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный выше анализ подтверждает необходимость проведения прямых экспериментов по низкоэнергетическому нейтрон-нейтронному рассеянию. Как отмечалось выше, отличие протон-протонной ядерной a_{pp}^s и нейтрон-протонной a_{np}^s синглетных длин рассеяния достигается сравнительно малым изменением глубины ядерных потенциалов и поэтому с точностью до относительно малых поправок представлением об изотопической инвариантности нуклон-нуклонных ядерных сил можно пользоваться при анализе изотопических эффектов в атомных ядрах. Однако, при точном рассмотрении можно наблюдать отклонения от указанного представления.

В случае подтверждения в прямых экспериментах по нейтрон-нейтронному низкоэнергетическому рассеянию заметного отличия длин рассеяния a_{nn}^s от a_{np}^s возникает проблема теоретического понимания этого эффекта, которое может быть следствием различия кварковых структур нейтрона и протона, а также разницы в амплитудах однобозонных обменов в нейтрон-нейтронных и нейтрон-протонных взаимодействиях. Действительно, в случае нейтрон-нейтронного взаимодействия возможен обмен только нейтральными π^0 -мезонами, в то время как в нейтрон-протонном взаимодействии возможен обмен и заряженными π -мезонами.

Авторы выражают искреннюю благодарность организатору Семинара Ставискому Ю.Я. за поддержку настоящей работы и Александру Ю.А. и Любошицу В.Л. за представление новейших материалов по теме работы и ценные обсуждения. Работа выполнена при поддержке гранта "Университеты России" (УР-01.02.013).

ЛИТЕРАТУРА

1. G.Breit, E. Wigner // Phys.Rev. **49**, 519 (1936).
2. W. Heisenberg // Z. Phys. **77**, 1, (1932).
3. В.Г. Соловьев, *Теория атомного ядра* (Москва, Энергоиздат, 1981), Т.1.
4. J.D. Anderson, S. Wong // Phys. Rev. Lett. **8**, 442 (1962).
5. G.E. Brown, A.D. Jackson, *The Nucleon-Nucleon Interaction* (American Elsevier North-Holland, 1976).
6. Л.Д. Ландау, Я.А. Смородинский // ЖЭТФ **14**, 269 (1944).
7. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теоретическая физика* (Москва, Наука, 1974), Т.3.
8. L. Heller et al. // Phys. Rev. **120**, 627 (1960); Phys.Rev.Lett. **13**, 577 (1964).
9. N. Riazuddin // Nucl. Phys. **7**, 217 (1958).
10. R. Shneider, R. Thaler // Phys. Rev. **137**, 874 (1965).
11. W. Downs, Y. Nogami // Nucl.Phys. **23**, 459 (1967).
12. *Строение атомного ядра*, под ред. А.С. Давыдова (Москва, ИЛ, 1959).
13. Б. Кюн // ЭЧАЯ **6**, 347 (1975).
14. B. Gabiond et al. // Nucl. Phys. **A420**, 496 (1984).
15. O.Stori, B. Gabiond et al. // Phys.Rev. **C35**, 2252 (1987).

РАСЧЕТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ НА БАЗЕ КОЛЛАЙДЕРА ЦЕРН

Колесов В.Ф., Илькаев Р.И., Житник А.К., Хоружий В.Х. (РФЯЦ-ВНИИЭФ),
Стависский Ю.Я. (ОИЯИ)

Приведены расчетные характеристики импульсного источника тепловых нейтронов, возможного для реализации на базе сооружаемого в ЦЕРН коллайдера. Расчеты выполнены во ВНИИЭФ (г. Саров) с помощью двух программ метода Монте-Карло: программы ЦЕРН GEANT-3 и программы ВНИИЭФ C-95. Предполагали, что источник нейтронов будет реализован в виде цилиндрической вольфрамовой мишени, содержащей внутренний замедлитель нейтронов из гидрида циркония, бомбардируемой протонами коллайдера. Оценка предельной мощности источника нейтронов основана на результатах расчета динамических напряжений в вольфраме, возникающих при резком разогреве мишени протонами. В целях снижения ограничительной роли механических напряжений сформулированы рекомендации относительно рационального разбиения массива мишени на отдельные элементы.

1. Введение

Как известно, большой адронный коллайдер, сооружаемый в ЦЕРН (Швейцария) ориентирован главным образом на эксперименты со столкновением тяжелых частиц, в том числе и протонов, ускоренных до огромной, равной 7 ТэВ энергии. В качестве побочного применения пучка протонов из накопительного кольца коллайдера, рассматривается идея создания мощного импульсного источника тепловых нейтронов. В результате расчетов и концептуальных проектных проработок, выполненных Ю.Я. Стависским, а также им в соавторстве с сотрудниками Института ядерных исследований (г. Москва), была прорисована общая схема и оценены параметры этого источника [1,2]. (Расчеты выполняли с помощью метода Монте-Карло, базирующегося на универсальной транспортной программе SHIELD и адронных программах FLUKA и CALOR.) В указанных работах приведены также результаты расчета зависимости выхода нейтронов из мишени ускорителя от энергии протонов и рассмотрена схема организации опытов по прямому измерению сечения рассеяния нейтрона на нейтроне [3].

Важнейшей принадлежностью сооружаемого ускорителя ЦЕРН, потому он и называется коллайдером, являются два накопительных кольца. Протоны ускорителя поступают в эти кольца, накапливаются в них, а затем выводятся в виде интенсивных пучков, в том числе и навстречу один другому.

Накопительные кольца очищаются раз за 10 часов. При этом полное число протонов в пучке на выходе равно $3 \cdot 10^{14}$. Пучок бьет в графитовый глушитель и окончательно затухает в алюминиевых и железных элементах защиты. Предполагается, что мишень из вольфрама, преобразующая протоны в нейтроны, будет размещена на пути пучка в графите. Длительность пучка протонов из накопительного кольца составляет 80 мкс. Как показано в докладах [1,2], в результате замедления генерированных мишенью нейтронов в гидриде циркония может быть создан источник

тепловых нейтронов с плотностью потока нейтронов $1,5 \cdot 10^{19}$ н/(см²с) и длительностью импульса (ширина на половине высоты) 120 мкс.

По инициативе Ю.Я. Ставиского расчеты указанного источника нейтронов были организованы и во ВНИИЭФ. Эти расчеты выполнены с помощью двух используемых комплексно программ метода Монте-Карло: программы ЦЕРН GEANT-3 и программы ВНИИЭФ С-95 [4]. Назначение программы GEANT-3 – расчет высокоэнергетичного потока нейтронов, порождаемого в мишени протонами. Назначение программы С-95 – расчет процесса замедления этих нейтронов и плотности потока тепловых нейтронов в полости замедлителя.

Оценка предельных параметров обсуждаемого источника нейтронов выполнена при строгом учете явлений динамического теплового удара в мишени, связанного с резким разогревом вольфрама в пучке протонов. В этих целях использованы достаточно точные аналитические решения задачи динамической термоупругости для моделей как монолитной мишени, так и ее элементов. В итоге анализа результатов термомеханических расчетов сформулированы рекомендации относительно целесообразного разбиения мишени на независимо крепящиеся фрагменты.

2. Характеристики поля нейтронов, создаваемого в мишени одним протоном коллайдера

Как уже сказано выше, расчеты характеристик источника нейтронов были выполнены с помощью адронной программы GEANT-3 метода Монте-Карло, разработанной в ЦЕРН, и используемой в комплексе с ней программы ВНИИЭФ С-95. В расчетах по программе С-95 использовали преимущественно нейтронные константы из библиотеки ENDF/BVI.

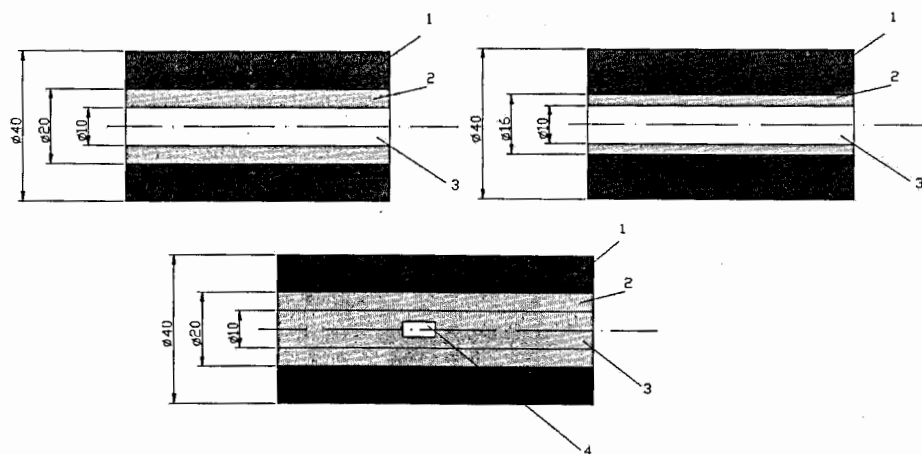


Рис.1. Варианты конфигурации мишени в расчетах характеристик источника нейтронов: 1 – вольфрам; 2 – гидрид циркония (ZrH_2); 3 – сквозная полость диаметром 10 см; 4 – закрытая полость в форме цилиндра диаметром и высотой 10 см

Рассматривали мишень из вольфрама в виде полого кругового цилиндра внешним диаметром 40 и высотой 60 см. Внутренний диаметр вольфрамовой мишени предполагали равным 20 или 16 см. В осевой полости вольфрамового цилиндра размещали замедлитель нейтронов из гидрида циркония (ZrH_2). В массиве гидрида циркония создавали осевую полость диаметром 10 см: длинную сквозную или короткую, высотой 10 см в центре замедлителя (см. рис. 1). Прослеживали спектр, флюенс и плотность потока нейтронов в полости замедлителя, отнесенные к 1 протону из кольца накопителя, и рассчитанные как в приближении свободных атомов водорода, так и в приближении учета химической связи водорода с атомами циркония. Имели в виду при этом, что именно в указанной полости будет осуществляться полезное использование нейтронов рассматриваемого источника.

Первоначально в целях тестирования программ были рассчитаны спектр и полный выход нейтронов из вольфрамовой мишени диаметром 20 и высотой 60 см под воздействием протонов с энергией 1 ТэВ. Результат расчета сравнивали с данными Н.М. Соболевского (Институт ядерных исследований) по спектру и выходу нейтронов из той же мишени, рассчитанных с помощью программ SHIELD, FLUKA и CALOR. Было констатировано отличное согласие тех и других данных.

После проведения указанного сравнения были выполнены основные расчеты нейтронных и тепловых характеристик мишеней, представленных на рис. 1, при энергии протонов 7 ТэВ. Рассчитанные числа нейтронов, произведенных одним протоном в мишени, флюенс потока тепловых ($E < 1 \text{ эВ}$) и быстрых ($E > 1 \text{ эВ}$) нейтронов в полости замедлителя, также отнесенный к 1 протону из накопителя, и длительность импульса тепловых нейтронов на половине высоты представлены в табл. 1.

Таблица 1. Число нейтронов, рожденных в мишени, флюенс тепловых, быстрых и просуммированных нейтронов в полости замедлителя, отнесенные к 1 протону, и длительность импульса тепловых нейтронов

Используемая модель	Тип мишени (рис. 1)	Полный выход нейтронов	Флюенс нейтронов, н/см^2			Длительность импульса тепловых нейтронов, мкс
			$E < 1 \text{ эВ}$	$E > 1 \text{ эВ}$	Полный	
Модель свободных атомов водорода	<i>a</i>	32000	12,2	5,3	17,5	170
	<i>b</i>	33800	12,1	10,0	22,1	140
	<i>в</i>	32000	13,2	5,7	18,9	250
Модель с учетом связи Н и Zr	<i>b</i>	33800	15,2	10,0	25,2	90

Мишень типа *b* на рис.1 отличается от мишени типа *a* большей толщиной слоя вольфрама и меньшей – слоя гидрида циркония. Как видно из табл.1, переход от мишени типа *a* к мишени типа *b* имеет следствием небольшое увеличение полного числа нейтронов, произведенных протоном, уменьшение длительности импульса тепловых нейтронов, а также почти двукратное повышение флюенса быстрых нейтронов.

Расчеты для мишени типа *b* выполнены как в приближении свободных атомов водорода, так и в более точном приближении с учетом химической связи водорода с цирконием. Данные табл.1 показывают, что более точный расчет с учетом химической связи водорода с цирконием дает заметно более высокий флюенс тепловых нейтронов в

полости замедлителя и значительно меньшую длительность импульса тепловых нейтронов.

В целях дальнейшего прослеживания зависимости параметров источника нейтронов от типа мишени и используемого приближения для водорода были проведены модельные расчеты с гипотетическим импульсом быстрых нейтронов. Нейтроны вводили в начальный момент в мишени типа *a*, *б*, *в* и в мишень типа *б* с заполненной гидридом циркония полостью. В итоге расчетов определяли отношение флюенса тепловых нейтронов к полному флюенсу нейтронов в центральной области полости (или в соответствующей области гидрида циркония). Результаты расчета представлены в табл.2.

Таблица 2. Отношение флюенсов тепловых нейтронов к полному в полости в зависимости от типа мишени и используемой модели водорода

Тип мишени (рис.1)	Модель водорода	Отношение флюенсов
<i>a</i>	С учетом химической связи	0,71
<i>б</i>	Свободные атомы	0,47
<i>б</i>	С учетом химической связи	0,53
<i>б</i> без полости	Свободные атомы	0,72
<i>б</i> без полости	С учетом химической связи	0,76
<i>в</i>	Свободные атомы	0,69
	С учетом химической связи	0,75

Данные табл.2 выявляют примерно те же, что и отмечены выше, тенденции в зависимости спектральных характеристик флюенса нейтронов в полости от типа мишени и используемой модели водорода.

Приведенные выше сведения о флюенсе нейтронов в полости замедлителя относятся пока к 1 протону из накопителя. Оценка характеристик полного источника нейтронов может быть дана лишь после определения уровня механических напряжений в вольфрамовой мишени и допустимых температур разогрева мишени в пучке протонов коллайдера.

3. Доля энерговклада в мишенях, создаваемого одним протоном коллайдера

В дальнейшем анализе внимание будет сосредоточено вокруг наиболее перспективной мишени – мишени типа *б* – и вокруг ее характеристик, полученных в более точном расчете с учетом химической связи атомов водорода и циркония.

В целях создания базы для выбора вариантов возможного разбиения массива вольфрамовой мишени на независимо крепящиеся элементы здесь выполнены аналогичные вышеприведенным вспомогательные расчеты. Вспомогательные расчеты привязаны к вольфрамовой мишени типа *б* с включенными в нее элементами металлического титана (см. рис.2). Непосредственное назначение этих расчетов – определение уровней разогрева протонами титановых элементов в сравнении с разогревом вольфрама и составления на их основе заключения о возможности

использования титана в качестве материала каркаса, крепящего отдельные элементы вольфрамовой мишени.

В табл.3 приведены вклады энергии протоном в массивы вольфрама, гидрида циркония и титана в мишени z в зависимости от z , а также аналогичные данные для массива вольфрама в первоначальной мишени типа б.

Если судить по наиболее разогретым областям вольфрама и титана, то плотность энерговклада от протона в вольфраме мишени z в 4,2 раза больше, чем в титане. Аналогичное соотношение плотностей энерговклада в вольфраме и титане мишени δ получено равным 6,5. Среднее значение двух указанных соотношений равно 5,35. Это среднее соотношение плотностей энерговклада в вольфраме и титане и данные по энерговкладу от протона в вольфрам мишени б (последняя колонка табл.3) будут использованы в следующем разделе при проведении термомеханических расчетов и выработке рекомендаций относительно выбора более рациональной структуры вольфрамовой мишени.

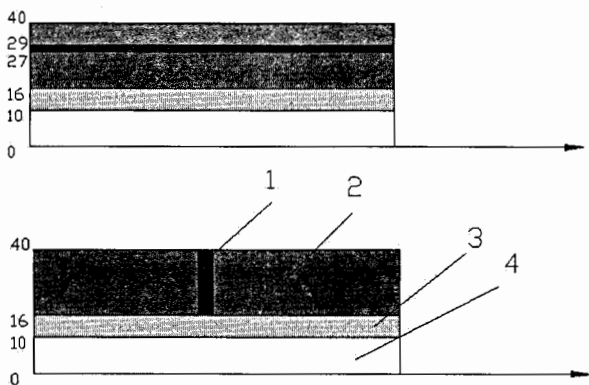


Рис. 2. Конфигурация мишени типа б с включением титанового элемента в виде цилиндрической оболочки (мишень z) или диска (мишень δ) толщиной 1 см: 1 – титановый элемент; 2 – вольфрам; 3 – гидрид циркония; 4 – полость

Таблица 3. Энерговклад протона в массивы вольфрама, гидрида циркония и титана в мишени z , а также вольфрама в первоначальной мишени б в зависимости от z

z, см	Вклад энергии в кольцевой слой, ГэВ			
	Мишень типа z			Мишень типа б, W
	W	ZrH ₂	Ti	
0 – 10	876	302	2,15	863
10 – 20	1139	287	7,66	1201
20 – 30	852	408	14,3	968
30 – 40	636	267	19,8	719
40 – 50	467	254	23,8	513
50 – 60	325	135,6	24,7	357

4. Механические напряжения в монокристаллической вольфрамовой мишени или в ее фрагментах. Параметры источника нейтронов

Под воздействием пучка протонов из накопительного кольца ускорителя вольфрамовая мишень может разогреваться до высоких температур. Поскольку разогрев мишени осуществляется за короткое (~80 мкс) время, в ней возбуждаются вибрации, сопровождаемые большими динамическими напряжениями. Как будет видно из дальнейшего, амплитуда этих напряжений является наиболее суровым ограничителем мощности источника нейтронов.

4.1. Напряжения и параметры источника нейтронов в монокристаллической вольфрамовой мишени.

Оценка напряжений в монокристаллических мишенях, представленных на рис.1, может быть выполнена на основе имеющихся аналитических решений динамической задачи термоупругости. Имеются в виду решения для длинной цилиндрической оболочки с однородным пространственным распределением температуры [5] или для цилиндрической оболочки с произвольным осесимметричным пространственным распределением температуры [6] (зависимость температуры от времени в том и другом случае произвольная).

Здесь использовано хотя и менее точное, но существенно более простое первое решение. Оно имеет вид:

- для радиальных термоупругих смещений:

$$u(t) = K(1 + \nu)\omega R \int_0^t \theta(\xi) \sin[\omega(t - \xi)] d\xi;$$

- для окружных термоупругих напряжений:

$$\sigma_{\varphi}(t) = \frac{KE}{1 - \nu} [\omega \int_0^t \theta(\xi) \sin[\omega(t - \xi)] d\xi - \theta(t)], \quad (1)$$

где введены обозначения: K – линейный коэффициент температурного расширения материала мишени; E, ν – модуль Юнга и коэффициент Пуассона материала мишени; R – средний радиус мишени; $\theta(t)$ – повышение температуры мишени в наиболее разогретом ее слое в зависимости от времени; ω – круговая частота радиальных колебаний мишени (оболочки):

$$\omega = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{2E}{(1 - \nu^2)\rho}};$$

ρ – плотность материала мишени.

Как показано в работе [5], амплитуда растягивающих напряжений в решении (1) может быть оценена с большой точностью с помощью следующей параметрической формулы

$$\sigma_{\varphi_{\max}} = \frac{KE\theta}{1 - \nu} \eta; \eta = \frac{\omega T \pi}{3,5255} / sh \frac{\omega T \pi}{3,5255} \quad (2)$$

(T – ширина импульса протонов на половине высоты; $T=80$ мкс).

Физические и механические характеристики вольфрама при комнатной температуре приняты в расчете равными [7]: $\rho=19,3$ г/см³; $E=385$ ГПа= $3,85 \cdot 10^{10}$

дин/см²; $\nu = 0,2825$; $K=4,43 \cdot 10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$; теплоемкость $C_p=24,42 \text{ Дж/(моль}\cdot^{\circ}\text{C)}=2,503 \text{ Дж/(см}^3\cdot^{\circ}\text{C)}$; $R=14 \text{ см}$.

С приведенными механическими и теплофизическими константами вольфрама получено: $\omega=4,7032 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$; теплоемкость области мишени высотой $10 \text{ см} = 2,7081 \cdot 10^4 \text{ Дж/}^{\circ}\text{C}$ (объем этой области = 10566 см^3). Поскольку вклад энергии протоном в наиболее разогретую область мишени типа б равен 1201 ГэВ или $1,9077 \cdot 10^{-7} \text{ Дж}$ (см. последнюю колонку табл.3; $1 \text{ ГэВ}=1,5884 \cdot 10^{-10} \text{ Дж}$), один протон повышает температуру этой наиболее разогреваемой области на $0,70444 \cdot 10^{-11} \text{ }^{\circ}\text{C}$.

В этих условиях получено, что в соответствии с формулой (2) 1 протон создает в монолитной мишени механические напряжения амплитудой $3,934 \cdot 10^{-6} \text{ Па}$.

Предел прочности на разрыв спеченных слитков вольфрама равен 110 МПа , а вольфрама, специально обработанного давлением, $\sim 10^3 \text{ МПа}$ и выше [8]. Поскольку трудно предположить, что массивная, весом более 1 т мишень гарантированно пройдет специальную обработку, здесь сочтено целесообразным при оценке несущей способности мишени использовать значение предела прочности вольфрама 110 МПа . Кроме того принято, что максимальные напряжения в мишени не должны превышать 70% от предела прочности, т.е. не должны превышать уровень напряжений 77 МПа .

В этих предположениях показано, что механические напряжения являются суровым ограничителем интенсивности бросаемого на мишень пучка протонов. Как следует из расчета, в рассматриваемой мишени типа б максимальное повышение температуры не должно превышать $138 \text{ }^{\circ}\text{C}$, а число протонов в пучке – $1,96 \cdot 10^{13}$. Согласно данным табл.1 такой пучок протонов будет создавать в полости мишени флюенс нейтронов $2,98 \cdot 10^{14} \text{ н/см}^2$.

Из приведенной оценки напряжений видно, что в случае монолитной мишени ограничительная роль динамического теплового удара очень значительна и достижение высоких параметров источника нейтронов в этом случае невозможно. Ограничительная роль механических напряжений может быть существенно снижена путем разбиения мишени на элементы с меньшими характерными размерами. В качестве опоры, крепящей фрагменты вольфрамовой мишени, можно рекомендовать тонкостенный каркас из титана.

Как было показано в разделе 3, температура разогрева титана пучком протонов примерно в 5 раз ниже температуры вольфрама. Это обстоятельство в сочетании с фактором во много раз более высокого предела прочности титана в сравнении с вольфрамом означает, что проблем с тепловым ударом в титановом каркасе не возникнет даже в случае пучка протонов, разогревающего вольфрам до очень высоких температур.

4.2. Напряжения и параметры источника нейтронов в мишени, разбитой на фрагменты

Вариант мишени, в которой практически полностью сняты ограничения по напряжениям показан на рис.3. В этом случае монолитная мишень разбита по высоте цилиндра на 4 одинаковых диска и каждый диск разбит по азимуту на 8 одинаковых секторов. Предполагается, что 32 фрагмента мишени закреплены с помощью торцовых штифтов на круглых титановых пластинах, размещенных внутри цилиндрического титанового корпуса.

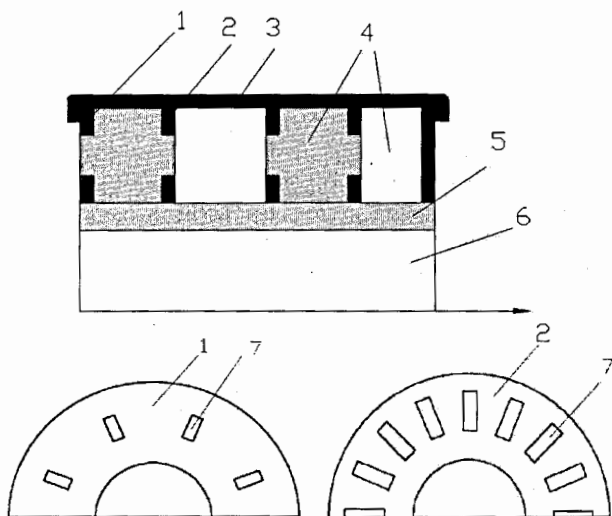


Рис. 3. Конфигурация мишени типа б, разбитой на независимо закрепляемые фрагменты: 1 – внешняя титановая пластина; 2 – внутренняя титановая пластина; 3 – титановый корпус; 4 – фрагменты вольфрамовой мишени; 5 – гидрид циркония; 6 – полость; 7 – гнезда для штифтов фрагментов мишени

Оценка напряжений в вольфраме в этом случае была выполнена в предположении, что указанные фрагменты имеют форму шара с эффективным диаметром 15 см. Довольно общее аналитическое решение задачи динамической термоупругости для шара было получено в работе [9] с помощью метода разложения по собственным функциям. Это решение (см. Приложение) было использовано здесь с введением упрощающих предположений об однородном пространственном распределении температуры в шаре и колоколообразной форме импульса протонов с шириной на половине высоты 80 мкс.

Как следует из указанного рассмотрения, уровень механических напряжений в мишени, разбитой на фрагменты, резко понижается. Согласно решению (3) один протон будет создавать в наиболее разогретых фрагментах вольфрамовой мишени механические напряжения амплитудой $2,606 \cdot 10^{-7}$ Па, т.е. амплитудой в 15 раз меньшей напряжений в монолитной мишени. При тех же, что и выше, предположениях относительно предела прочности вольфрама и предельно допустимых напряжений в нем получено в итоге, что в случае разбитой на фрагменты мишени:

- скачок температуры наиболее разогреваемых фрагментов не должен превышать 2080°C ;
- число протонов в пучке не должно превышать $2,95 \cdot 10^{14}$;
- пучок протонов числом $2,95 \cdot 10^{14}$ будет порождать в полости мишени б флюенс тепловых нейтронов $4,5 \cdot 10^{15}$ н/см² (полный флюенс нейтронов в полости будет равен $7,4 \cdot 10^{15}$ н/см²).

Согласно данным табл.1 длительность импульса тепловых нейтронов в полости мишени *б* равна 90 мкс. С учетом этой информации получено, что плотность потока тепловых нейтронов в полости мишени *б*, разбитой на фрагменты, $5,6 \cdot 10^{19}$ н/(см²с).

Напомним, что приведенные выше данные о напряжениях в мишени привязаны к значениям механических и теплофизических констант вольфрама при комнатной температуре. Учет на основе информации справочника [7] температурной зависимости указанных констант изменяет приведенную оценку не очень значительно. Так, при значениях констант, относящихся к температуре вольфрама 1000 °С, напряжения в элементах мишени, нормированные на 1 протон, повышаются до $2,9 \cdot 10^{-7}$ Па (вместо $2,61 \cdot 10^{-7}$ Па при комнатной температуре).

Заключение

Приведены расчетные характеристики импульсного источника тепловых нейтронов, возможного для реализации на базе сооружаемого в ЦЕРН коллайдера. Расчеты выполнены с помощью двух программ метода Монте-Карло: адронной программы ЦЕРН GEANT-3 и программы ВНИИЭФ С-95, а также с привлечением аналитических решений двух динамических задач термоупругости. Показано, что в случае монолитной мишени достижение высоких параметров источника невозможно. Этому препятствуют высокие механические напряжения, возникающие в мишени под воздействием импульса протонов коллайдера. Предложен вариант вольфрамовой мишени, разбитой на большое число независимых элементов и в результате избавленной от указанных ограничений по напряжениям. Получено, что в полости этой мишени могут быть генерированы импульсы тепловых нейтронов с флюенсом $4,5 \cdot 10^{15}$ н/см², длительностью 90 мкс и максимальной плотностью потока $5,6 \cdot 10^{19}$ н/(см²с).

Приложение

Решение сферически-симметричной задачи динамической термоупругости для полого шара с внутренним и внешним радиусами *a* и *b* получено в работе [9] с помощью разложения по собственным функциям. Оно имеет вид (решение справедливо и в случае *a* = 0, т. е. в случае шара без полости):

$$u(r, t) = \left[\frac{\beta^{(0)} ab (\theta_1^0 - \theta_2^0)}{2\lambda(b-a)} - \frac{\beta^{(0)} (a\theta_1^0 - b\theta_2^0)}{(3\lambda + 2\mu)(b-a)} r + \sum_{i=1}^{\infty} D_i^{(i)} v_i(r) \right] q(t) + \\ + \sum_{i=1}^{\infty} (D_2^{(i)} - \omega_i D_1^{(i)}) v_i(r) \Phi(\omega_i, t); \quad \theta_1^0 = \theta^0(a); \quad \theta_2^0 = \theta^0(b);$$

$$\begin{aligned}
\hat{r}r(r, t) = & \left\{ \frac{\beta^{(0)} ab(\theta_1^0 - \theta_2^0)}{b-a} \frac{1}{r} - \frac{\beta^{(0)} (a\theta_1^0 - b\theta_2^0)}{b-a} - \beta^{(0)} \theta^0(r) + \right. \\
& + \sum_{i=1}^{\infty} D_1^{(i)} \left[(\lambda + 2\mu) \frac{dv_i}{dr} + 2\lambda \frac{v_i(r)}{r} \right] \Bigg\} q(t) + \\
& + \sum_{i=1}^{\infty} (D_2^{(i)} - \omega_i D_1^{(i)}) \left[(\lambda + 2\mu) \frac{dv_i}{dr} + 2\lambda \frac{v_i(r)}{r} \right] \Phi(\omega_i, t), \\
\hat{\varphi}\varphi(r, t) = & \left\{ \frac{(\lambda + \mu) \beta^{(0)} ab(\theta_1^0 - \theta_2^0)}{\lambda(b-a)} \frac{1}{r} - \frac{\beta^{(0)} (a\theta_1^0 - b\theta_2^0)}{b-a} - \beta^{(0)} \theta^0(r) + \right. \\
& + \sum_{i=1}^{\infty} D_1^{(i)} \left[\lambda \frac{dv_i}{dr} + 2(\lambda + \mu) \frac{v_i(r)}{r} \right] \Bigg\} q(t) + \\
& + \sum_{i=1}^{\infty} (D_2^{(i)} - \omega_i D_1^{(i)}) \left[\lambda \frac{dv_i}{dr} + 2(\lambda + \mu) \frac{v_i(r)}{r} \right] \Phi(\omega_i, t).
\end{aligned} \tag{3}$$

В решении (3) введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned}
D_1^{(i)} &= \frac{\beta^{(0)}}{b-a} \left[\frac{(a\theta_1^0 - b\theta_2^0) L_3^{(i)}}{3\lambda + 2\mu} - \frac{ab(\theta_1^0 - \theta_2^0) L_2^{(i)}}{2\lambda} \right]; \\
D_2^{(i)} &= -\frac{c\beta^{(0)}}{\lambda_i(b-a)} \left[\frac{ab(\theta_1^0 - \theta_2^0) L_0^{(i)}}{\lambda} + \frac{(b-a) M^{(i)}}{\lambda + 2\mu} \right]; \quad c^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\tilde{\rho}}; \\
M^{(i)} &= \int_a^b r^2 \frac{d\theta^0}{dr} v_i(r) dr \Big/ \int_a^b r^2 v_i^2(r) dr; \\
L_k^{(i)} &= \int_a^b r^k v_i(r) dr \Big/ \int_a^b r^2 v_i^2(r) dr; \quad \omega_i = \lambda_i c; \quad v_i(r) = \frac{d}{d(\lambda_i r)} \left(\frac{\sin \lambda_i r + B_i \cos \lambda_i r}{\lambda_i r} \right); \\
B_i &= \frac{(\lambda + 2\mu) [(2 - \lambda_i^2 a^2) \operatorname{tg} \lambda_i a - 2\lambda_i a] + 2\lambda (\lambda_i a - \operatorname{tg} \lambda_i a)}{2\lambda (\lambda_i a \operatorname{tg} \lambda_i a + 1) - [(2 - \lambda_i^2 a^2) + 2\lambda_i a \operatorname{tg} \lambda_i a] (\lambda + 2\mu)};
\end{aligned}$$

λ_i - корни уравнения:

$$\frac{\nu_0 z a + (z^2 a^2 - \nu_0) \operatorname{tg} z a}{(z^2 a^2 - \nu_0) - \nu_0 z a \operatorname{tg} z a} = \frac{\nu_0 z b + (z^2 b^2 - \nu_0) \operatorname{tg} z b}{(z^2 b^2 - \nu_0) - \nu_0 z b \operatorname{tg} z b}; \quad \nu_0 = \frac{4\mu}{\lambda + 2\mu}.$$

$$\theta(r, t) = \theta^0(r) q(t); \quad \Phi(\omega, t) = \int_0^t q(\xi) \sin[\omega(t - \xi)] d\xi; \quad \lambda, \mu - \text{константы Ламе:}$$

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}; \quad \mu = \frac{E}{2(1+\nu)}; \quad \beta^{(0)} = (3\lambda + 2\mu)K;$$

$\hat{r}r(r, t), \hat{\varphi}\varphi(r, t)$ - радиальные и окружные напряжения в шаре.

Список литературы

1. Dementyev A.V., Dementyev D.V., Sobolevsky N.M., Staviski Y.Y. Specific neutron yield from the extended lead target under incident protons 0,1 GeV – 10 TeV. – Proc. on ICANS-XV. 15th Meeting of the Intern. Collaboration on Advanced Neutron Sources. November 6-9, 2000, Tsukuba, JAPAN.
2. Staviski Y.Y. Giant pulses of slow neutrons in the LHC beam dump. – Доклад на XII Междунар. конф. «Избранные проблемы современной физики», г. Дубна, Россия, 8-11 июня, 2003.
3. Dementyev A.V., Dementyev D.V., Kazarnovsky M.V. et al. On the possibility of direct investigations of neutron-neutron scattering at LHC beam dump. – Proc. on 1.
4. Кочубей Ю.К., Житник А.К., Артемьева Е.В. и др. Программа с-95. Моделирование совместного переноса нейтронов и γ -квантов методом Монте-Карло. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 2000, вып. 2, с. 49-52.
5. Колесов В.Ф. Аперiodические импульсные реакторы. – Саров: Изд-во РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999.
6. Колесов В.Ф. Нестационарные задачи термоупругости для пластины и цилиндрической оболочки. – Инженерно-физический журнал, 1964, т. 7, № 9, с. 64-70.
7. Gmelin Handbook of Inorganic Chemistry. 8th Edition. W Tungsten. Supplement Vol. A3. Physical properties. Springer-Verlag. New York. – London – Paris – Tokyo. 1989.
8. Физическая энциклопедия, т. 1. – М.: Советская энциклопедия, 1988.
9. Колесов В.Ф. К динамике сферически симметричного быстрого импульсного реактора. – Атомная энергия, 1963, т. 14, вып. 3, с. 273-280.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА RAMCES ДЛЯ ОЦЕНКИ ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ np -РАССЕЯНИЯ НА ЛОВУШКАХ БОЛЬШИХ УСКОРИТЕЛЕЙ

Самарин С.И., Модестов Д.Г., Плохой В.В.

*Российский Федеральный Ядерный Центр – Всероссийский Научно-
Исследовательский Институт Технической Физики им. акад.*

Е.И.Забабахина, 456770, Снежинск, Россия

ВВЕДЕНИЕ

На 12-ой международной конференции по проблемам современной физики, проходившей летом 2003 года в Дубне, был сделан доклад [1] о возможности получения больших импульсов медленных нейтронов на гасителях пучков (beam dump) 7-ТэВ протонов, получаемых на Большом Адронном Колайдере (LHC) в ЦЕРНе. На основании оценок возможных нейтронных потоков было показано, что прогнозируемые характеристики нейтронных полей могут представлять большой интерес в области постановки экспериментов с использованием тепловых, холодных и ультрахолодных нейтронов. В том числе, оцененные характеристики нейтронных полей (достигающие потоков 10^{19} - 10^{20} нейтронов/см²с) могут оказаться приемлемыми для более точных оценок параметров np -рассеяния. В докладе приведены предварительные оценки выхода нейтронов для нескольких макетов установок, полученных в результате расчетов по целому ряду известных кодов [2,3]: SHIELD (Дубна), FLUKA и CALOR.

В данной работе приведены сравнения выхода нейтронов из вольфрамовой мишени в зависимости от энергии протонного пучка, полученные из эксперимента и расчетов по программам SHIELD, FLUKA и CALOR с результатами, полученными по программе HANDRA (ВНИИТФ) рис.1. Кроме того, на основе концептуального дизайна была проведена расчетная оптимизация установки для обеспечения наилучшего выхода нейтронов в экспериментальный канал, а так же приведены оценки «шумовых» потоков нейтронов вдоль экспериментального канала (коллиматора), вплоть до места расположения детекторов нейтронов призванных фиксировать нейтроны после n - n рассеяния (что составляет 10м от линии пучка). Все оценки были проведены с использованием комплекса программ RAMCES: HANDRA – моделирование высокоэнергетических адронных каскадов ($15\text{MeV} < E < 10\text{TэВ}$); ПРИЗМА – моделирование низкоэнергетических нейтронов ($E < 15\text{МэВ}$).

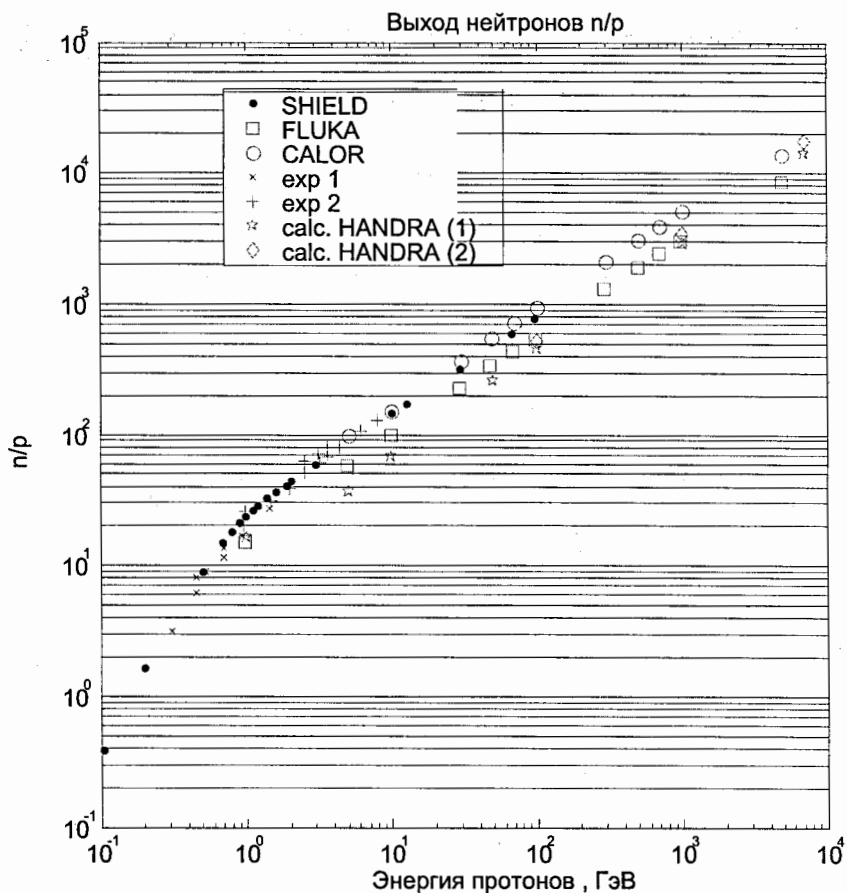


Рис. 1. Выход нейтронов в результате падения пучка протонов на вольфрамовую мишень в зависимости от энергии протонов. Сравнение расчетов по различным методикам с экспериментальными данными.

Эпр. 1. [4], Эпр. 2. [5].

HANDRA (1) – генератор SYCHEV (система констант D2N2 [6]) 15МэВ-2ГэВ, генератор JAM [7] >2ГэВ.

HANDRA (2) – генератор SYCHEV (система констант D2N2 [6]) 15МэВ-2ГэВ, генератор JAM [7] 2ГэВ-10ГэВ, генератор HIJING [8] >10ГэВ.

Концептуальный дизайн установки.

В работе [1] был приведен концептуальный дизайн гасителя пучка, который учитывает опыт использования подобных устройств на больших ускорителях. Кроме того, были предложены некоторые изменения позволяющие использовать гаситель в экспериментальных целях. В данной работе за основу брался этот концептуальный дизайн с некоторыми упрощениями: система считалась цилиндрически симметричной, не учитывалась система охлаждения установки, но более детально проработан дизайн экспериментального канала. Все принятые изменения не должны принципиально искажать параметры нейтронных полей.

Замедлитель представляет собой вольфрамовый цилиндрический слой радиусами от 20 до 40 см и длиной 150 см. заключенный в бетонный чехол с внешним радиусом 100см. В некоторых из рассматриваемых моделей установок между вольфрамовым замедлителем и бетонным чехлом помещался слой 5 см бериллиевого отражателя. Коллиматор расположен перпендикулярно направлению пучка, проходит через ось цилиндрического мишенного узла на расстоянии от торца 35 см. Коллиматор представляет собой трубу (алюминий) радиусом $R=5\text{ см}$ с толщиной стенки 2мм, внутри которой находится вакуум, расстояние от центра мишенного узла до точки детектирования (в обе стороны) составляет 1000см. Внутри коллиматора расположены сферические расчетные детекторы радиусом 4см (вакуум), в которых оценивался поток нейтронов. Расположение коллиматора в замедлителе было выбрано в соответствии с максимумом выхода нейтронов в вольфраме для протонов с энергией 7 ТэВ, что по нашим оценкам, примерно соответствует 35 см.

Считалось, что протоны с энергией 7 ТэВ падают на торец вольфрамового замедлителя равномерно по окружности радиусом $R=30\text{ см}$, нормально к поверхности торца. Общая схема установки приведена на рис. 2.

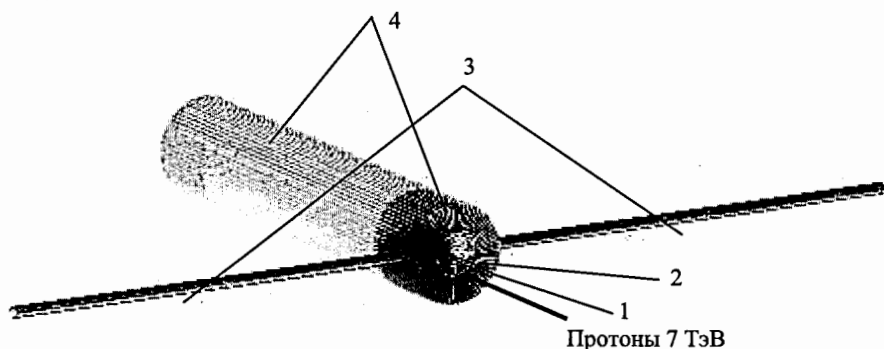


Рис.2. Общая схема установки.

- 1-вольфрамовый замедлитель,
- 2-графитовый сердечник,
- 3-коллиматор,
- 4-бетонная защита,

Остальные детали установки: замедлитель, центральный сердечник и защита коллиматора от фоновых потоков, варьировались с целью обеспечить максимальный выход нейтронов в центре коллиматора. В расчетах поток разделялся на три энергетические группы: 1 - ($0-10^{-2}$ МэВ), 2 - ($10^{-2}-2$ МэВ), и 3 - ($2-15$ МэВ). Оптимизация заключалась в повышении доли нейтронов 1-ой группы с понижением остальных групп в центре коллиматора. Кроме этого необходимо было уменьшить потоки на концах коллиматора в области детектирования нейтронов, чтобы обеспечить устойчивую регистрацию рассеянных в п-п взаимодействиях нейтронов.

Адронный каскад, порождаемый 7 ТэВ протонами, моделировался с помощью программы HANDRA с использованием генераторов SYCHEV (от 15 МэВ до 2 ГэВ), JAM (выше 2 ГэВ) и HIJING (выше 10 ГэВ), где частицы прослеживались до энергии 15 МэВ, после чего, подключалась программа ПРИЗМА, и нейтроны прослеживались до энергий 0.01 эВ.

В расчетах были рассмотрены семь вариантов геометрии, три из которых представляют интерес – setup4, setup5, setup7 (рис. 3-6). Остальные варианты установки дают значительно худшие значения потоков нейтронов и не приводятся в данной работе.

Вариант Setup4 (рис. 3) имеет наиболее простую геометрию, коллиматор для этого варианта закрыт слоем карбида бора (внутренний диаметр 5.2 см, толщина 4 см), а в структуру мишенного узла добавлен слой ZrH_2 (внутренний радиус 12 см, толщина 8 см).

Немного сложнее вариант Setup5 (рис. 4). В этом варианте в мишенный узел добавлен слой бериллия для отражения нейтронов выходящих из мишенного узла (внутренний радиус 40 см, толщина 5 см), а коллиматор дополнительно защищен слоем углерода (внутренний радиус 9.2 см, толщина 3 см).

Еще более сложный вариант Setup7 (рис. 5-6). Главное отличие этого варианта от предыдущих вариантов в дополнительном замедлителе, который поставлен непосредственно перед мишенным узлом, и повторяет профиль коллиматора. Два слоя, окружающие коллиматор, поделены на два участка, граница раздела между ними соответствует границе между слоями вольфрама и бериллия в мишенном узле. Внутренний слой (внутренний радиус 5.2 см, толщина 4 см.) в части, близкой центру мишени состоит из углерода, далее до конца коллиматора - из карбида бора. Внешний слой (внутренний радиус 9.2 см, толщина 3 см) в части, близкой к центру состоит из ZrH_2 , в остальной части - из углерода.

Поскольку вариант Setup7 оказался наиболее удачным, в рамках рассматриваемых результатов, то для него был проведен более подробный расчет для детекторов, расположенных на большом удалении от центра коллиматора. При этом использовались возможности ПРИЗМА в неаналоговом моделировании, так как прямой расчет не позволяет сделать оценки с приемлемой погрешностью.

Результаты расчетов.

Из результатов расчета видно, что наиболее оптимальным, с точки зрения соотношения первой и второй (или третьей) групп нейтронов, наиболее эффективным является вариант Setup7. Это хорошо видно из рис. 7-9. и из таблицы 1, где

представлены сравнения значений потоков в центре коллиматора каждой из энергетических групп для вариантов Setup4, Setup5 и Setup7. Как видно из таблицы поток первой группы в варианте Setup7 в три раза выше чем для остальных вариантах, в то время как потоки второй группы ниже, а потоки третьей группы во всех трех вариантах варьируются незначительно, если принять во внимание не очень хорошую погрешность результатов для нейтронов третьей группы.

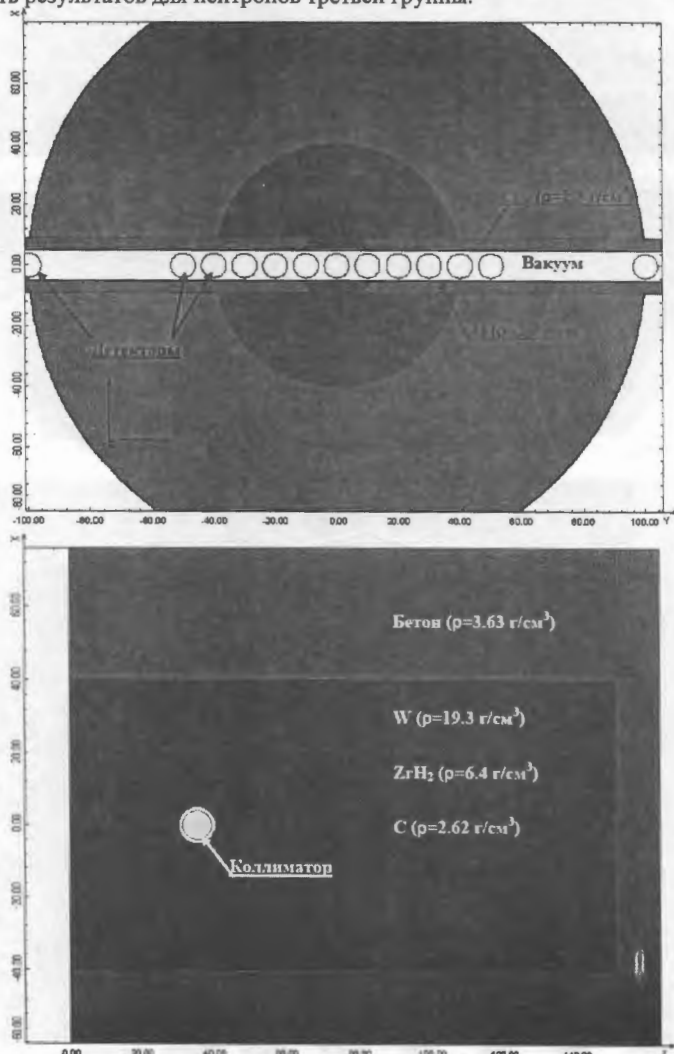


Рис. 3. Модель рабочей части установки. Вариант Setup4. Поперечный разрез по оси коллиматора – верхний рисунок, продольный разрез вдоль линии пучка – нижний.

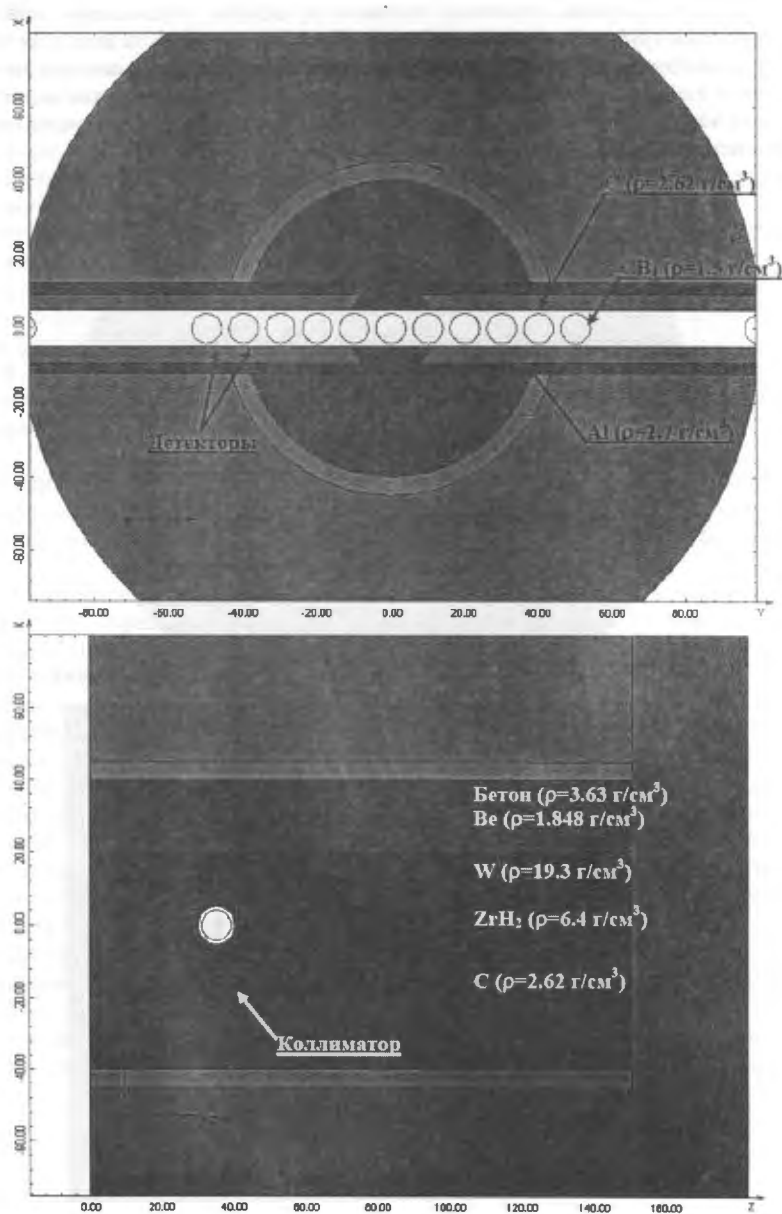


Рис. 4. Модель рабочей части установки. Вариант Setup5. Поперечный разрез по оси коллиматора – верхний рисунок, продольный разрез вдоль линии пучка – нижний.

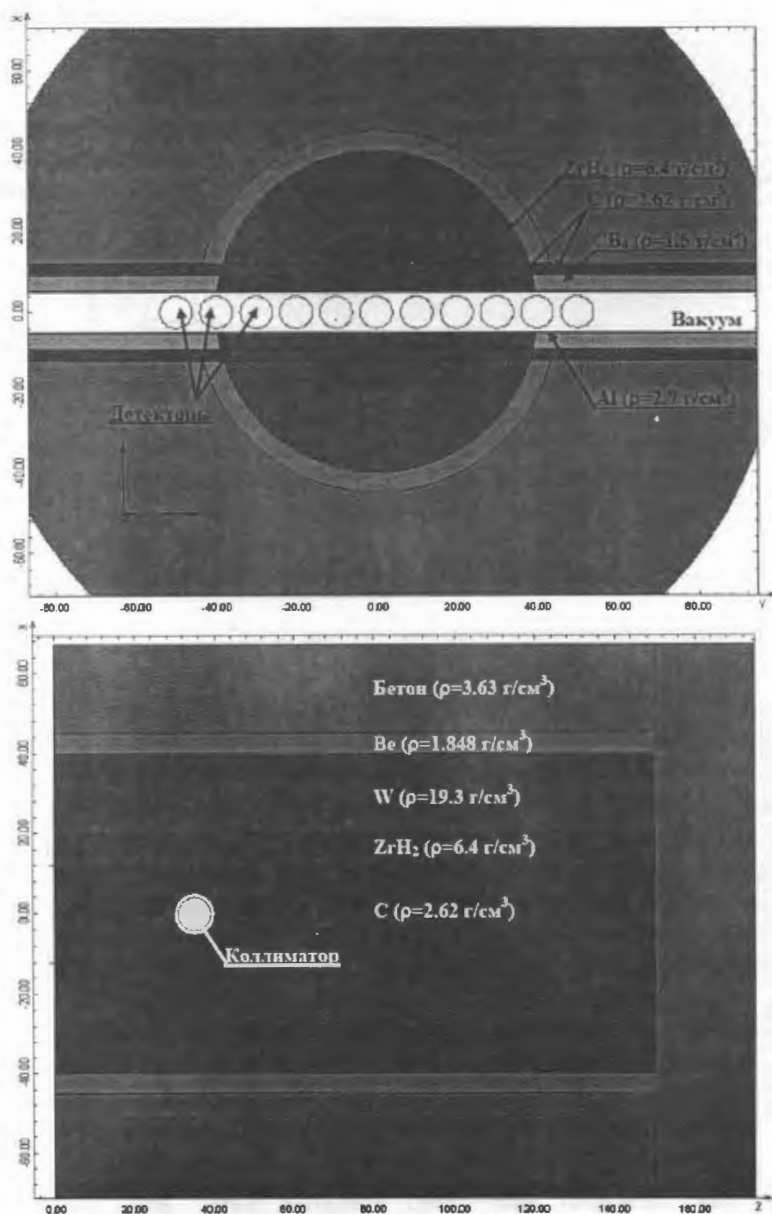


Рис.5. Модель рабочей части установки. Вариант Setup7. Поперечный разрез по оси коллиматора – верхний рисунок, продольный разрез вдоль линии пучка – нижний.

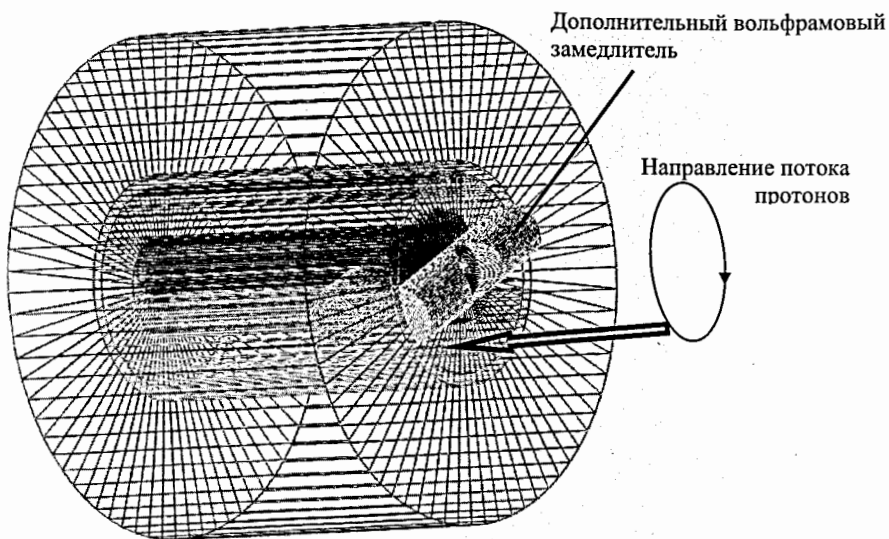


Рис. 6. Модель рабочей части установки. Вариант Setup7.

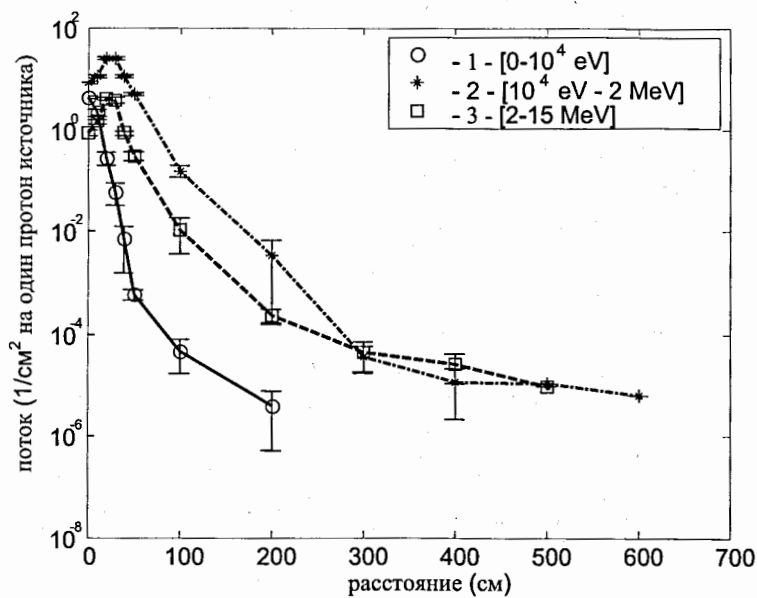


Рис. 7. Распределение потока нейтронов вдоль коллиматора. Вариант Setup4.

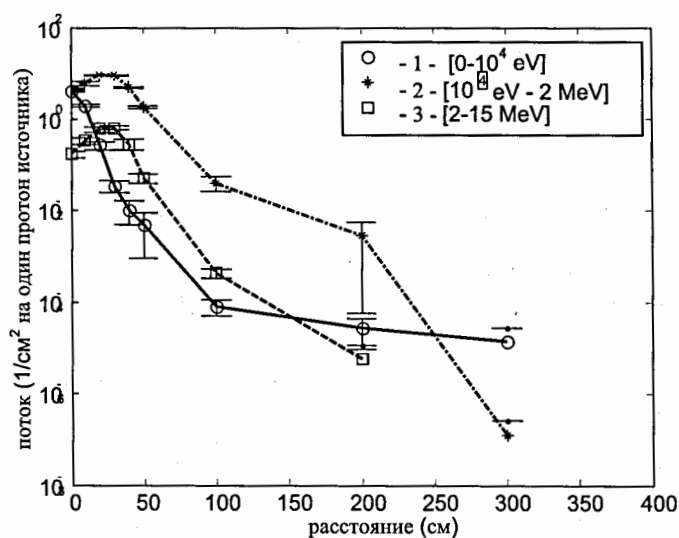


Рис. 8. Распределение потока нейтронов вдоль коллиматора. Вариант Setup5.

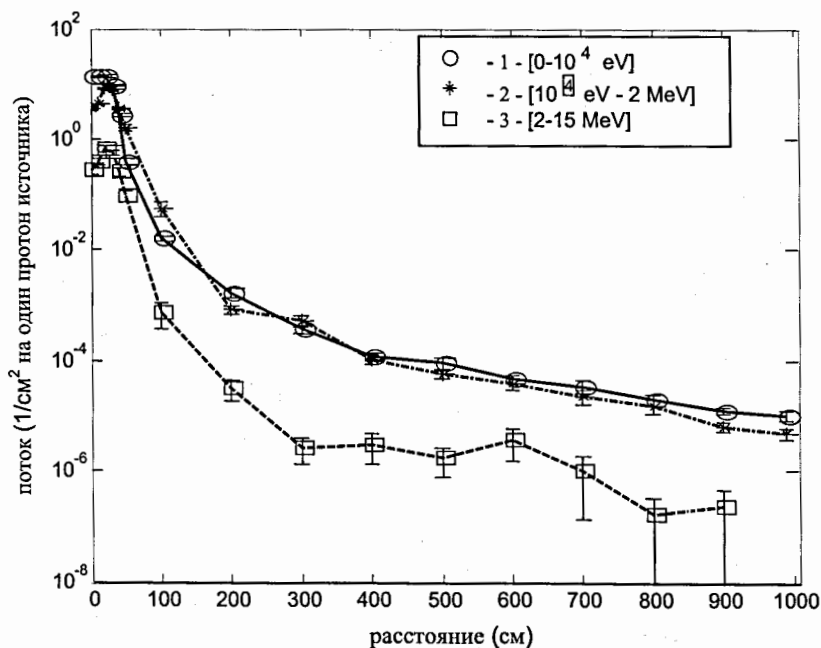


Рис. 9. Распределение потока нейтронов вдоль коллиматора. Вариант Setup7.

Таблица 1.

Потоки нейтронов в центре коллиматора для различных вариантов установок.

Поток (1/см ² на один протон источника)						
	Setup4		Setup5		Setup7	
0<E<10 ⁻² MeV	4.5	6.3%	4.09	6.4%	13.6	3.6%
10 ⁻² <E<2MeV	8.64	4.9%	4.27	5.8%	3.68	7.0%
2<E<14MeV	0.872	11.5%	0.169	16%	0.273	17%

В силу явного преимущества установки Setup7 перед остальными, в плане эффективности получаемых потоков, для нее были оценены потоки нейтронов на всем протяжении коллиматора вплоть до предполагаемого места расположения экспериментальных детекторов (что предположительно составляет 10м от центра коллиматора) рис. 9. Для этого варианта был оценен спектр нейтронов рис.10., а так же энерговыделение от высокоэнергетических протонов в вольфрамовом замедлителе ($20 < r < 40$) см и в циркониевом замедлителе нейтронов ($12 < r < 20$) см рис. 11. Оценка энерговыделения проводилась на сетке с разбиением по радиусу 2см и оси Z 5 см, накладываемой на геометрию. Таким образом, на рис. 11. приведено среднее по ячейке разбиения, энерговыделение только в областях из W и ZrH₂, и нормированное на массу соответствующего вещества.

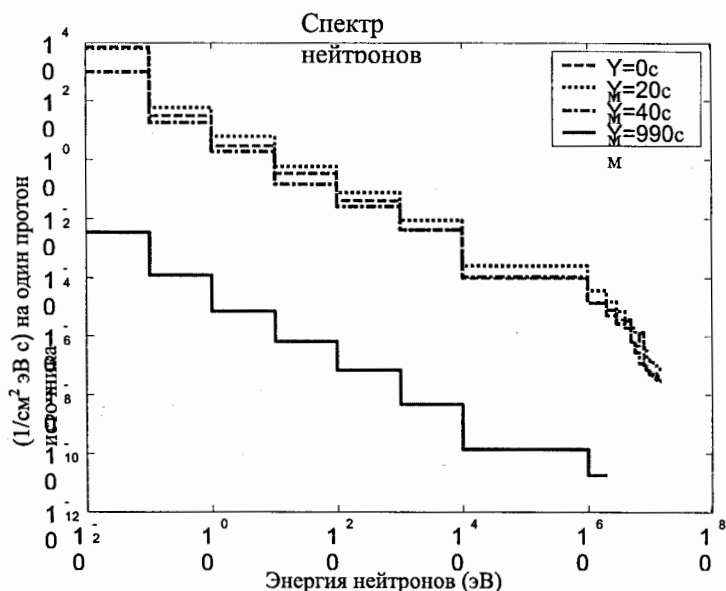


Рис.10. Спектр нейтронов в детекторах на различных расстояниях от центра коллиматора. Вариант Setup7.

Таблица 2.

Поток ($1/\text{см}^2$ на один протон источника) для различных энергетических групп.

Вариант Setup7.

Энергетическая группа (eV)	Расстояние от центра коллиматора							
	0 см		20 см		40 см		990 см	
	$1/\text{см}^2$	%	$1/\text{см}^2$	%	$1/\text{см}^2$	%	$1/\text{см}^2$	%
[1.0e-2, 1.0e-1]	11.837	3.862	10.625	7.948	1.8046	7.145	5.92e-6	22.96
[1.0e-1, 1.0e+0]	0.5824	11.57	1.0599	17.13	0.3205	28.94	2.15e-6	25.32
[1.0e+0, 1.0e+1]	0.5509	18.35	1.079	13.66	0.3428	13.59	1.22e-6	61.85
[1.0e+1, 1.0e+2]	0.6080	13.90	1.0918	10.28	0.2687	15.56	1.17e-6	94.77
[1.0e+2, 1.0e+3]	0.7282	10.62	1.3673	9.037	0.4390	13.87	1.18e-6	39.48
[1.0e+3, 1.0e+4]	0.7274	10.29	1.5509	11.26	0.7546	13.50	8.87e-7	38.07
[1.0e+4, 1.0e+6]	1.9436	11.24	4.8238	6.998	2.0545	6.181	2.57e-6	28.90
[1.0e+6, 2.0e+6]	0.2806	16.76	0.7190	14.49	0.2580	14.34	3.39e-7	57.40
[2.0e+6, 1.9e+7]	0.2729	35.13	0.6247	25.81	0.2963	30.92	-	-

Поглощенная энергия ГэВ/г

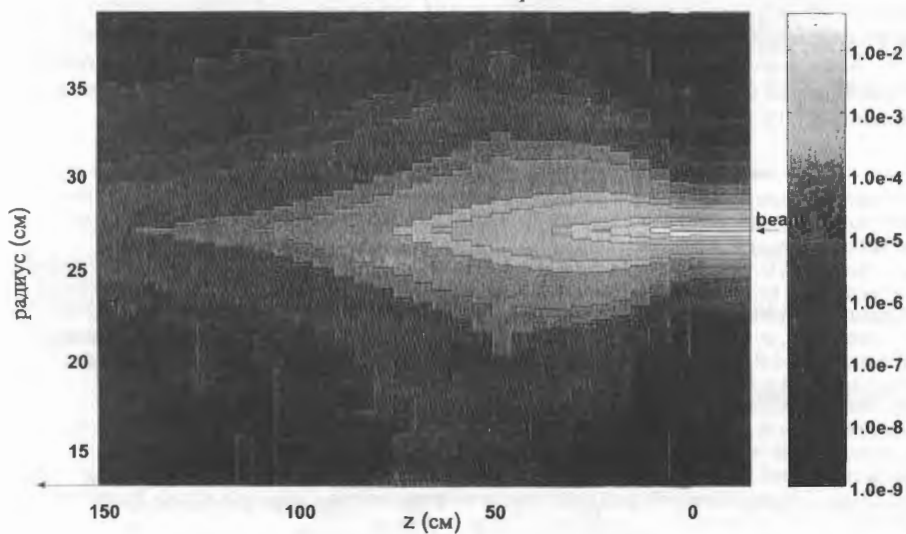


Рис. 11. Энерговыведение в поглотителе. Вариант Setup7.

Заключение.

Как показали предварительные расчеты, выход нейтронов, рассчитанный с использованием комплекса RAMCES, достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными и расчетами по другим программам. Имеют место некоторые отличия в диапазоне энергий 2-10 ГэВ связанные, по-видимому, с корректностью описания ядерных взаимодействий генератором JAM, используемым в этой области энергий частиц. Вне этого диапазона энергий согласие с расчетами по программам FLUKA, SHIELD и CALOR хорошее. В области энергий протонов < 2 ГэВ для описания ядерных реакций использовался генератор SYCHEV (система констант D2N2), а в области энергий > 10 ГэВ, были проведены две серии расчетов с использованием генераторов JAM и HIJING. Расчеты с использованием генератора HIJING дают лучшее согласие с результатами расчетов по программам CALOR и FLUKA.

Предварительные оценки потоков нейтронов в экспериментальном канале (центр коллиматора) показали, что наибольший выход нейтронов достигается на расстоянии 35 см от плоскости падения пучка. Показано, что незначительное изменение в дизайне экспериментальной установки может дать увеличение потоков нейтронов в центре коллиматора в 3 раза и выше, и при этом повысить «качество» потоков – увеличив долю низкоэнергетических нейтронов $E < 0.1$ эВ и существенно понизив долю высокоэнергетических нейтронов.

Было показано, что при параметрах коллиматора: радиус 5 см и длина от центра коллиматора до места расположения детекторов 10 м, происходит гашение шумовых потоков в 10^6 - 10^7 раз.

¹ Y.Y. Staviski Giant Pulses of Slow Neutrons in the LHC Beam Dump. Report on XIIth INTERNATIONAL CONFERENCE ON SELECTED PROBLEMS OF MODERN PHYSICS. Dubna, Russia, June 8-11, 2003, Joint Institute for Nuclear Research.

² A.V. Dementyev, D. Dementyev, N.M. Sobolevsky, Y.Y. Staviski. Specific Neutron Yield from the Extended Lead Target under incident Protons 0.1 GeV-10 TeV. Report on ICANS-XV 15th Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources. November 6-9, 2000 Tsukuba, JAPAN.

³ A.V. Dementyev, D. Dementyev, M.V. Kazarnovsky, V.A. Matveev, V.G. Miroshnichenko, S.A. Novoselov, N.M. Sobolevsky, S.F. Sidorkin, Y.Y. Staviski. On the Possibility of Direct Investigations of Neutron-Neutron Scattering at LHC Beam Dump. Report on ICANS-XV 15th Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources. November 6-9, 2000 Tsukuba, JAPAN.

⁴ Tunnicliffe P. R. et al., Rep. On Intern. Conf on Acc. In Chaik River, Ontario, 1976; Barashencov V. S., Nucl. Part. Phys. 9 (1978) 781 Usp. Fis. Nauk 139 (1983) 435. In Russian;

⁵ Vasiljkov R. G. and Yurevich V. I. Proc. of ICANS-XI, Tsukuba, Oct. 22-26, 1990, v.1, 340.

⁶ Б.С. Сычев. Сечение взаимодействий высокоэнергетических адронов с атомными ядрами. Российская академия наук. Московский Радиотехнический Институт. Москва 1999.

⁷ CPC Program Library, Queen's University of Belfast. Email ynara@hadron03.tokai.jaeri.go.jp

⁸ xnwang@nsdssd.lbl.gov

Потоки тепловых нейтронов в замедлителях ловушки ЛНС

А.Д. Рогов
ЛНФ, ОИЯИ, Дубна.

Для моделирования использована программа MCNPX-2.4 и частично FLUKA. Моделирование адронных каскадов в MCNPX для энергий более 10 ГэВ производится с помощью модуля из FLUKA (fluka-1.0/1990 A. Ferrari)

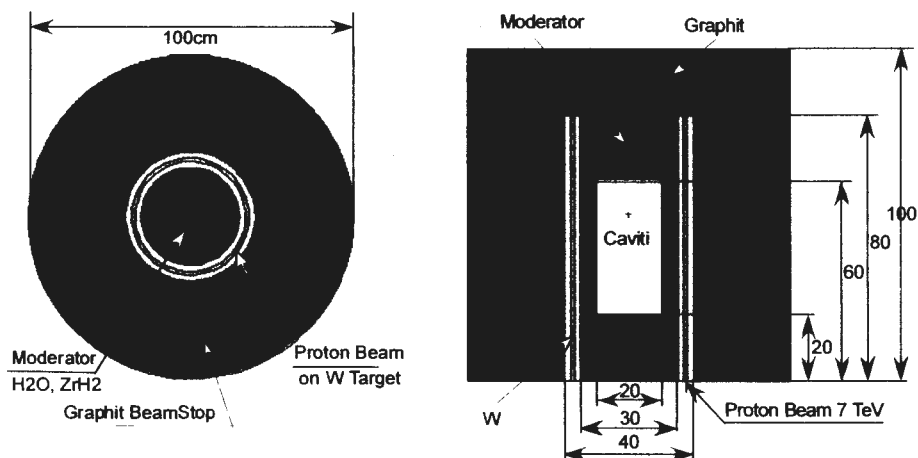


Рис.1 Расчетная геометрия. Пучок протонов кольцевой, шириной 1 см.

Число протонов = $3(1) \cdot 10^{14}$ – за 70 микросекунд (для дальнейших расчетов и нормировки берется только одна треть интенсивности протонного пучка).

Основная мишень из **вольфрама**, замедлитель из:

Поток тепловых нейтронов (0-0.4 эВ) (усредненный по объему полости) для замедлителей:

➤ Вода –

Флюенс для тепловых $\Phi_{th} = 9.1 \text{ н/см}^2/\text{протон}$ ($9.1 \cdot 10^{14} \text{ н/см}^2/\text{импульс}$),

Флюенс для быстрых ($>0.4 \text{ эВ}$) = $6.5 \text{ н/см}^2/\text{протон}$,

➤ ZrH_2 –

Флюенс для тепловых $\Phi_{th} = 11.9 \text{ н/см}^2/\text{протон}$ ($1.2 \cdot 10^{15} \text{ н/см}^2/\text{импульс}$),

Флюенс для быстрых ($>0.4 \text{ эВ}$) = $5.6 \text{ н/см}^2/\text{протон}$.

Статистическая точность расчета ~1%. Время счета для 700 протонов ~1300 мин.

Основная мишень из **циркония**, замедлитель из:

➤ ZrH_2 –

Флюенс для тепловых $\Phi_{th} = 2.70 \text{ н/см}^2/\text{протон}$ ($2.7 \cdot 10^{14} \text{ н/см}^2/\text{импульс}$),

Флюенс для быстрых ($>0.4 \text{ эВ}$) = $1.40 \text{ н/см}^2/\text{протон}$.

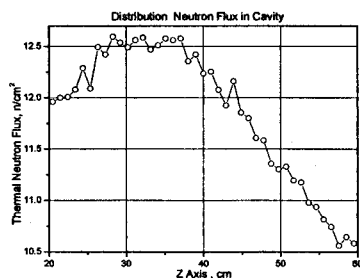
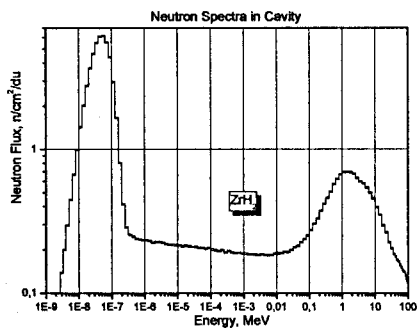


Рис 2, Энергетический спектр и пространственное распределение нейтронов по центру тепловой полости внутри замедлителя, Мишень из вольфрама.

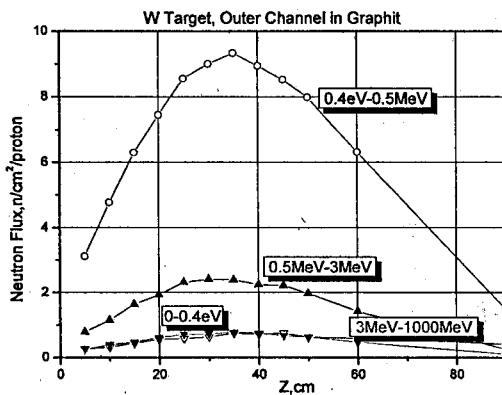


Рис 3, Пространственное распределение нейтронов по внешнему каналу. Мишень из вольфрама. Пустой Канал диаметром 10см и длиной 100см, расположен сразу за мишенью.

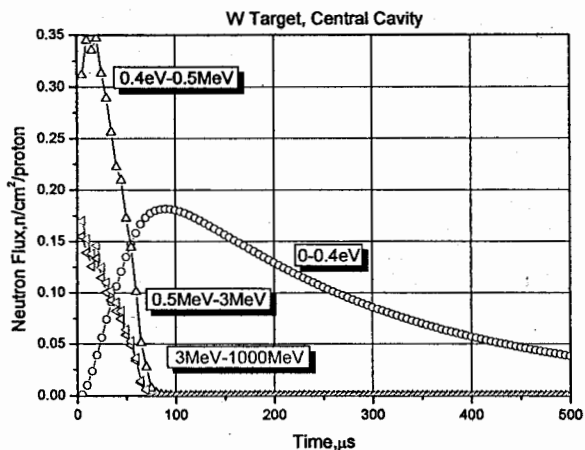


Рис. 4. Временное распределение нейтронов по центру тепловой полости внутри замедлителя, Мишень из вольфрама. Прямоугольный Импульс источника протонов $E = 7 \text{ TeV}$, Длительностью 70 мксек. Пиковая плотность тепловых нейтронов = $(3.6 \cdot 10^{18} \text{ н/см}^2/\text{с})$.

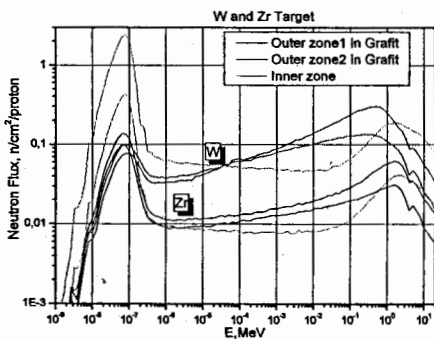
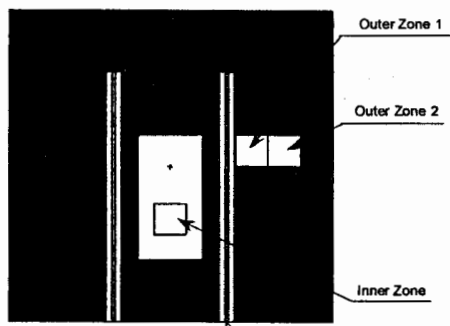


Рис. 5. Расположение внутренней и внешних облучательных зон в мишени LHC и энергетический спектр нейтронов в этих зонах.

Проверка на простой модели - Взаимодействие протонов со свинцовой мишенью: сравнение с другими расчетами

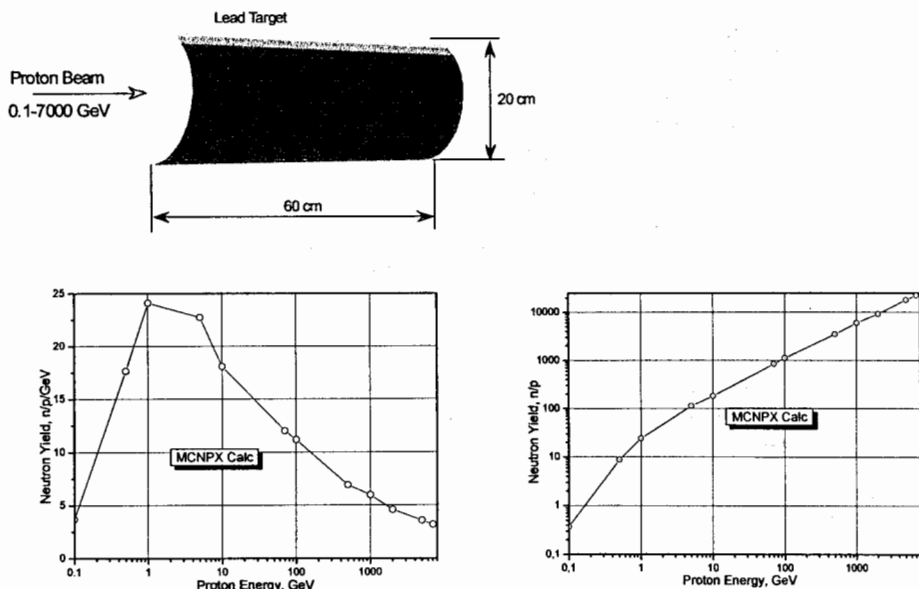


Рис. 6. Удельный выход нейтронов $[n/(p \text{ GeV})]$ и выход нейтронов $[n/p]$ из цилиндрической свинцовой мишени ($R=10 \text{ cm}$, $L=60 \text{ cm}$) при облучении пучком протонов, как функция энергии протона.

Выход нейтронов из свинцовой мишени измерялся и считался несколькими группами в широком диапазоне энергий первичного пучка. В большинстве измерений свинцовая мишень имела цилиндрическую форму. Размеры мишени были, как правило, следующие: радиус $R=10 \text{ cm}$, длина $L=60 \text{ cm}$. Такая мишень полностью поглощает протоны с энергией 1 ГэВ, падающие вдоль ее оси, и часто встречается в экспериментальных и расчетно-теоретических исследованиях.

Таким образом, проведенное сравнение с экспериментом и расчетами других авторов показывает, что код MCNPX правильно воспроизводит основные закономерности взаимодействия пучка протонов со свинцовой мишенью в широком интервале энергий.

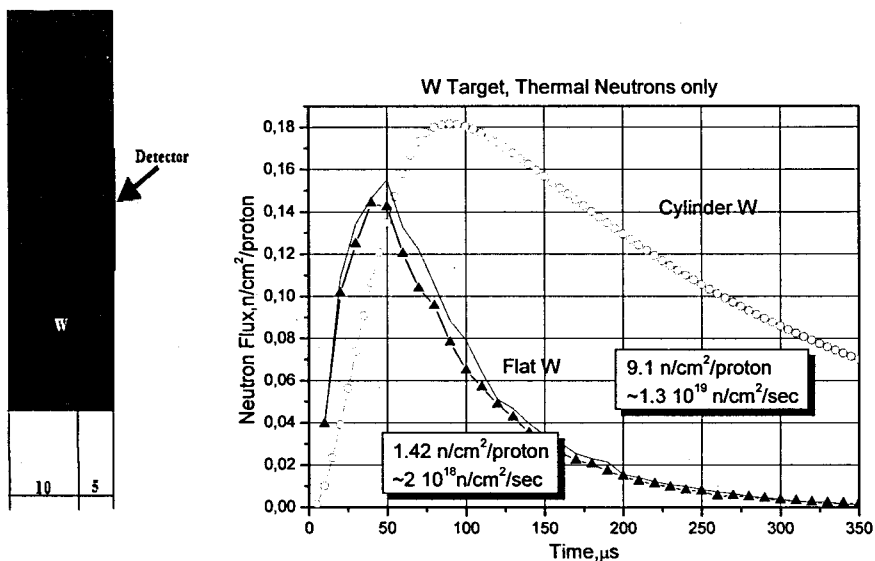


Рис. 7. Сравнение временного распределения тепловых нейтронов внутри цилиндрической Мишени с водяным замедлителем и плоской мишени(10см) плюс 5см воды.

1. Введение.

Гигантские нейтронные импульсы сопровождаются соответствующими термомеханическими нагрузками. Тепловой удар в самогасящихся ядерных реакторах, разогреваемых за импульс на несколько сот градусов, уже представляет значительную инженерную проблему. Когда же речь идет о нагревании материала на тысячи градусов за время 50-100 микросекунд, проблема теплового удара становится особенно актуальной. Например, вольфрамовая мишень массой 1000 кг (объем 52 л), в которой выделяется энергия $1/3$ ГДж, характерная для умеренного «гигантского» импульса нейтронов, нагревается на 2200 градусов. Свинцовая мишень того же объема нагрелась бы на 4500 градусов, если бы не было кипения (на самом деле около 50% свинца обратится в пар). Напряжения, которые при этом возникают в материале мишени или опорных конструкциях существенно превышают пределы прочности.

В частности, сплошной вольфрамовый цилиндр, равномерно нагретый на 2200 К, — мгновенно или за время, не превышающее времени пробега звуковой волны вдоль его минимального размера, — подвергся бы напряжениям 10 ГПа, что в 170 раз выше предела прочности при температуре 2200°C. При массе в одну тонну такая мишень разрушилась бы на разлетающиеся куски, удар которых по окружающим конструкциям был бы сравним со взрывом 4 кг тротила. Абсолютно жесткая опора цилиндра получила бы импульс силы 10^9 Н за время порядка 100 мкс. Опорная решетка ядерного реактора не выдержали бы такого импульса. Для мишени, набранной из большого числа отдельных стержней, оценки напряжений и кинетической энергии теплового удара снижаются соответственно в 2.5 раза и на порядок, но и в этом случае тепловой удар может оказаться сокрушительным, если не принять специальных мер

Меры, которые можно предложить для смягчения теплового удара (ТУ), сводятся, в основном, к искусственному снижению упругих свойств мишени. Эта мера эффективна для смягчения воздействия ТУ как на саму мишень, так и на опорные конструкции, независимо от конкретного устройства последних. Меры, направленные на смягчение ТУ исключительно по опорным конструкциям, могут и не потребовать изменения упругих свойств мишени, если есть возможность обойтись выбором подходящей конструкции опоры или просто удачного способа крепления нагреваемого материала.

Ниже рассмотрены и сравниваются несколько способов смягчения теплового удара в твердой вольфрамовой мишени протонного ускорителя, которая работает в режиме очень редких импульсов с энергией 334 МДж каждый. Протоны с энергией 7 ТэВ, накопленные в кольце длиной 22 км, за один оборот сбрасываются на мишень массой 1 т (с круговой разверткой пучка, как показано на рис.1), в результате чего вольфрам за 70 мкс подогревается на 2200 градусов. Отдельно, в связи с проблемой смягчения тепловых ударов, рассмотрены также возможности жидкой свинцовой

мишени, содержащей пузырьки газа в качестве демпфирующего элемента. Используемые для количественных оценок параметры вольфрама и свинца приведены в табл.1.

ТАБЛИЦА 1. Параметры материалов мишени.

	Вольфрам	Свинец
Атомная масса, а.е.м.	183.85	207.2
Плотность, г/см ³	19.35	11.3 (т) 10.5 (ж)
Температура плавления, К	3690	600
Температура кипения, К	5950	2020
Удельная теплота плавления, Дж/г	190	23
Удельная теплота кипения, Дж/г	4200	860
Коэффициент термического расширения:		
- линейный (α), 1/К	$5.1 \cdot 10^{-6}$	$3.3 \cdot 10^{-5}$ (т)
- объемный (α_v), 1/К	$1.5 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$ (ж)
Удельная теплоемкость c_p , Дж/г К	0.15	0.14 (ж)
Модуль Юнга (E), ГПа	360	16
Модуль объемной упругости (K), ГПа	300	34 (ж)
Скорость звука в стержне (c), м/с	4310	1200
Скорость продольных волн (c_0), м/с	5460	1800 (ж)
Предел прочности (σ_B), МПа:		
- при 300К	1000	16
- при 2470К	60	-
$E\alpha T$ при $T = 1K$, МПа	1.84	0.53
$K\alpha_v T$ при $T = 1K$, МПа	4.6	4.1

2. Предельная энергоемкость мишеней.

Каковы предельные возможности материалов для генерации мощных нейтронных импульсов? Выбор из плотных тугоплавких материалов ограничен пятью металлами VIII ряда Периодической системы элементов: тантал, вольфрам, рений, осмий, иридий. В табл.2 они сравниваются по ряду параметров, включая такие искусственные критерии как произведение концентрации ядер N на заряд ядра Z и температуру кипения. Все характеристики, за исключением содержания в земной коре, очень близки друг к другу. Плотность – важный параметр для генерации высокоинтенсивных нейтронных потоков. Наиболее плотный – осмий (22.6 г/см^3), однако самый тугоплавкий и высококипящий металл – вольфрам, остающийся в конденсированном состоянии при температуре почти 6000К, тоже обладает высокой плотностью (19.4 г/см^3). Он же имеет подавляющее преимущество по распространенности. Принимая это во внимание, и учитывая близость предельных теплосодержаний этих металлов, не будет большой ошибкой заявить, что предельными возможностями обладает вольфрамовая мишень.

Чтобы нагреть вольфрамовую мишень массой 1000 кг от 300К до точки кипения при нормальном давлении (5950К) потребуется энергия 1.05 ГДж. Величина 1 ГДж на тонну металла – это, по-видимому, технический предел возможностей импульсных протонных мишеней, остающихся в конденсированном (жидком) состоянии после импульса. Для твердых мишеней этот предел вдвое ниже: 0.5 ГДж/т. Если же принять возможность создания выкипающей мишени, то эту цифру следует увеличить до 5 ГДж/т. Это уже теоретический предел, за которым начинаются взрывы. Энергия импульса мишени-ловушки ЛНС (1/3 ГДж/т) заметно ниже наименьшего из этих трех пределов.

Проблемы, связанные с охлаждением мишени, здесь во внимание не принимаются. Предполагается, что импульсы настолько редки, что этих проблем возникнуть не должно.

ТАБЛИЦА 2. Наиболее плотные, тугоплавкие и труднолетучие тяжелые металлы [1]

Параметр	${}^{73}\text{Ta}^{181}$	${}^{74}\text{W}^{184}$	${}^{75}\text{Re}^{186}$	${}^{76}\text{Os}^{190}$	${}^{77}\text{Ir}^{193}$
Плотность, г/см ³	16.65	19.35	21.02	22.57	22.42
T _{пл} , К	3270	3690	3450	3320	2720
T _{кип} , К	5620	5950	5900	5300	4650
L _{пл} , кДж/моль	35	35.1	33.1	31.8	26.3
L _{кип} , кДж/моль	745	770	716	748	613
C _p , Дж/моль К	25.29	24.27	25.23	24.70	25.10
N, 10 ²¹ атом/см ³	55.4	63.4	68.1	71.6	70.0
NZ, условные единицы	40.4	46.9	51.1	54.4	53.9
NZT _{кип} , условные единицы	22.7	27.9	30.1	28.8	25.1
Содержание в земной коре [2] (по отношению к золоту)	400	12000	0.2	10	0.2

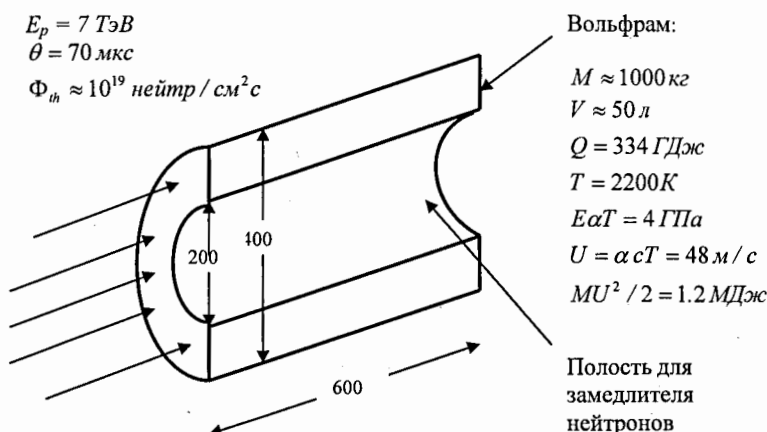


Рис.1. Схема и предполагаемые характеристики протонной мишени ЛНС.

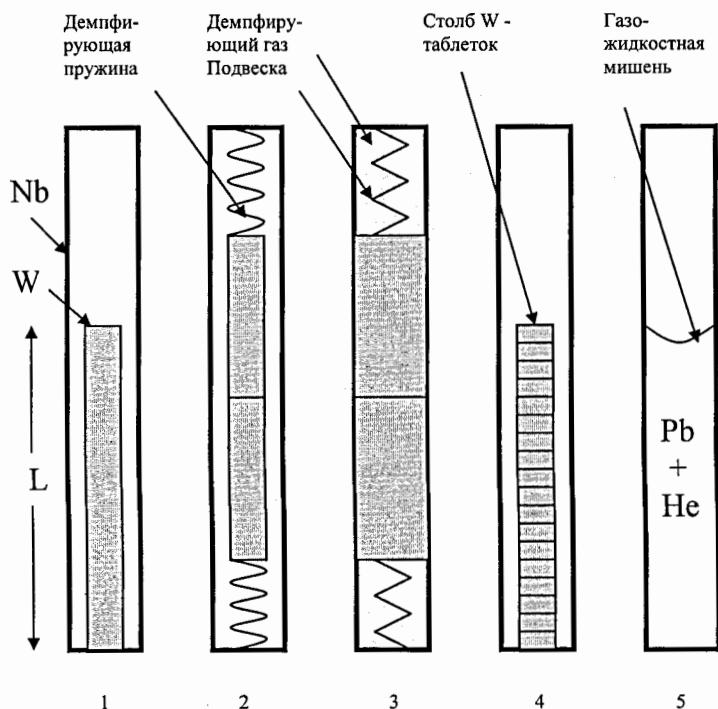


Рис.2. Способы смягчения теплового удара. 1 – классический твэл, не содержащий демпфирующего элемента. 2 – пружинный демпфер: пружины растягивают во времени импульс, сообщаемый оболочке разлетающимися половинами стержня, и пропорционально снижают нагрузку. 3 – газовый демпфер: разлетающиеся половины стержня как поршни сжимают газ. 4 – демпфирование в столбе таблеток с шероховатыми поверхностями контакта. 5 – демпфирование в столбе жидкости, содержащей пузырьки газа.

3. Тепловой удар в классическом твэле.

Пусть мишень, изображенная на рис.1, набрана из вольфрамовых стержней, заключенных в оболочку из достаточно легкого и термостойкого материала (ниобий, титановые соединения и т.п.). Такая конструкция напоминает устройство твэла ядерного реактора. На рис.2(1) изображен сплошной вольфрамовый сердечник, свободно опирающийся на доньшко ниобиевой оболочки. Если стержни

ориентированы вдоль пучка, то направление «вверх» на рис.2 соответствует горизонтальному направлению на рис.1. В этом случае термин «опирающийся» будет означать, что лежащий горизонтально стержень имеет тесный контакт с доньшком оболочки. В дальнейшем будем иметь в виду этот случай.

В работах [3-5] показано, что для смягчения тепловых ударов в стержневых твэлах импульсного ядерного реактора, в которых не используются специальные демпфирующие устройства наподобие пружинных подвесок, мягких демпфирующих прокладок и т.п., нужно или сокращать активную длину твэла L , так чтобы время пробега звуковой волны вдоль топливного стержня L/c оказалось много меньше времени его разогрева θ , то есть выполнялось условие

$$y = c\theta/L \gg 1, \quad (1)$$

или набирать топливный сердечник из таблеток с шероховатыми поверхностями контакта.

Амплитуда напряжений, которые возникают в оболочке в результате удара стержня по ее доньшку, рассчитывается по формулам [3]:

$$\sigma_{sm} = \frac{E\alpha T}{\rho c / \rho_s c_s + F_s / F} \cdot \left[\delta_a + \delta_0 \frac{\sin(\pi y / 2)}{\pi y / 2} \right], \quad 0 < y < 1; \quad (2)$$

$$\sigma_{sm} = \frac{E\alpha T}{\rho c / \rho_s c_s + F_s / F} \cdot \frac{1}{y}, \quad y > 1. \quad (3)$$

Здесь E – модуль Юнга, α – коэффициент линейного расширения, T – средний по длине подогрев стержня, ρ – плотность, c – скорость звука и F – площадь поперечного сечения стержня. Величины с индексом «s» относятся к оболочке. Предполагается, что подогревом последней можно пренебречь.

Величина напряжений $E\alpha T$ характеризует ТУ в самом стержне, мгновенно и равномерно нагретом на T градусов. Стержень настолько тонок, что ему не запрещено квазистатически расширяться в радиальном направлении при сколь угодно высокой скорости разогрева. В табл.1 наряду с $E\alpha T$ для сравнения приведены и значения напряжений $K\alpha_s T$, которые возникают в случае, когда такой запрет наложен: например при тепловом ударе в жидком свинце, залитом в очень прочную ампулу и поэтому вообще не имеющего возможности расширяться в радиальном направлении. Член в квадратных скобках (2) учитывает роль неравномерности тепловыделения по длине стержня. Коэффициенты δ_a и δ_0 определяются через аксиальный коэффициент неравномерности энергосвечения k_z по формулам:

$$\delta_0 = \frac{k_z - 1}{1 - 2/\pi}, \quad \delta_a = \frac{\pi/2 - k_z}{\pi/2 - 1}.$$

Максимальному коэффициенту неравномерности $k_z = \pi/2$ соответствует синусоидальное распределение с нулевыми граничными условиями на концах стержня.

Применительно к горизонтальному положению стержня – вдоль пучка – можно предположить максимум неравномерности ($\delta_0 = k_z = \pi/2$, $\delta_a = 0$) при сохранении

полного значения выделенной энергии. При расположении твэлов поперек пучка учет фактора неравномерности несколько усложняется, однако следует иметь в виду, что его роль в механизме ТУ по оболочке заметна только при достаточно быстром нагревании стержня (когда $y < 1$, см. (2)). При $y > 1$ эта зависимость, согласно (3), пропадает – сила ТУ по оболочке становится зависящей только от среднего подогрева T .

Знаменатель формулы (2), равный сумме отношений волновых сопротивлений стержня и оболочки и площадей их поперечных сечений, играет роль смягчающего фактора ТУ по оболочке, то есть оболочка должна быть как можно толще, а ее материал должен обладать как можно меньшим волновым сопротивлением $\rho_s c_s$. При отношении площадей сечений $F_s/F = 0.25$, которое в дальнейшем будем считать неизменным, фактор $\rho c/\rho_s c_s + F_s/F$ равен 3.1 для ниобия, 2.2 для стали и 3.8 для титана (сплав Ti-Al-Mo-Si-Zr). То есть для трубок реальной толщины ослабление ТУ обязано главным образом низкому волновому сопротивлению $\rho_s c_s$ материала оболочки по отношению к вольфраму. Отношение $F_s/F = 0.25$, характерное для твэлов ядерного реактора, в данном случае соответствует, по-видимому, практическому пределу толщины оболочки: даже в предельно тесной треугольной решетке и в отсутствие зазора между стержнем и оболочкой объемная доля вольфрама равна в этом случае 72.6%.

Примечательной особенностью динамических напряжений (2) и (3) является то, что они имеют конечный предел при нулевой толщине оболочки, что для статических нагрузок было бы абсурдом. Физически это очевидно – напряжения в сколь угодно тонкой оболочке определяются перемещениями нижнего конца стержня (рис.2(1)), по условию невесомого, а они (перемещения) всегда конечны. Возможен парадокс: очень тонкая оболочка может выдержать довольно сильный тепловой удар, но разрушится при малейшей статической нагрузке. Об этом следует помнить, предлагая демпфирующие устройства, наподобие обсуждаемых ниже пружинных или газовых демпферов.

Для сплошного вольфрамового стержня длиной 60 см, нагреваемого за 70 мкс условие (1) не выполняется, так как $y = 0.5$ при скорости звука в стержне 4310 м/с. При подогреве вольфрама на 2200К напряжения в оболочке, рассчитанные по формуле (2) для ниобия (предел прочности при комнатной температуре $\sigma_B = 330 \text{ МПа}$), особо прочной стали Н18К9М5Т ($\sigma_B = 2050 \text{ МПа}$) и титана (сплав Ti-Al-Mo-Si-Zr, $\sigma_B = 1150 \text{ МПа}$):

$$\sigma_{sm} = 1.84 \text{ МПа} = 5.6 \sigma_B \text{ (ниобий),}$$

$$\sigma_{sm} = 2.65 \text{ МПа} = 1.3 \sigma_B \text{ (сталь),}$$

$$\sigma_{sm} = 1.50 \text{ МПа} = 1.3 \sigma_B \text{ (титан),}$$

В ниобиевой трубке напряжения почти в 6 раз выше предела прочности при комнатной температуре (оболочка, по условию, не нагревается). Чтобы снизить напряжения до приемлемых значений, т.е. в 6 раз и более, нужно или сократить длину сплошной части стержня более, чем в 8 раз, как того требует формула (3), или вводить демпфирующий элемент. Напряжения в вольфрамовом стержне еще более высокие. Величина $E\alpha T = 4 \text{ ГПа}$ в 70 раз выше предела прочности вольфрама (60 МПа при

2470K [1]), поэтому стержень обязательно будет разрушен – если не в сжатом состоянии, то обязательно в фазе растяжения. Это еще один довод в пользу фрагментации – разбивка стержня на более короткие куски полезна как для оболочки, так и для самого стержня.

В этой связи следует отметить, что если свободный стержень, состоящий из двух соприкасающихся половин, мгновенно нагреть на T градусов, то он будет иметь напряжения сжатия, но не будет иметь растягивающих напряжений. Благодаря разрезу перемены знака напряжений не произойдет: запас упругой энергии сжатого стержня превратится в кинетическую энергию поступательного движения его *разгруженных* половин. Если контакт между половинами был идеальным, если стержень не был разрушен в фазе сжатия и не было пластических и других диссипативных каналов, то скорость движения половин максимальна и равна

$$U_0 = \alpha c T, \quad (4)$$

причем T – *средний* по длине стержня подогрев. В дальнейшем сохранить стержень будет не трудно, «уловив» разлетевшиеся части специальными демпферами. Если же он разрушается еще при сжатии, следует увеличить число разрезов, ослабить или полностью ликвидировать контакт между составными частями стержня. Ниже рассмотрен пример стержня, состоящего из двух симметричных частей с идеальными поверхностями контакта (в этом случае ТУ максимален, зато объемная доля тяжелого металла не уменьшается).

4. Пружинные демпферы теплового удара.

Если вольфрамовый стержень разделить на две равные половины, то упругая энергия, запасенная в стержне скачком температуры, выделится в виде кинетической энергии его частей, разлетающихся со скоростью U , которая зависит от продолжительности θ и пространственно-временной формы температурного скачка. В рассматриваемом случае пространственное распределение – синусоидальное, с максимальной неравномерностью; температура сначала ($0 < t < \theta$) нарастает со временем строго линейно, а затем ($t > \theta$) поддерживается постоянной, причем длительность импульса совпадает с временем пробега звуковой волны вдоль половины стержня: $\theta = L/2c$. При этих условиях скорость разлета на 10% ниже предельного значения (4): $U = (2\sqrt{2}/\pi)U_0 = 0.900U_0 = 43.5$ м/с.

Одна половина стержня отталкивается от другой как от жесткой опоры. Чтобы иметь представление о масштабе изменений скорости U в зависимости от времени θ разогрева стержня и пространственной *формы* температурного скачка, на рис.3 сравниваются скорости подскока двух стержней, одинаковых во всех отношениях, включая равенство средних температур, кроме одного – они имеют существенно разные *пространственные формы* температурного скачка: четверть и половину периода синусоиды. Момент подскока t_j (потери контакта с опорой) отсчитывается от начала подъема температуры. Из этих данных видно, что при мгновенном нагреве стержня скорость U не зависит от формы пространственного распределения температуры. При $\theta > 0$ эта зависимость есть, но она слаба. Ведущим фактором

влияния является θ : при $\theta = 2h/c$ скорость уменьшается вдвое, по отношению к U_0 , на нижнем рисунке и на 36% на верхнем.

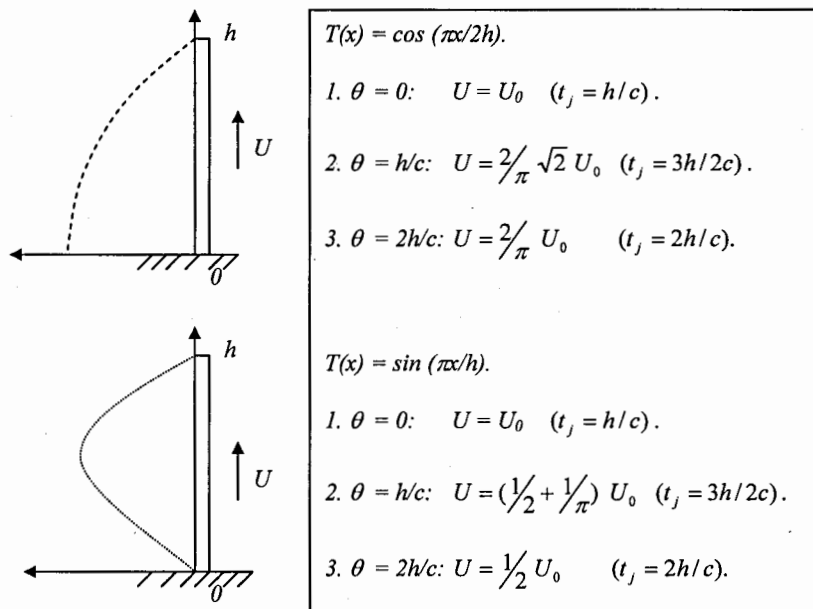


Рис.3. Скорость U и момент t_j подскока стержня от абсолютно жесткой опоры в зависимости от времени θ его нагрева при двух разных формах пространственного распределения температуры. $U_0 \equiv \alpha cT$, где $T = \text{Const}$ – средний по длине h подогрев стержня.

При наличии пружин (вариант 2 на рис.2) каждая из половин будет «уловлена» своей пружиной на конце оболочки. Благодаря пружинам импульс, который получает оболочка, то есть произведение силы на время действия этой силы, можно так растянуть во времени, что силовое воздействие на оболочку станет вполне удовлетворять условиям прочности. Каковы в этом случае должны быть параметры пружин: жесткость k и сжатие x , определяющее необходимый объем свободного пространства в твэле? Полагая, что газа под оболочкой нет вообще или он не оказывает сопротивления движущимся частям стержня, а время сжатия пружин много больше L/c , получим квазистатическую оценку напряжений в оболочке в момент наибольшего сжатия пружин:

$$\sigma_s = \frac{F}{F_s} \cdot \frac{L}{x} \cdot \rho \frac{U^2}{2} = 4 \frac{L}{x} \rho \frac{U^2}{2}. \quad (5)$$

Приравнявая напряжения σ_s пределу прочности σ_B , находим минимально допустимую величину сжатия пружин

$$\frac{x_{\min}}{L} = \frac{F}{F_s} \cdot \frac{\rho U^2}{2\sigma_B} = 2 \frac{\rho U^2}{\sigma_B}. \quad (6)$$

При подогреве вольфрама на 2200К за 70 мкс $\rho U^2 = 36.7 \text{ МПа}$. Для ниобиевой трубки (предел прочности $\sigma_B = 330 \text{ МПа}$) нижний предел сжатия пружины $x_{\min} = 0.22L$, или 13.32 см при длине стержня 60 см. Для трубки из особо прочной стали Н18К9М5Т ($\sigma_B = 2050 \text{ МПа}$) $x_{\min} = 0.036L = 2.2$ см, а для титановой трубки (сплав Ti-Al-Mo-Si-Zr, $\sigma_B = 1150 \text{ МПа}$) $x_{\min} = 0.064L = 3.8$ см. Реальные значения сжатия должны быть, по меньшей мере, в несколько раз выше теоретического минимума. Соответственно жесткость пружин должна быть меньше теоретического максимума (m – масса стержня)

$$k_{\max} = \frac{mU^2}{2x_{\min}^2} = \left(\frac{F_s}{F}\right)^2 \cdot \frac{2F\sigma_B^2}{\rho U^2 L} = \frac{F\sigma_B^2}{8\rho U^2 L}, \quad (7)$$

который, как следует из формулы, прямо пропорционален площади поперечного сечения стержня $F = \pi d^2 / 4$ и обратно пропорционален его длине L . Жесткость пружины $k_{\max}$ для ниобиевой трубки равна 12000 Н/м при диаметре стержня $d = 5$ мм, и возрастает до 48000 Н/м при $d = 10$ мм. Сила воздействия сжатой пружины на оболочку $k_{\max} x_{\min} = F_s \sigma_B$ равна соответственно 1600 и 6400 Н. Если допустимые напряжения выбрать в B раз меньшими предела временной прочности σ_B , то сжатие пружины, её жесткость и сила воздействия на оболочку

$$\begin{aligned} x &= B x_{\min}, \\ k &= k_{\max} / B^2, \\ kx &= k_{\max} x_{\min} / B = F_s \sigma_B / B. \end{aligned}$$

Например, для стальных труб и сосудов под давлением $B = 3.75$ [6]. Полагая $B = 4$, получим величину сжатия пружины, вчетверо большую теоретического минимума (т.е. 53 см для ниобиевой оболочки), жесткость пружины снизится в 16 раз, а ее давление на оболочку станет вчетверо меньше: 400 Н при $d = 5$ мм и 1600 Н при $d = 10$ мм. Важно отметить, что сжатие x выбирается пропорционально F/F_s , то есть тем больше, чем тоньше оболочка. При таком выборе «парадокс», о котором говорилось выше, невозможен, так как отношение напряжений (5) и (2) уже не имеет особенностей при $F_s = 0$:

$$\frac{\sigma_s}{\sigma_{sm}} = \frac{2\sqrt{2}}{\pi^2} \cdot \frac{L}{x} \cdot \frac{U_0}{c} \cdot \left(1 + \frac{\rho c F}{\rho_s c_s F_s}\right) = \frac{\sigma_B}{\sqrt{2} B \rho U_0 c} \cdot \left(\frac{F_s}{F} + \frac{\rho c}{\rho_s c_s}\right) \equiv \frac{\sigma_B}{\sigma_{sm} B}. \quad (8)$$

Пространство, необходимое для размещения пружины, складывается из величины сжатия x плюс размер сжатой пружины. Чем больше свободного

пространства может допустить конструкция мишени, тем «мягче» торможение частей стержня и тем ниже требования к самим пружинам. Наличие газа будет способствовать торможению, поэтому жесткость пружин в действительности можно снизить весьма значительно, вплоть до полного отказа от пружинного демпфирования, переложив эту функцию на газ. Пружины, по-видимому, понадобятся и в этом случае, но в другом качестве, например в качестве подвески стержня или для возвращения фрагментов в исходное состояние.

5. Газовые демпферы теплового удара.

Теперь в качестве упругого элемента – газ, адиабатически сжимаемый разлетающимися частями стержня. Пружины, изображенные на рис.2(3), имеют практически нулевую жесткость и не оказывают заметного влияния на движение вольфрама. Зазор между вольфрамовым «поршнем» и оболочкой можно считать нулевым, трение отсутствует. Имеется по-прежнему один разрез стержня с идеальным контактом его половин. Газ нагревается только в результате адиабатического сжатия. Предполагается также, что обе половины стержня, как и в предыдущем пункте, выдержали фазу сжатия и не разрушились. Интересно выяснить, каковы, при таких условиях, должны быть параметры газа – начальные объем V_0 (в одной камере) и давление P_0 , а также показатель адиабаты $\gamma = C_p / C_v$ – для наиболее эффективного смягчения ТУ?

Если m – полная масса стержня и U – начальная скорость разлета его половин, в нашем случае $U = 0.9\alpha cT$, то объем V_1 , давление P_1 и абсолютная температура T_1 максимально сжатого газа

$$\begin{aligned}\frac{V_1}{V_0} &= \left[1 + \frac{\gamma-1}{4} \cdot \frac{mU^2}{P_0 V_0} \right]^{-\frac{1}{\gamma-1}} \\ \frac{P_1}{P_0} &= \left[1 + \frac{\gamma-1}{4} \cdot \frac{mU^2}{P_0 V_0} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \\ \frac{T_1}{T_0} &= 1 + \frac{\gamma-1}{4} \cdot \frac{mU^2}{P_0 V_0}\end{aligned}\quad (9)$$

Эти соотношения не зависят от диаметра газовой полости под «поршнем», но зависят от её начальной длины (высоты) l_0 , поскольку отношение массы стержня к начальному объему полости $m/V_0 = \rho L/l_0$.

Сложное напряженное состояние оболочки в момент максимального сжатия газа будем характеризовать эквивалентным напряжением вида (ср. с формулой (5)):

$$\sigma_{ss} = n \cdot \frac{F}{F_s} P_1 = n \cdot \frac{F}{F_s} P_0 \left[1 + \frac{\gamma-1}{4} \cdot \frac{L}{l_0} \frac{\rho U^2}{P_0} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}, \quad (10)$$

где n – некое число больше единицы; $n = 1$, если бы газ, как пружина, давил только на доннышко оболочки. Для грубых оценок можно положить $n = 2$, то есть считать, что

оболочка нагружена кольцевыми растягивающими напряжениями, характерными для длинной трубы, находящейся под внутренним давлением. (Из инженерных формул расчета толщины стенок труб и корпусов парогенераторов [6] следует другая оценка: $n \approx (4 + F_s / F) / 2.3$; численно она близка к двойке). Полагая $\sigma_{ss} = \sigma_B$, из (10) находим нижний предел для l_0 :

$$\frac{l_{0min}}{L} = \frac{\gamma - 1}{4} \cdot \frac{\rho U^2}{P_0} \left[\left(\frac{F_s \sigma_B}{n F P_0} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} - 1 \right]^{-1}. \quad (11)$$

При сравнении (11) с (6) следует иметь в виду, что сжатием x_{min} газовой полости является разность $(l_{0min} - l_l)$. В табл.3 сравниваются результаты расчетов по формуле (11) при двух значениях начального давления одно- и двухатомного идеального газа для случая $n = 2$ и $F_s = 0.25F$. В скобках указаны также значения отношения выбранного размера полости к минимальному (l_0/l_{0min}), соответствующие запасу прочности $B = 4$. Из таблицы видно, что объем газовой полости резко сокращается при увеличении начального давления, причем одноатомный газ более эффективен в качестве демпфера.

ТАБЛИЦА 3. Минимальный начальный объем одной газовой полости по отношению к объему стержня, l_{0min}/L , и отношение l_0/l_{0min} (в скобках) при двух значениях показателя адиабаты и начального давления газа для ниобия, стали и титана.

Материал оболочки (предел прочности, МПа)	$\gamma = 7/5$		$\gamma = 5/3$	
	$P_0 = 0.1 \text{ МПа}$	$P_0 = 1 \text{ МПа}$	$P_0 = 0.1 \text{ МПа}$	$P_0 = 1 \text{ МПа}$
Ниобий (330)	8.00 (1.66)	1.94 (2.00)	6.04 (1.88)	1.78 (2.22)
Сталь (2050)	4.36 (1.58)	0.95 (1.70)	2.77 (1.80)	0.75 (1.91)
Титановый сплав (1150)	5.26 (1.60)	1.17 (1.76)	3.53 (1.82)	0.97 (1.97)

Примечание к таблице. Оценки выполнены для $n = 2$, $F_s = 0.25F$ и $\rho U^2 = 36.7 \text{ МПа}$.

Начальный размер полости

$$\frac{l_0}{L} = \frac{\gamma-1}{4} \cdot \frac{\rho U^2}{P_0} \left[\left(\frac{F_s \sigma_B}{n F P_0 B} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]^{-1}, \quad (12)$$

в отличие от пружинного демпфера, не пропорционален B ; газовый объем расходуется более экономно – увеличивается всего в 1.6÷2.2 раза при снижении допустимой величины напряжений в $B = 4$ раза (см. числа в скобках в табл.3). Для очень тонких оболочек это преимущество утрачивается. Размер полости неограниченно возрастает с уменьшением площади сечения оболочки до предела $n F P_0 B / \sigma_B = 8 F P_0 / \sigma_B$ (0.025F для Nb оболочки под давлением 1 МПа), обращая в ноль член в квадратных скобках (12) и означающего, что предельные напряжения достигаются уже действием начального давления газа. У пружин такого предела нет, поскольку их «начальное давление» равно нулю.

Как и в случае пружинного демпфера, выбор размера полости по правилу (12) («чем тоньше оболочка, тем больше») устраняет особенность в отношении статических (10) и динамических (2) напряжений (ср. с (8)):

$$\frac{\sigma_{ss}}{\sigma_{sm}} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{4} \cdot \frac{L}{l_0} \cdot \frac{\rho U^2}{P_0} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \cdot \frac{n P_0}{\sqrt{2} \rho U_0 c} \cdot \left(1 + \frac{\rho c F}{\rho_s c_s F_s} \right) = \frac{\sigma_B}{\sqrt{2} B \rho U_0 c} \cdot \left(\frac{F_s}{F} + \frac{\rho c}{\rho_s c_s} \right) \equiv \frac{\sigma_B}{\sigma_{sm} B}.$$

Тепловой удар смягчается в $\sigma_{sm} B / \sigma_B = 4 \sigma_{sm} / \sigma_B = 22.3$ раза для ниобиевой оболочки и в 5.2 раза для стальной и титановой оболочек.

Роль слабой пружины в газовом демпфере равносильна увеличению показателя адиабаты до эффективного значения

$$\gamma_{eff} = \gamma + \frac{k l_0^2}{P_0 V_0},$$

то есть роль – положительная.

6. Тепловой удар в составных стержнях

Свободный стержень длиной L , нагреваемый с постоянной скоростью $\dot{T}$, осциллирует с периодом $2L/c$ и амплитудой напряжений $\sigma_m = E \alpha \dot{T} \cdot L / 2c$. Простейшее решение проблемы ТУ – разделить стержень на достаточно большое число независимых частей высотой (длиной) h так, чтобы напряжения $E \alpha \dot{T} \cdot h / 2c$ не превышали допустимых значений. Минимальный относительный зазор между частями стержня равен, очевидно, αT , то есть потери в плотности порядка 1% при $T = 2200K$. При скорости $\dot{T} = T/\theta = 3 \cdot 10^7 K/c$ и пределе прочности вольфрама 60 МПа стержень пришлось бы разделить как минимум на 70 таблеток со средней высотой $h = 9$ мм. Результатом ТУ в таком «стержне» были бы затухающие осцилляции в целом неподвижных таблеток без ударов по оболочке.

На практике, однако, конструкцию из независимых частей с минимальным зазором проще заменить набором слабосвязанных частей стержня. Скорость звука в

стержне, набранного из неидеальных таблеток, то есть имеющих шероховатые плоскости контакта, ниже, чем скорость звука в сплошном стержне [5]. Причина – в нелинейности связи «напряжение – деформация», возникающей от того, что деформации концентрируются в малой области вблизи контакта, то есть имеют локальный характер. При контакте шаров деформации локальны и в отсутствие шероховатости, поскольку контакт – точечный.

Шероховатость не является существенным фактором при контакте сферических поверхностей. Рассмотрим «стержень», набранный из шаров одинакового радиуса R . В [7] показано, что время соударения двух шаров много больше R/c и равно

$$\tau_c = 2.94 x / u = 5.837 (1 - \mu^2)^{2/5} \frac{R/c}{(u/c)^{1/5}},$$

где x – максимальное сближение шаров при деформации, u – их начальная относительная скорость, μ – коэффициент Пуассона, $c = \sqrt{E/\rho}$. Деформация шаров сосредоточена в малой области в окрестности контакта, деформацией в остальном объеме шаров можно пренебречь. Сжатый столбик шаров после снятия нагрузки будет разгружаться со скоростью, равной отношению диаметра шара к половине времени соударения:

$$c_{\text{eff}} = \frac{2R}{\tau_c/2} = 0.6866 \frac{\varepsilon^{1/4} c}{\sqrt{1 - \mu^2}} = 0.685 c \frac{(u/c)^{1/5}}{(1 - \mu^2)^{2/5}}.$$

Здесь $\varepsilon = x/2R$ – усредненная по длине «стержня» деформация сжатия, которую будем считать положительной величиной.

Если площадь контакта сжатых шаров – круг радиуса a , то сближение шаров и сила их сдавливания [7]: $x = \frac{2a^2}{R}$ и $f = \frac{\sqrt{2}}{3} \frac{E}{1 - \mu^2} \sqrt{R} \cdot x^{3/2}$. Пусть столбики шаров образуют квадратную решетку с площадью ячейки $(2R)^2$. Обозначив напряжение сжатия через отношение $\sigma = -f/(2R)^2$, получим связь напряжение-деформация в виде:

$$-\sigma = \frac{1}{3} \frac{E \varepsilon^{3/2}}{1 - \mu^2}.$$

Это уравнение состояния для насыпного твзла с упаковкой шаров, соответствующей простейшей кубической решетке. Закон «трех вторых» качественно отличает его от закона Гука: $-\sigma = E \varepsilon$. Здесь и далее знак «минус» перед σ ставится потому, что деформация сжатия считается положительной величиной (во избежание возможности мнимых значений σ).

Если бы столбики шаров были расположены не в квадратной, а в треугольной решетке с площадью ячейки $\sqrt{3}R^2$, то коэффициент $1/3$ в последней формуле заменился бы на $4/3\sqrt{3} = 0.77$. В случае плотной упаковки шаров (с коэффициентом

упаковки $\sqrt{2\pi}/6 = 0.74$) таким коэффициентом служила бы величина $16/9\sqrt{3} = 1.03$. В последнем случае каждый шар находится в выемке тройки шаров и поэтому силы, на него действующие, направлены под углом. Таким образом, в общем случае засыпки шаров одинакового размера, сила сжатия, приложенная к единичной площади на торце насыпной колонны и продольная деформация последней связаны нелинейным соотношением вида

$$-\sigma = \text{Const} \cdot \frac{E\varepsilon^{3/2}}{1-\mu^2},$$

где константа зависит от плотности упаковки и находится в пределах от 0.33 до 1.03. Примечательно, что эта формула не содержит зависимости от размера шаров.

Можно предположить, что при сжатии стержня, распиленного на отдельные сегменты, зависимость между нагрузкой и деформацией также будет нелинейной. В работе [5] предложена зависимость

$$-\sigma = E \frac{\varepsilon_0}{n} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^n$$

в которой n – некое число ($n > 1$), $\varepsilon \leq \varepsilon_0$, а ε_0 – деформация, выше которой нелинейная зависимость прекращается и начинает действовать закон Гука. Если бы неровности контактных поверхностей можно было представить в виде сферических неоднородностей, то следовало бы положить: $n = 3/2$, $\varepsilon_0 = 4(1-\mu^2)^2$ (величина ε_0 выбрана при значении $\text{Const} = 1/3$). Однако эксперименты [5] со стержнем, набранным из фарфоровых таблеток, показали, что $n = 2 \div 3$, а ε_0 порядка 10^{-3} . Эффективная скорость звука в составном стержне, которая измерялась непосредственно, определяется согласно теории [5] с помощью выражения:

$$c_{\text{eff}} = c \cdot \frac{1}{\sqrt{n}} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^{\frac{n-1}{2}}.$$

Подставляя сюда $n = 3/2$, $\varepsilon_0 = 4(1-\mu^2)^2$, находим, что скорость звука в столбе шаров должна быть равна, согласно этой теории, $c_{\text{eff}} = 0.5774 \frac{\varepsilon^{1/4} c}{\sqrt{1-\mu^2}}$ вместо «точного»

значения $c_{\text{eff}} = 0.6866 \frac{\varepsilon^{1/4} c}{\sqrt{1-\mu^2}}$, найденного выше. Теория [5] в данном случае дает заниженное на 16% значение эффективной скорости звука.

Тепловой удар в составном стержне ослабляется по сравнению с ТУ в сплошном стержне в

$$N = \frac{E\varepsilon}{-\sigma} = \frac{n}{(\varepsilon/\varepsilon_0)^{n-1}}$$

раз. Для шаровой засыпки

$$N = \frac{E\varepsilon}{-\sigma} = \frac{1-\mu^2}{\text{Const}\sqrt{\varepsilon}},$$

где $\text{Const} = 0.33 \div 1.03$.

На основании экспериментов [5] установлено, что величина ε_0 пропорциональна числу разрезов на единицу длины стержня. При большом числе разрезов ε_0 обратно пропорциональна высоте сегмента (таблетки). Для использовавшихся в опытах фарфоровых таблеток, шероховатость которых была, по-видимому, порядка 0.01 мм,

$$\varepsilon_0 = \frac{0.05}{h(\text{мм})}. \quad (13)$$

Полагая эту формулу справедливой и для вольфрама, получаем $\varepsilon_0 = 0.1$ для вольфрамовых таблеток высотой $h = 0.5$ мм. При подогреве вольфрама на 2200 градусов деформация $\varepsilon = \alpha T = 0.01122$. Если при этом взять даже нижнюю оценку $n = 2$, то ослабление ТУ в таком стержне (таблетки высотой 0.5 мм):

$$N = \frac{2\varepsilon_0}{\varepsilon} = 18. \quad (14)$$

Если же взять верхнюю оценку n , то фактор смягчения возрастает на порядок: $N = 240$ при $n = 3$. Для сравнения: ослабление ТУ в мишени, которая набрана из столбиков вольфрамовых шаров в квадратной решетке ($Const = 1/3$, $\mu = 0.3$),

$$N = 3 \frac{1 - \mu^2}{\sqrt{\varepsilon}} = 26. \quad (15)$$

Факторы (14) и (15) имеют существенную разницу: оценку (14) легко увеличить на порядок, увеличив соответственно шероховатость таблеток, тогда как для данной упаковки идеальных шаров оценка (15) строго фиксирована. Использование шероховатых шаров практически не увеличит пористости мишени, зато существенно повысит её демпфирующие свойства (результатирующий фактор смягчения ТУ будет, по-видимому, определяться произведением величин типа (15) и (14)). После каждого импульса встряхивание мишени будет обновлять контакт между шарами, предотвращая возможность наклепа. По сравнению со столбом таблеток, доля металла, заполняющего оболочку, в случае шаровой засыпки значительно ниже: не более 74%, если не использовать шары разных диаметров. Поэтому засыпка шаров не в оболочки, а непосредственно в корпус мишени будет иметь очевидные преимущества в плотности.

Используя стержни, набранные из дисков с шероховатостью порядка $0.01 \div 0.1$ мм, засыпку шероховатых шаров разных (двух – трех) диаметров или композиции, подобные кирпичной кладке из шероховатых элементов, можно в десятки и даже сотни раз ослабить тепловой удар при сохранении доли металла на уровне 90%.

7. Тепловой удар в двухфазной газо-жидкостной среде.

Жидкость, содержащая газовые пузырьки, - гораздо менее упругое образование по сравнению с чистой жидкостью. Модуль упругости ρc^2 двухфазной среды низок

главным образом из-за низкой скорости звука c в газо-жидкостной смеси даже при относительно малом содержании газа, когда плотность ρ смеси мало отличается от плотности ρ_0 чистой жидкости. Если для чистой жидкости (индекс «0») уравнение состояния имеет вид $p \equiv P - P_0 = \rho_0 c_0^2 \left(\alpha_v T - \frac{v - v_0}{v_0} \right)$, где $\rho_0 c_0^2$ - модуль объемной упругости, выраженный через плотность и скорость звука, α_v - коэффициент объемного расширения, T - подогрев и $(v - v_0)/v_0$ - относительное изменение удельного объема чистой жидкости, то для жидкости, содержащей газ с объемной долей ε' , уравнение состояния выразится через новые значения параметров:

$$p = \rho c^2 \left(\alpha_v T - \frac{V - V_0}{V_0} \right). \quad (16)$$

Здесь α_v и V - соответственно коэффициент объемного расширения и удельный объем смеси. Если газ не успевает прогреваться за время вспышки, то есть тепловая постоянная времени газовых пузырьков очень велика по сравнению с θ то сжатие газа можно считать адиабатическим. В этом случае $\alpha_v = (1 - \varepsilon')\alpha_{v0}$, а модуль объемной упругости ρc^2 находится из уравнения для сжимаемости смеси, равной средневзвешенному по объемным долям компонент значению вида

$$\frac{1}{\rho c^2} = \frac{1 - \varepsilon'}{\rho_0 c_0^2} + \frac{\varepsilon'}{\gamma P + (\gamma - 1/3)2\sigma/R}. \quad (17)$$

Здесь $\gamma = c_p/c_v$ показатель адиабаты газа, σ - коэффициент поверхностного натяжения (450 дин/см для свинца); гидростатическое давление в жидкости P и средний радиус пузырьков R можно заменить их начальными значениями P_0 и R_0 . Формула (17), полученная при малых возмущениях плотности газа, согласуется с экспериментальными данными по измерению скорости распространения ударных волн в водо-воздушной смеси [8]. Наличие капиллярной составляющей в (17) объясняет, по-видимому, и природу зарегистрированных осцилляций давления после прохождения ударной волны.

Постоянная времени пузырька порядка $P'R^2/6\lambda'T'$, где λ' - теплопроводность газа, а P' и T' - его давление и абсолютная температура. Значит, пузырек сжимается адиабатически, если $P'R^2/6\lambda'T' \gg \theta$. С другой стороны, чтобы жидкость успевала (квазистатически) расширяться вовнутрь пузырьков газа, среднее расстояние $\bar{l}$ между пузырьками должно быть много меньше расстояния, которое проходит звуковая волна в чистой жидкости за время нейтронной вспышки: $\bar{l} \ll c_0\theta$, т.е. при заданном содержании газа $\varepsilon' = \frac{4}{3}\pi(R/\bar{l})^3$ размер пузырьков будет ограничен сверху максимально допустимой величиной $\bar{l}$. Следовательно, условия адиабатичности и квазистатичности сжатия ограничивают радиус пузырьков в пределах

$$\theta \sqrt{6\lambda' T' / P'} \ll R \ll c_0 \theta \sqrt{3\varepsilon' / 4\pi}$$

Для ксенона, обладающего наименьшей теплопроводностью среди инертных газов, нижний предел около 0.1 мм; для гелия – 0.4 мм. Верхний предел – порядка сантиметров при содержании газа ε' порядка 0.1.

Для наших целей уравнение состояния удобнее записать в виде

$$p \equiv P - P_0 = \frac{\rho_0 c_0^2}{Z+1} \left(\alpha_{v0} T - \frac{V - V_0}{(1 - \varepsilon') V_0} \right), \quad (18)$$

где $Z+1$ можно назвать фактором смягчения теплового удара. Это – величина, показывающая, во сколько раз давление в смеси ниже давления в чистой жидкости при их изохорическом подогреве на одинаковое число градусов T . Подогреваемая жидкость будет расширяться вовнутрь пузырьков, давление будет релаксировать без расширения мишени как целого. При адиабатическом сжатии пузырьков (не обязательно малом):

$$Z = \frac{\rho_0 c_0^2 (1 - R^3 / R_0^3) \cdot \varepsilon' / (1 - \varepsilon')}{P_0' (R_0^{3\gamma} / R^{3\gamma} - 1) - (R_0 / R - 1) 2\sigma / R_0} = \frac{\varepsilon'}{1 - \varepsilon'} \cdot \frac{\rho_0 c_0^2 / \gamma P_0}{(1 + Y) \zeta(Y)} \cdot \left[1 + \frac{2\sigma}{R_0 P_0} \left(1 - \frac{1}{3\gamma} \right) \right]^{-1}. \quad (19)$$

Здесь $Y = R_0^3 / R^3 - 1$ – степень сжатия пузырьков, $P_0' = P_0 + 2\sigma / R_0$ начальное давление в газе. Функция $\zeta(Y)$ имеет вид:

$$\zeta(Y) = \frac{(1+Y)^\gamma - 1}{\gamma Y} + \Sigma \left[\frac{(1+Y)^\gamma - 1}{\gamma Y} - 3 \frac{(1+Y)^{1/3} - 1}{Y} \right].$$

Коэффициент $\Sigma = (2\sigma / R_0 P_0) \cdot [3\gamma + (3\gamma - 1)(2\sigma / R_0 P_0)]^{-1} < 1/(3\gamma - 1)$ мал, поэтому вторым слагаемым в этой формуле можно пренебречь. Величина $Y = R_0^3 / R^3 - 1$ находится из уравнения:

$$1 - \frac{\varepsilon' / (1 - \varepsilon') - \alpha_{v0} T}{\alpha_{v0} T} \cdot Y = \frac{x_0}{\alpha_{v0} T} \cdot Y (1 + Y) \zeta(Y), \quad (20)$$

где $x_0 = \frac{\gamma P_0}{\rho_0 c_0^2} \left[1 + \frac{2\sigma}{R_0 P_0} \left(1 - \frac{1}{3\gamma} \right) \right]$ – малая величина. Поэтому в первом приближении

$$Y \approx \alpha_{v0} T \cdot [\varepsilon' / (1 - \varepsilon') - \alpha_{v0} T]^{-1}.$$

ТАБЛИЦА 4. Фактор смягчения теплового удара ($Z+1$) и степень сжатия газа ($Y = R_0^3 / R^3 - 1$) в зависимости от начальной объемной доли пустот ε' для больших ($2\sigma / R_0 P_0 \ll 1$) и мелких ($2\sigma / R_0 P_0 = 1$) пузырей. Адиабатическое приближение.

$\frac{\varepsilon'}{\alpha_v T}$	$Z+1$		Y	
	$2\sigma / R_0 P_0 = 0$	$2\sigma / R_0 P_0 = 1$	$2\sigma / R_0 P_0 = 0$	$2\sigma / R_0 P_0 = 1$
0	1	1	-	-
0.5	2.2	2.2	1390	870
0.75	7.1	7.1	625	380
0.85	95	71	96	72
0.9	1144	587	15.8	15.5
1	5280	2760	4.88	4.87
1.18	14800	8400	2.1	2.1
2	77100	42500	0.5	0.5

При скачкообразном повышении температуры жидкого свинца от точки плавления до точки кипения величина температурного скачка $T = 1420K$, энергия импульса $0.2 ГДж$ и скачок давления в чистом свинце был бы, согласно табл.1, около $60000 атм$. При наличии газовой фазы давление в смеси рассчитывается по формулам (18)-(20) при заданных значениях начальной пористости ε' и величины $\alpha_v T$. Из (20) определяется сжатие пузырей Y , из (19) находится фактор Z , который подставляется в формулу для давления (18). Результаты таких расчетов приведены в табл.4 для фактора смягчения ТУ и сжатия пузырей в зависимости от начальной пористости среды, измеряемой в долях прогнозируемого расширения жидкости $\alpha_v T = 0.00012 \cdot 1420 = 0.17$. Обращает на себя внимание резкая зависимость фактора Z от пористости в районе $\varepsilon / \alpha_v T = 1$, а также большая степень сжатия пузырей, по существу их схлопывание, при $\varepsilon / \alpha_v T < 1$. Расчеты выполненные для «мелких» пузырей соответствуют радиусу $R_0 \approx 0.01 мм$. В адиабатическом приближении такие пузыри рассматривать не корректно, поэтому данные табл.4 для $2\sigma / R_0 P_0 = 1$ практического значения не имеют.

Мелкие пузырьки инертного газа размером порядка $0.01 мм$ и менее успевают прогреваться за счет только одного механизма теплопроводности. Следовательно, можно предположить, что температура газа совпадает с температурой свинца. Тогда, в

уравнении состояния (16) коэффициент термического расширения смеси будет содержать и газовую компоненту:

$$\alpha_v = (1 - \varepsilon') \cdot \left(\alpha_{v0} + \frac{P'_0}{\rho_0 c_0^2} \cdot \frac{Z}{T'_0} \right).$$

Здесь $P'_0 = P_0 + 2\sigma / R_0$ и T'_0 начальные давление и абсолютная температура газа, а коэффициент Z определяется теперь по формуле ($T' = T'_0 + T$):

$$Z = \frac{\varepsilon'}{1 - \varepsilon'} \cdot \frac{Y}{1 + Y} \cdot \frac{\rho_0 c_0^2}{Y \cdot P'_0 T'_0 / T'_0 - ((1 + Y)^{1/3} - 1) \cdot 2\sigma / R_0}; \quad (21)$$

причем

$$\lim_{Y \rightarrow 0} Z = \frac{\varepsilon'}{1 - \varepsilon'} \cdot \frac{\rho_0 c_0^2}{P'_0 T'_0 / T'_0 - 2\sigma / 3R_0}. \quad (22)$$

Отсюда, сжимаемость смеси (ср. с (17)):

$$\frac{1}{\rho c^2} = (1 + Z) \cdot \frac{1 - \varepsilon'}{\rho_0 c_0^2} = \frac{1 - \varepsilon'}{\rho_0 c_0^2} + \frac{\varepsilon'}{P'_0 T'_0 / T'_0 - 2\sigma / 3R_0}.$$

Из сравнения равновесного Z - фактора (21) с адиабатическим (19) видно некоторое преимущество последнего, то есть для более эффективного смягчения ТУ предпочтительнее крупные пузыри газа: диаметром 1 мм и выше. Требования к самому газу прямо противоположны требованиям к газовому демпферу в п.5: начальное давление газа должно быть как можно меньше, показатель адиабаты – минимальный (хотя здесь выбора по существу нет – инертные газы), теплопроводность – минимальная. Газовые пузырьки в жидкости – скорее свободное пространство для расширения последней, нежели упругая демпфирующая среда.

Таким образом, свинцовая мишень с газом эффективно гасит ТУ вплоть до точки кипения свинца, однако доля газа должна быть не меньше прогнозируемого термического расширения жидкости, то есть не менее 17%. Большой коэффициент объемного расширения жидкости в данном случае является значительным недостатком в твзльном варианте мишени из-за большой общей пористости. Однако, заполнение свинцом всего объема мишени будет иметь свои преимущества. Привлекателен вариант засыпки мишени твердой свинцовой дробью в инертном газе с коэффициентом упаковки 0.74. Увеличение объема свинца при плавлении во время импульса снижает пористость с 26 до 20% и дальнейший разогрев будет происходить с начальным содержанием газа $\varepsilon' = 0.2$.

За счет разогрева и плавления твердого свинца увеличивается и предельная энергия импульса: с 0.20 до 0.26 ГДж/т. Адиабатический фактор смягчения ТУ в этом случае около 15000 (предпоследняя строка табл.4). Амплитуда давления при ТУ снижается до совершенно безопасных 4 атм. (В твердой засышке ТУ опасности также не представляет из-за низких упругих характеристик свинца и низкой температуры плавления).

После импульса расплавленный свинец, вместе с продуктами деления, сливается в отстойник, летучие продукты реакции, вместе с демпфирующим газом, сдуваются, через фильтры, или на хранение в специальные емкости, или непосредственно в атмосферу (если это возможно по экологическим нормам). К очередному импульсу мишень готовится из свежей засыпки или из очищенного свинца, который использовался ранее. Существенным недостатком свинца по сравнению с вольфрамом является его низкая (в 4 раза) энергоемкость и низкая плотность: при одинаковой пористости концентрация тяжелых ядер у вольфрама в 2 раза выше, чем у свинца. Привлекательной стороной является простота и надежность конструкции.

8. Заключение.

Тепловой удар при скачках температуры в несколько тысяч градусов – вполне решаемая инженерная проблема, требующая не таких уж и больших потерь в физических характеристиках мишени, в первую очередь – в средней концентрации тяжелых ядер.

- Пружинно-газовые демпферы достаточно эффективно гасят ТУ и практически не требуют увеличения пористости мишени. Однако они требуют большого свободного пространства на концах стержня. Это исключает возможность размещения стержней поперек пучка.

- Составные стержни и вообще мишени, набранные из большого числа кусков с шероховатыми поверхностями контакта, имеют простую конструкцию и позволяют смягчать тепловой удар в сотни раз при потерях в средней плотности металла до 10%.

- Насыпные мишени из шаров разных диаметров смягчают ТУ в десятки раз при идеальных и в сотни раз при шероховатых поверхностях контакта, обеспечивая при этом объемную долю металла на уровне 90%.

- Жидкометаллические свинцовые мишени с пузырьками газовой фазы смягчают ТУ в десятки тысяч раз при объемной доле металла 20%. Характерный размер пузырьков и объемная доля газа контролируются естественным образом – по параметрам засыпки свинцовой дробы в мишень. Максимальная энергоемкость конденсированной свинцовой мишени (260 МДж/м) в 4 раза ниже по сравнению с вольфрамовой мишенью.

Литература

- [1] Физические величины. Справочник, М., Энергоатомиздат, 1991.
- [2] Некрасов Б.В. Курс общей химии, М., ГХИ, 1955.
- [3] Ломидзе В.Л. ОИЯИ, Р-6621, Дубна, 1972.
- [4] Ломидзе В.Л. ОИЯИ, Р-6622, Дубна, 1972.
- [5] Ломидзе В.Л., Мелихов В.В., Рогов А.Д., Шабалин Е.П. ОИЯИ, 3-11551, Дубна, 1978.
- [6] Т.Х.Маргулова. Расчет и проектирование парогенераторов АЭС, М.-Л., Госэнергоиздат, 1962.
- [7] С.П.Тимошенко, Дж.Гудьер. Теория упругости. Перевод с англ., М., Наука, 1979.
- [8] Trans. ANS, v.10, No 2, p. 660, 1967.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА «ЯГУАР» КАК ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ПРЯМОГО ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЯ NN-РАССЕЯНИЯ

Б.Г.Леваков, В.В.Андреев, В.В.Захаров, А.Г.Кропотухин, Н.П.Кураков, В.И.Литвин, А.Е.Лыжин, О.А.Мингазов, В.М.Опарин, А.М.Перевалов.

**Российский Федеральный Ядерный Центр
Всероссийский Научно-Исследовательский Институт Технической Физики,
г.Снежинск, Россия.**

Аннотация.

Рассмотрены особенности конструкции, состава топлива и режимов работы растворного импульсного реактора ЯГУАР, в котором разлет топливного раствора во время импульса делений происходит преимущественно в радиальном направлении. Приведены основные ядерно-физические характеристики реактора, а также результаты измерений пространственных распределений и спектральных характеристик полей тепловых и надтепловых нейтронов, формируемых конвертирующими устройствами реактора.

Введение.

Реактор ЯГУАР [1] относится к классу аperiodических импульсных реакторов, которые являются наиболее мощными (среди известных лабораторных источников) импульсными источниками η, γ -излучения. Среди них экономичностью и высокими достигнутыми параметрами поля излучения в больших по объему полостях выделяются растворные импульсные реакторы. Основным недостатком растворных ИЯР является значительно большая, по сравнению с металлическими реакторами, длительность импульсов делений и, соответственно, меньшая плотность потока нейтронов.

Уменьшение длительности импульса при форсировании режимов работы реактора связано с непропорционально сильным ростом механических нагрузок на корпус, и поэтому ограничено его конечной прочностью. Вследствие этого, при форсировании режима работы растворного ИЯР наиболее универсальным, а в ряде случаев и единственно возможным является поиск путей снижения динамических нагрузок на материал корпуса активной зоны (АЗ).

В частности, динамические нагрузки возможно снизить в таком устройстве, которое позволяет размещать жидкую активную зону на некотором расстоянии от стенок корпуса и тем самым допускает ее разлет после импульса делений в полный телесный угол ("разрушающаяся" активная зона).

Для реактора ЯГУАР был предложен совершенно новый способ размещения растворной активной зоны с использованием воздушной "подушки", что достигается применением сотоподобной конструкции со множеством глухих воздушных "карманов", расположенных по внутреннему периметру цилиндрической стенки корпуса. При заполнении такой конструкции раствором внутри воздушных "карманов" создается небольшое избыточное давление газа (воздушная подушка), которое и препятствует дальнейшему заполнению "кармана" (более подробно конструкция этого дистанцирующего устройства приведена ниже).

Во время импульса делений развивающееся инерциальное давление во много раз превышает начальное давление газа в "карманах", и раствор может свободно разлетаться как в аксиальном, так и в радиальном направлениях.

Ниже представлены конструкция корпуса активной зоны (АЗ) реактора и его технологической системы, а также основные результаты экспериментальных исследований

Конструкция реактора ЯГУАР.

В состав реактора ЯГУАР входят:

- корпус активной зоны (АЗ) с механизмом управляющих стержней и механизмом загрузки образцов;
- стенд для размещения корпуса АЗ;
- технологическое оборудование, предназначенное для хранения топлива, его приготовления перед воспроизводством АЗ и подачи в корпус реактора;
- пульт управления реактором.

Корпус активной зоны выполнен двухслойным и разборным (рис.1). Силовая часть его состоит из трех деталей: внешней силовой оболочки (собственно корпус), внутренней силовой оболочки (гильза) и крышки, которые изготовлены из высокопрочной стали 30ХГСА. Между этими оболочками размещена герметичная ампула, изготовленная из коррозионностойкой аустенитной стали 12Х18Н10Т и имеющая сложную оребренную конструкцию - дистанцирующий экран, позволяющий отделять друг от друга воздушной прослойкой цилиндрические поверхности АЗ и ампулы. Корпус установлен на опорной плите с помощью 6 пар резиновых амортизаторов, предназначенных для демпфирования его колебаний в вертикальном направлении после импульса делений.

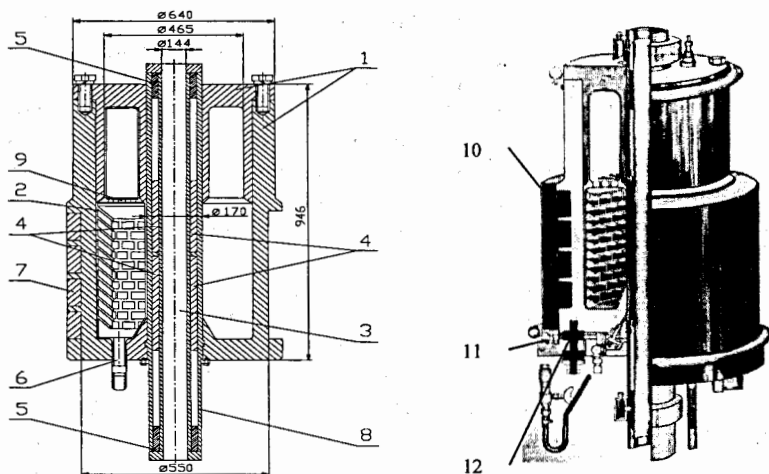


Рис. 1. Корпус АЗ реактора ЯГУАР.

1 – внешняя силовая оболочка корпуса с крышкой; 2 - ампула; 3 - центральный экспериментальный канал; 4 - импульсные стержни (сведены к центру АЗ); 5 – амортизаторы механизма ИС; 6 - сливной трубопровод; 7 - свинцовая биологическая защита (неподвижная часть); 8 - внутренняя силовая оболочка (гильза); 9 - фланец жесткости; 10 – свинцовая биологическая защита (подвижная часть); 11 – опорная плита; 12 – подвеска корпуса. Размеры в мм

Свинцовая биологическая защита корпуса состоит из неподвижной и подвижной частей толщиной 4.5 см каждая. Подвижная часть при повороте может открывать окна, имеющиеся в неподвижной части, тем самым облучаемые образцы могут размещаться в непосредственной близости от корпуса АЗ.

Реактор ЯГУАР имеет два импульсных стержня (верхний и нижний), которые используются для быстрого ввода реактивности, а в статическом режиме работы выполняют также функции дополнительных органов аварийной защиты.

ИС выполнены в форме полых цилиндров из нержавеющей стали, заполненных нейтропоглощающим материалом. Система управления ходом ИС и пневматические приводы, осуществляющие перемещение импульсных стержней, выполнены таким образом, чтобы каждый стержень мог перемещаться независимо от другого.

Технологическая система реактора.

Технологическая система реактора ЯГУАР состоит из растворного и газового контуров (рис.2).

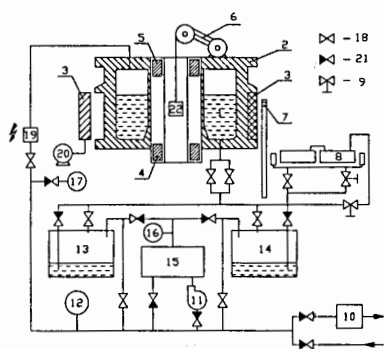


Рис.2. Технологическая система реактора ЯГУАР.

1 - АЗ; 2 - корпус АЗ; 3 - биологическая защита; 4 - нижний ИС; 5 - верхний ИС; 6 - привод загрузки образцов; 7 - нейтронный источник;

8 - гамма-облучатель; 9 - вентиль ручной; 10 - фильтр очистки газов; 11 - насос мембранный; 12, 16, 17 - датчики давления; 13, 14 - баллоны-хранилища жидкого топлива; 15 - газовый баллон; 18 - клапан нормально открытый; 19 - искровой воспламенитель; 20 - привод биологической защиты; 21 - клапан нормально закрытый; 22 - образец на облучательной позиции.

К растворному контуру технологической системы относятся: корпус АЗ; баллоны-хранилища топливного раствора; гамма-облучатель; баллон-сборник пролитого при аварии раствора (на рис.2 не показан); соединительные коммуникации с запорной арматурой; технологический приямок. Газовый контур системы включает в себя газовый баллон, мембранный насос для откачки газа, искровой воспламенитель гремучего газа, соединительные коммуникации с запорной арматурой.

Технологический цикл получения импульса состоит из нескольких основных операций: подачи топлива в корпус; регулирования реактивности (поиска стартового состояния); генерации импульса делений с помощью "выстрела" импульсных стержней из АЗ; разборки активной зоны (слива раствора из корпуса реактора); сжигания образовавшегося при генерировании импульса делений радиолитического газа. Управление всеми операциями технологического цикла автоматизировано и ведется с пульта реактора.

Принцип действия реактора ЯГУАР

Современные гомогенные растворные импульсные реакторы ведут начало от экспериментов по изучению растворных систем в Лос-Аламосе, которые выросли в программу KEWB-реакторов [2]. KEWB-реакторы продемонстрировали безопасную самогенерацию надкритических (на мгновенных нейтронах) импульсов делений в растворных системах. Выделение энергии деления в таких системах ограничено большой отрицательной обратной связью между мощностью и реактивностью, при этом автоматически формируется импульс мощности, и реактор сам себя гасит. Побочными эффектами являются продукты радиолиза воды - кислород и водород, и инерциальное давление, обусловленное тепловым расширением раствора.

Активные зоны всех известных к настоящему времени растворных импульсных реакторов (ИИН, ВИР, ЭЛИР, ИГРИК, SILENE) выполнены в форме цилиндра со свободной плоской верхней границей. В такой геометрии все

перемещения жидкого топлива могут происходить лишь в вертикальном направлении, и для нее можно показать, что максимальное инерциальное давление в растворе $P_{ин} \sim (H/\tau_{1/2})^2$, где H - высота АЗ, а $\tau_{1/2}$ - полуширина импульса делений.

Однако, простое решение выполнить АЗ в форме плоского слоя с целью снижения величины $P_{ин}$ нежелательно как из-за невозможности получения в этом случае большой экспериментальной ячейки (типа центрального экспериментального канала) с высоким и однородным флюенсом нейтронов, так и из-за резкого снижения объемной составляющей температурного коэффициента гашения реактивности.

Ситуация существенно меняется, если плоский слой "свернуть" в цилиндр, оставив внутри центральный канал, и осуществить возможность разлета такой системы как в радиальном, так и в аксиальном направлениях.

Концепция такого растворного реактора (с преимущественно радиальным разлетом топлива) изложена в работе [1].

Анализ показывает, что основной эффект снижения давления обусловлен двумя факторами: увеличением площади свободной поверхности топливного раствора и уменьшением толщины слоя раствора в радиальном направлении. Для случая равнопрочных корпусов ожидаемая длительность импульса в реакторе ЯГУАР может быть в ~ 5 раз меньше, чем в реакторе с АЗ обычной конфигурации.

Последнее обстоятельство позволяет существенно снизить длительность нейтронного импульса реактора (при сохранении удельного энерговыделения), для чего необходимо повысить концентрацию ядер горючего (^{235}U) в растворе и, с целью оптимизации геометрических размеров АЗ, вводить в раствор эффективный поглотитель нейтронов, например, кадмий. С помощью варьирования концентраций урана и кадмия в растворе достигаются требуемые геометрические размеры активной зоны.

Технологическая система реактора ЯГУАР содержит водный раствор соли UO_2SO_4 объемом 39,5 литров с характерной концентрацией $1,65 \text{ г/см}^3$. Раствор содержит 465 г/л урана, обогащенного до 90% ^{235}U . Такая большая концентрация топлива имела решающее значение в уменьшении времени жизни мгновенных нейтронов $\tau \sim 6 \text{ мкс}$ и, соответственно, длительности максимального импульса до 0,68 мс. Однако, эта высокая концентрация топлива в фиксированной по высоте сорока сантиметровой геометрии конструкции, в принципе, делала бы активную зону слишком надкритичной. Для того, что бы иметь приемлемый уровень критичности, была добавлена соль CdSO_4 с концентрацией кадмия 5 г/л. Эффективные размеры активной зоны: внутренний радиус 8,8 см и наружный радиус 19,8 см. Критическая высота раствора с введенными в активную зону импульсными стержнями — 38,6 см.

Топливо закачивается в корпус ЯГУАРа непосредственно перед запланированным импульсом. Критичность ЯГУАРа достигается путем регулирования высоты уровня раствора. Уровень подстройки зависит от

материалов, помещенных в сквозной канал. Импульс генерируется посредством выведения импульсных стержней, что ведет к линейному вводу реактивности (с максимальной скоростью ввода $0,10 \beta_{eff}/мс$). Максимально допустимое значение надкритичности на мгновенных нейтронах равно $3,5 \beta_{eff}$.

Типичные формы импульса мощности показаны на Рис. 3(а, б, в) для случая, когда в центральный экспериментальный канал (ЦЭК) реактора установлены полиэтиленовый конвертор и коллиматор, предназначенные для проведения пп-эксперимента.

ЯГУАР гасит сам себя благодаря возникновению большой отрицательной реактивности. Соображения безопасности требуют проведения дополнительных мероприятий: возвращения импульсных стержней обратно в канал и быстрого слива разогретого до $150^{\circ}C$ раствора в баллоны-хранилища. Последнее происходит в течении одной минуты, начиная с 15-ой секунды после импульса. Реактор может производить два импульса в день.

Формы импульса мощности реактора при различных энерговыведениях

$E=6,7\text{МДж}$

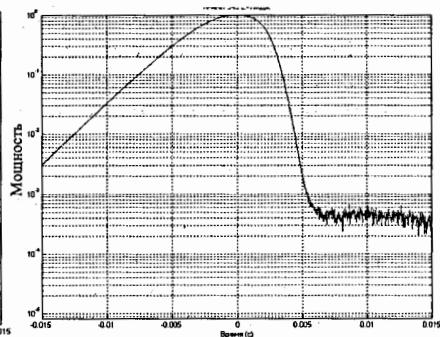
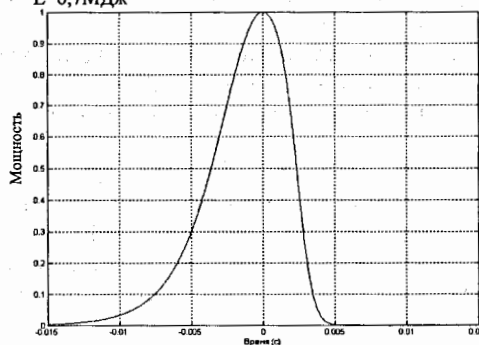


Рис. 3а

$E=14,6\text{МДж}$

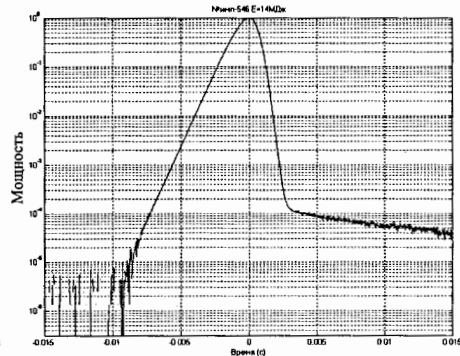
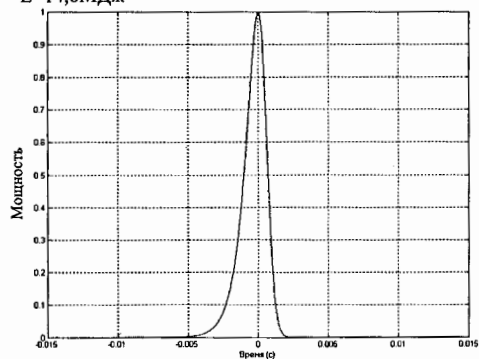


Рис. 3б

$E=30,1\text{МДж}$

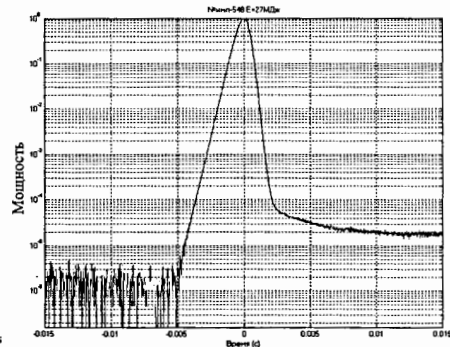
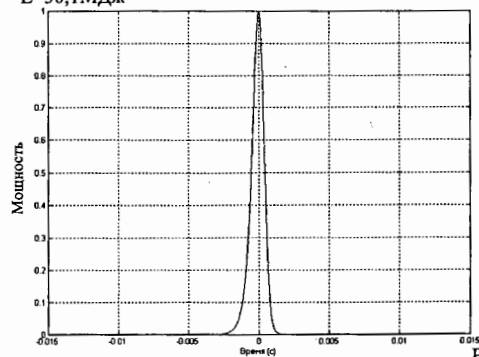


Рис. 3в

Рис 3 Форма импульса мощности, отн. ед.

Представленные на Рис. 3 импульсы мощности были получены для случая, когда с целью ослабления влияния "комнатных" нейтронов и уменьшения вследствие этого колебаний мощности на "хвосте" импульса корпус реактора был окружен борной защитой.

Форма импульсов регистрировалась откаченными до значения 10^{-6} мм.рт.стб. камерами деления КНТ54-1 и КНК15-1. Регистрирующая аппаратура обеспечивала необходимый динамический диапазон в пределах шести порядков, что позволило проводить регистрацию без дополнительных "сшивок".

Теория кинетики импульсных реакторов хорошо развита (см. например, монографию Кипина [3]). Используя адиабатическую модель Фукса-Хансена и дополнительную модель для механизма отрицательной реактивности, теория может удовлетворительно воспроизвести форму импульса, представленную на Рис.3., а так же получить зависимость от реактивности таких величин как энергия импульса, полуширина импульса, параметр асимметрии импульса и инерциальное давление. Эти параметры были изучены для ЯГУАРа экспериментально.

Максимальный импульс делений реактора характеризуется следующими параметрами:

- | | |
|---|--|
| • Полное энерговыделение в АЗ | 33.4 МДж; |
| • Период нарастания мощности | ~ 210 мкс; |
| • Ширина импульса на полувысоте пика (полуширина) | ~ 680 мкс; |
| • Пиковая мощность | $\sim 0.6 \cdot 10^5$ МВт |
| • Удельная мощность | $\sim 1.28 \cdot 10^3$ кВт/см ³ . |

Загрузка ЦЭК полиэтиленовым конвертором и конусным коллиматором (Рис.4) приводят к увеличению времени жизни (времени генерации) мгновенных нейтронов, и, как следствие, к увеличению полуширины импульса мощности. Так, например, импульс с энерговыделением $E=30,1$ МДж (Рис. 3в) имеет полуширину $\tau_{1/2} \sim 0,99$ мс, в то время как импульс с тем же энерговыделением при отсутствии конвертора имеет полуширину $\tau_{1/2} \sim 0,79$ мс.

В планируемых экспериментах будут использоваться импульсы с различным энерговыделением, поскольку различие зависимостей фона и эффекта от энерговыделения в АЗ будет использовано для экспериментального определения фона, т.к. фон прямо пропорционален интенсивности нейтронов в импульсе, а эффект имеет квадратичную зависимость.

Пространственно-энергетические характеристики поля нейтронов

Исследования пространственно-энергетических характеристик поля нейтронов реактора ЯГУАР состояли в определении энерговыделения в топливном растворе и нормировке по этой величине штатных средств мониторингирования; энергетических спектров и пространственных распределений флюенсов нейтронов в областях, предназначенных для размещения облучаемых образцов, а также в полиэтиленовом конверторе.

Энергетический спектр нейтронов в ЦЭК является композицией делительных и замедленных нейтронов.

Для смягчения спектра и преобразования быстрых нейтронов в тепловые используются конвертирующие устройства (КУ) [4]. Они представляют собой полые цилиндры из полиэтилена плотностью $0,9 \text{ г/см}^3$, которые устанавливаются в канале реактора. Длина цилиндров от 398 мм до 485 мм, внешний диаметр – 120 мм. В работе [4] исследовали три варианта КУ с толщиной стенок – 11, 22 и 40 мм, в последующем для проведения пп-эксперимента был выбран вариант с толщиной стенки 27 мм.

Общий вид корпуса реактора с залитой активной зоной и установленными и установленными экспериментальными устройствами приведен на Рис. 4

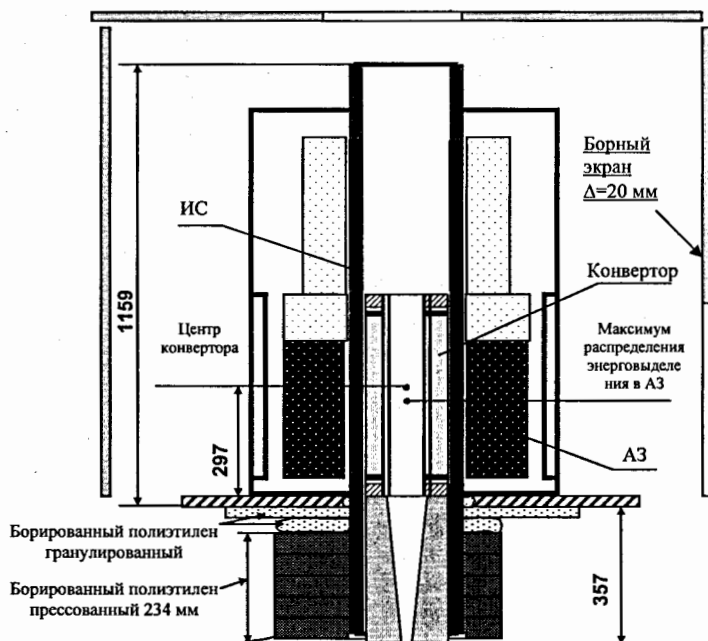


Рисунок 4 Общий вид корпуса реактора ЯГУАР и основные габаритные размеры

Определение характеристик полей тепловых и надтепловых нейтронов, которые формируются конвертирующими устройствами (КУ) в канале реактора ЯГУАР, выполнено с помощью нейтронно-активационного метода измерений. Для спектральных исследований применялись нейтронно-активационные детекторы (ДНА).

Для измерения распределений флюенсов тепловых нейтронов по высоте и диаметру КУ в качестве ДНА использовали медную проволоку толщиной 0,4 мм и наборы медных детекторов. Относительные измерения активности детекторов

из меди, которые использовались для определения пространственных распределений внутри КУ, выполняли на сцинтилляционном одноканальном спектрометре. Погрешность относительных измерений около 2 %.

Результат моделирования и измерения флюенса тепловых нейтронов в зависимости от толщины замедлителя приведен на рис 5.

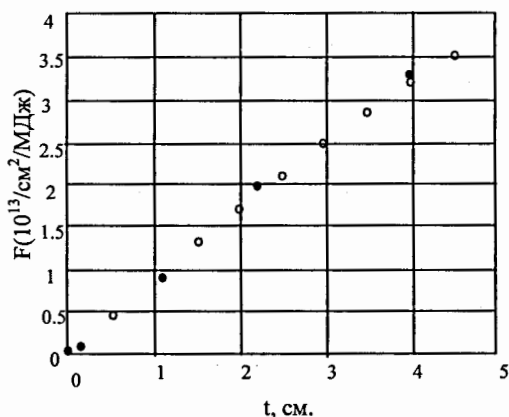


Рис 5 Флюенс тепловых нейтронов $F(10^{13}/\text{см}^2/\text{МДж})$ в зависимости от толщины замедлителя t (см). Расчеты методом МК представлены кружками, точки с погрешностями – результаты измерений

Используя эти экспериментальные результаты и учитывая, что длительность импульса $\Delta t = 0,9$ мс, мы заключаем, что цилиндрический замедлитель толщиной 27мм обеспечивает для импульса с энерговыделением 30,1 МДж импульсную плотность потока тепловых нейтронов $\sim 0,8 \times 10^{18} / \text{см}^2$ с в центральной области канала.

Было также измерено вертикальное распределение нейтронной плотности внутри канала для замедлителя толщиной 27мм. На Рис. 6 показано распределение чисел реакций $^{63}\text{Cu}(n,\gamma)^{64}\text{Cu}$ по высоте конвертора с «привязкой» центра измерительной линейки (набор медных детекторов) к центру конвертора.

Левое «крыло» распределения практически не меняется в зависимости от энерговыделения в импульсе, правое «крыло» испытывает незначительные возмущения в зависимости от энерговыделения, что связано с разной высотой АЗ при генерировании импульсов с различным энерговыделением.

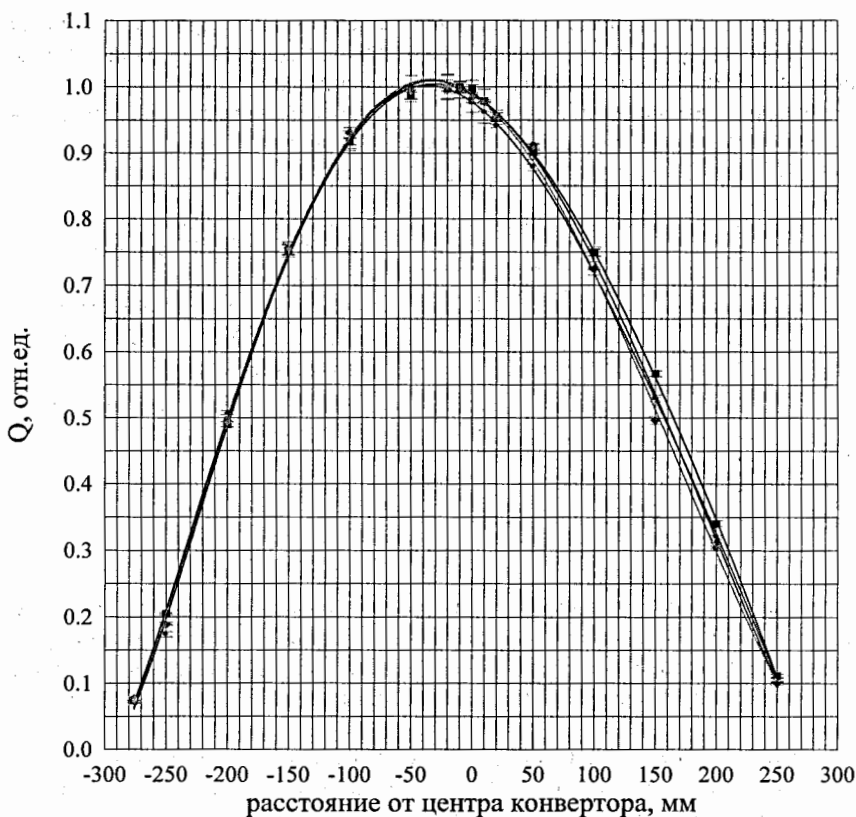


Рис. 6. Распределение чисел реакций $^{63}\text{Cu}(n,\gamma)^{64}\text{Cu}$ по высоте конвертора тепловых нейтронов реактора ЯГУАР.

Максимум в распределении флюенса тепловых нейтронов не совпадает с центром полиэтиленового конвертора, но практически совпадает с положением центра АЗ и с расчетным максимумом в распределении числа делений.

Энергетический спектр нейтронов в замедлителе ожидается преимущественно максвелловским и имеет $1/E^n$ эпитепловой хвост с величиной n , зависящей от толщины замедлителя. Для спектральных измерений был использован набор из 12 активационных детекторов тепловых нейтронов и 18 детекторов быстрых нейтронов. Применялись детекторы из стандартных наборов СН, АКН-Т и детекторы разработки ВНИИТФ. Получено, что значение флюенса тепловых нейтронов в максимуме распределения составляет $\sim 2,3 \times 10^{13}$ н/см² при энерговыделении в АЗ реактора, равного 1 МДж.

Физическое окружение реактора.

В настоящее время реактор подготовлен к проведению экспериментов по измерению сечения пп-рассеяния: в фундаменте реактора соосно с центральным экспериментальным каналом оборудована шахта глубиной 10,5м, предназначенная для размещения нижней части коллимационной системы, вакуумного канала и детектора для регистрации пп-событий, над перекрытием реакторного зала, также соосно с центральным экспериментальным каналом, выполнено отверстие для размещения верхней части коллимационной системы, изготовлена защита из борированного полиэтилена, устанавливаемая между корпусом реактора и его бетонным фундаментом.

Заключение.

К настоящему времени в экспериментальных исследованиях по формированию полей тепловых нейтронов с помощью замедлителей в канале ЯГУАР достигнута мгновенная плотность потока тепловых нейтронов – $0,8 \times 10^{18}/\text{см}^2\text{с}$, необходимая для успешного проведения пп-эксперимента, а также выполнены работы по модернизации его физического окружения.

Эти работы выполнены при участии ЛНФ ОИЯИ, при финансовой поддержке МНТЦ, проект №2286 и РФФИ, грант №01-02-17181.

На начальном этапе работ модернизация физического окружения реактора была финансово поддержана руководством ОИЯИ, что позволило выполнить проходку шахты под реактором и её обустройство.

В течение 2003-2004г.г. дополнительное финансирование на подготовку эксперимента было получено от ДАНТ Минатома России.

Литература

1. Кураков Н.П., Леваков Б.Г., Лыжин А.Е. и др. // Физические особенности импульсного реактора ЯГУАР с радиальным разлетом топлива // ВАНТ, Серия: Физика ядерных реакторов, Вып. 1/2, с.13-22, 2001.
2. M.E. Remley, J.W. Flora, D.L. Hetrick, et. al., "Experimental study of the kinetic behavior of water boiler KEWB reactors", Proc. of U.N.Intern. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, 2-nd Geneva, United Nations, New York 1958, P/1079, Vol. 11, p. 447.
3. Дж. Р. Кипин. Физические основы кинетики ядерных реакторов. Москва, Атомиздат, 1967.
4. Леваков Б.Г., Литвин В.И., Лыжин А.Е. и др. // Тепловые нейтронные поля реактора ЯГУАР для эксперимента по NN'- рассеянию // В материалах международного семинара ISINN-9, Report E-3-2001-192, ОИЯИ, Дубна, 2001 г., с.27-31.
5. Музычка А.Ю., Стрелков А.В., Леваков Б.Г. и др. //Фоновые условия п-п эксперимента на реакторе ЯГУАР, Снежинск// В материалах международного семинара ISINN-XII, г.Дубна.

ПРЯМОЕ ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ НЕЙТРОН-НЕЙТРОННОГО РАССЕЯНИЯ НА РЕАКТОРЕ ЯГУАР. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТА

**Ю.И. Чернухин, Я.З. Кандиев, Б.Г. Леваков, Д.Г. Модестов,
Д.В. Хмельницкий**

Российский Федеральный Ядерный Центр – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики им. академика Е.И. Забабахина (Челябинская обл., г. Снежинск)

Для предстоящего эксперимента по прямому измерению нейтрон-нейтронного (nn) рассеяния на реакторе ЯГУАР [1,2] проведены вычисления плотности nn-столкновений в экспериментальном канале (ЭК) полиэтиленового конвертора планируемой измерительной установки с реактором ЯГУАР; плотности нейтронов в ЭК, скорости которых после nn-рассеяния направлены в сторону детектора вдоль оси коллимационной системы (КС), входящей в состав измерительной установки; энергетического распределения плотности нейтронов в ЭК, направленных после nn-столкновений в сторону детектора; ожидаемого числа актов регистрации нейтронов, испытавших nn-столкновения в ЭК, детектором тепловых нейтронов КС за один импульс делений в активной зоне реактора ЯГУАР ("эффекта"); поправки к плотности nn-столкновений в ЭК, связанной с временной формой импульса делений в АЗ.

Результаты анализируются.

1. Введение. Постановка задачи

В настоящее время ведется подготовка к первому прямому измерению сечения нейтрон-нейтронного (nn) рассеяния σ_{nn} , предложенному в работах [1,2] для проверки гипотезы зарядовой симметрии ядерных сил. При этом точность определения сечения σ_{nn} для тепловых и эпитепловых нейтронов (с энергией $E < 1$ эВ) должна составлять ~5%.

Измерение сечения σ_{nn} в указанном энергетическом диапазоне будет проведено на растворном импульсном реакторе ЯГУАР, обладающем уникальными для предстоящего эксперимента характеристиками по сравнению с другими существующими установками такого класса [3–5]:

- максимальное число делений (f) в активной зоне (АЗ) реактора за импульс — $N_f \approx 10^{18} f$, чему соответствует энерговыделение $Q \approx 30$ МДж;
- полуширина импульса с максимальным энерговыделением — $\tau_{1/2} \approx 0,8$ мс, что является рекордным значением для растворных реакторов;
- наличие сквозного, центрального, цилиндрического канала диаметром $\varnothing 12$ см;
- низкий уровень мощности доделиваний в топливе АЗ в "хвосте" импульса (примерно в 10^5 раз меньше, чем максимальное значение мощности).

Рабочей областью, в которой планируется наблюдать nn-столкновения тепловых и эпитепловых нейтронов (эффект), является внутренняя полость канала реактора. Их регистрация осуществляется вдоль оси вакуумированного канала ^3He -детектором,

находящимся на расстоянии $L \cong 12$ м от АЗ, что с помощью метода времени пролета (МВП) позволяет отсеять эффект от фона быстрых нейтронов, рождающихся в АЗ. Фон тепловых нейтронов в планируемом эксперименте подавляется применением специального коллиматора и системы нейтронно-поглощающих диафрагм из бора, образующих сложную коллимационную систему (КС) измерительной установки.

Максимальное значение флюенса нейтронов за импульс с энергосвободением $Q \cong 30$ МДж в канале составляет $\cong 10^{15}$ н/см², доля тепловых и эпитепловых нейтронов в нем равна $\sim 5\%$. Для повышения этой доли до $\sim (40 \div 50)\%$ в канале устанавливается конвертор-модератор нейтронов в виде полый полиэтиленовой (CH₂) трубы с внутренним радиусом $R = 3$ см, толщиной стенок ~ 3 см и высотой $H \cong 50$ см (несколько большей высоты АЗ). При такой постановке измерений в качестве области пп-столкновений выступает объем экспериментального канала (ЭК) в конверторе ($V \cong 1,4$ л), а его стенки могут рассматриваться как цилиндрически симметричный поверхностный источник нейтронов $q(R, z, E, \delta, t)$ [см⁻²·с⁻¹·эВ⁻¹·стер⁻¹], где (R, z) — координаты точки на поверхности ЭК в цилиндрической системе координат (r, z, φ) с осью $\vec{e}_z$ вдоль оси симметрии ЭК, δ — угол вылета нейтрона из точки $Q(R, z)$ источника относительно нормали к поверхности ЭК в этой точке, E — энергия вылетающего нейтрона, t — время его вылета.

Кинематическая схема пп-столкновений в ЭК показана на рис. 1.

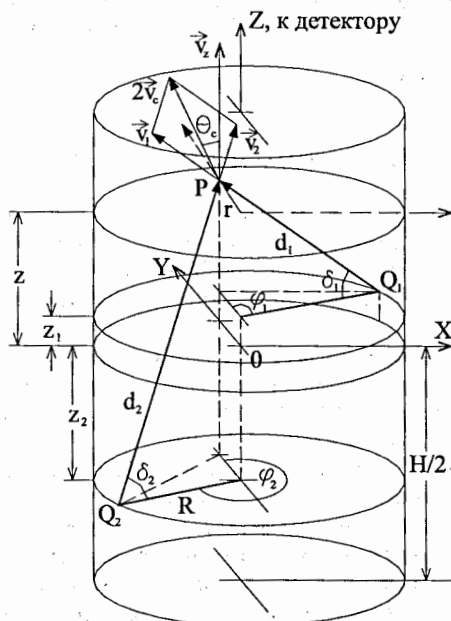


Рис. 1. Расчетная схема экспериментального канала.

Здесь: $Q_i(R, z_i, \varphi_i)$, $i = 1, 2$ — точки вылета двух нейтронов с поверхности ЭК со скоростями $\vec{v}_i$, соответственно; $P(r, z, \varphi = 0)$ — точка их столкновения;

$$v_i \left[\frac{\text{см}}{c} \right] = \sqrt{\frac{2E_i}{m}} = b \sqrt{E_i [\text{эВ}]}, \quad i = 1, 2 \quad (1.1)$$

— модуль скорости вылетающего нейтрона; $m \cong 1,66 \cdot 10^{-24}$ г — масса нейтрона, $b \cong 1,388 \cdot 10^6 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-1/2}$.

Одной из ключевых задач предстоящего эксперимента является получение максимально точной количественной связи между характеристиками поля рассеянных нейтронов при nn-столкновениях в ЭК, определяющих измеряемый эффект, и характеристиками источника нейтронов. Отдельные аспекты этой задачи рассмотрены в работах [2,6,7]. В настоящей работе применен несколько иной подход к вычислению дифференциальных характеристик поля рассеянных нейтронов при nn-столкновениях в ЭК, чем в предыдущих работах. Он основан на явном использовании функции рассеяния $g(\vec{v}_2 \rightarrow \vec{v}, \vec{v}_1)$ [стер $^{-1} \cdot (\text{см}/\text{с})^{-1}$] в лабораторной системе координат, хорошо известной в теории термализации нейтронов (см., например, [8,9]). В случае nn-рассеяния она определяет плотность вероятности перехода нейтрона со скоростью $\vec{v}_2$ в состояние со скоростью $\vec{v}$ при его столкновении с нейтроном, имеющим скорость $\vec{v}_1$:

$$g(\vec{v}_2 \rightarrow \vec{v}, \vec{v}_1) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{v^2}{v_R} \cdot \delta(v^2 - 2(\vec{v}_c \cdot \vec{v}) + (\vec{v}_1 \cdot \vec{v}_2)). \quad (1.2)$$

Здесь $\delta(x)$ — δ -функция Дирака,

$$\vec{v}_c = \frac{1}{2}(\vec{v}_1 + \vec{v}_2), \quad v_R = |\vec{v}_2 - \vec{v}_1|.$$

Эта функция является следствием законов сохранения энергии-импульса при nn-рассеянии, а также экспериментальных данных, свидетельствующих о том, что угловое распределение упруго рассеянных нейтронов на ядрах в области низких энергий (S-рассеяние) — изотропно в системе центра масс сталкивающихся частиц. Нетрудно показать, что она нормирована на единицу

$$\int_{4\pi} d\Omega \int dv \cdot g(\vec{v}_2 \rightarrow \vec{v}, \vec{v}_1) = 1. \quad (1.3)$$

В результате для дифференциального сечения nn-рассеяния будем иметь

$$\frac{d^2 \sigma_{nn}}{d\Omega dv} = \sigma_{nn} \cdot g(\vec{v}_2 \rightarrow \vec{v}, \vec{v}_1), \quad (1.4)$$

где в интересующем нас диапазоне энергий (S-рассеяние) величина σ_{nn} может считаться постоянной

$$\sigma_{nn} = \text{const} \cong 10 \text{ б.}^* \quad (1.5)$$

Наиболее детальной характеристикой n-поля в ЭК, определяющей регистрируемый эффект, является дважды дифференциальная плотность нейтронов, скорости которых после nn-рассеяния в точке $P(r, z)$ в момент времени t направлены вдоль оси ЭК ($\vec{e}_z$) в сторону детектора. Обозначим её через

$$nn_E(r, z, t, E_z) \equiv \frac{d^2 nn(r, z, t, E, \vec{e}_z)}{d\Omega \cdot dE} \quad [\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-1}],$$

где E_z — энергия нейтрона, летящего после nn-столкновения в сторону детектора.

* Принято в предположении равенства длин nn-рассеяния и протон-протонного рассеяния.

С поверхностной плотностью источника нейтронов в ЭК $q(R, z, E, \delta, t)$ и сечением пп-рассеяния (1.4) она связана соотношением:

$$nn_E(r, z, t, E_z) = \frac{bR^2}{2\sqrt{E_z}} \int_0^\infty dE_2 \int_0^{2\pi} d\varphi_2 \int_{-H/2}^{H/2} dz_2 \frac{q\left(R, z_2, E_2, \delta_2, t - \frac{d_2}{v_2}\right)}{d_2^2 v_2} \times \\ \times \int_0^\infty dE_1 \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \int_{-H/2}^{H/2} dz_1 \cdot \sigma_{nn} \cdot g(\vec{v}_2 \rightarrow \vec{v}_z, \vec{v}_1) \cdot v_R \frac{q\left(R, z_1, E_1, \delta_1, t - \frac{d_1}{v_1}\right)}{d_1^2 v_1}, \quad (1.6)$$

вывод которого основан на интегральном методе Пайерлса (ИМП) [9].

Здесь в соответствии с рис. 1

$$d_i^2 = |PQ_i|^2 = R^2 \left[1 + \frac{r^2}{R^2} - \frac{2r}{R} \cos \varphi_i + \left(\frac{z - z_i}{R} \right)^2 \right], \quad i=1, 2;$$

$$\cos \delta_i = \frac{R}{d_i} \left(1 - \frac{r}{R} \cos \varphi_i \right), \quad i=1, 2;$$

$$v_R = |\vec{v}_1 - \vec{v}_2| = \sqrt{v_1^2 + v_2^2 - 2v_1 v_2 \cdot \mu_R}, \quad v_z \left[\frac{\text{см}}{\text{с}} \right] = b \sqrt{E_z [\text{эВ}]},$$

$$\mu_R = \cos \theta_R = \frac{R^2}{d_1 d_2} \left[\sin \varphi_1 \cdot \sin \varphi_2 + \left(\frac{r}{R} - \cos \varphi_1 \right) \left(\frac{r}{R} - \cos \varphi_2 \right) + \frac{(z - z_1)(z - z_2)}{R^2} \right].$$

К важным характеристикам рассматриваемого п-поля относятся также дифференциальная плотность нейтронов $nn_z [\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}]$, скорости которых после пп-рассеяния в точке $P(r, z)$ в момент времени t направлены вдоль оси ЭК в сторону детектора:

$$nn_z(r, z, t) \equiv \frac{dnn(r, z, t, \vec{e}_z)}{d\Omega} = \int_0^\infty dE_z \cdot nn_E(r, z, t, E_z); \quad (1.7)$$

и плотность пп-столкновений в точке $P(r, z)$ в момент времени t :

$$nn(r, z, t) = \frac{1}{2 \cdot 4\pi} \int d\Omega \cdot \left(\frac{dnn(r, z, t, \vec{\Omega})}{d\Omega} \right). \quad (1.8)$$

Целью данной работы является количественный расчет и анализ указанных выше характеристик поля по соотношениям ИМП, а также оценка регистрируемого эффекта для условий, соответствующих планируемой постановке предстоящего эксперимента:

$$N_D = 2\pi \Omega_{\text{эф}} \int_{\tau}^R dt \int_{-H/2}^R r dr \int_{E_{z\min}}^{E_{z\max}} dz \int dE_z nn_E(r, z, t, E_z) \cdot \varepsilon(E_z). \quad (1.9)$$

Здесь N_D — число нейтронов, испытавших пп-столкновения в объеме ЭК за время п-импульса реактора τ и зарегистрированных детектором (эффект), $\varepsilon(E_z)$ — эффективность регистрации нейтронов с энергией E_z детектором КС, $\Omega_{\text{эф}}$ — эффективный телесный угол детектора в принятой КС, $E_{z\min}$, $E_{z\max}$ — соответственно, минимальное и максимальное значения энергий нейтронов в выбранном временном окне регистрации МВП.

Для расчетов была разработана специальная программа (МКИ) вычисления многократных интегралов, входящих в соотношения (1.6–1.9), в которой интегрирование осуществлялось методом Монте-Карло. Контроль проводимых по этой программе вычислений осуществлялся в тестовых расчетах.

Как и в предыдущих работах [2,6,7], в расчетах было принято сепарабельное представление функции поверхностного источника в ЭК:

$$q = S(t) \cdot F(z) \cdot \psi(\delta) \cdot M(E). \quad (1.10)$$

Далее будем считать, что функции $F(z)$ [см⁻²] и $\psi(\delta)$ [стер⁻¹], характеризующие, соответственно, пространственное и угловое распределения нейтронов на поверхности ЭК, нормированы на единицу

$$2\pi R \int_{-H/2}^{H/2} F(z) dz = 1, \quad 2\pi \int_0^{\pi/2} \psi(\delta) \cdot \sin \delta \cdot d\delta = 1,$$

а энергетическое распределение нейтронов источника $M(E)$ [эВ⁻¹·г⁻¹] нормировано на полное число нейтронов, испускаемых с поверхности ЭК в его полость при одном делении в АЗ (χ [н/ф])

$$\int_0^{\infty} M(E) dE = \chi.$$

При этих условиях функция $S(t)$ имеет смысл интенсивности делений [f/c] в АЗ, а функция q будет нормирована на полную интенсивность поверхностного источника нейтронов в ЭК:

$$(2\pi)^2 R \int_{-H/2}^{H/2} dz \cdot \int_0^{\pi/2} d\delta \cdot \int_0^{\infty} dE \cdot \sin \delta \cdot q(R, z, \delta, E, t) = \chi \cdot S(t).$$

Первоначально расчеты проводились в предположении стационарности n -источника $S(t) = \text{const} = S_0$, а затем — для источника с характерной для реактора ЯГУАР формой импульса.

2. Функция источника

Расчет функций $F(z)$, $\psi(\delta)$, $M(E)$, входящих в соотношение (1.10), был проведен методом Монте-Карло для модельной системы, максимально близкой к конструкторским схемам АЗ реактора ЯГУАР и планируемой КС (рис. 2). В результате для рассматриваемой системы была подтверждена возможность сепарабельного представления функции источника $q(R, z, \delta, E)$ и показано, что в области тепловых и эпитепловых энергий ($E < 1$ эВ) его пространственное распределение с хорошей точностью аппроксимируется функцией

$$F(z) [\text{см}^{-2}] = 1,524 \cdot 10^{-3} \cos \frac{\pi z}{H_z}, \quad H_z \approx 55,31 \text{ см}; \quad (2.1)$$

его угловая зависимость практически точно описывается распределением Ламберта

$$\psi(\mu) = \frac{\mu}{\pi} [\eta(\mu) - \eta(\mu - 1)], \quad (2.2)$$

где $\mu = \cos \delta$, $\eta(\mu)$ — единичная функция Хэвисайда; а энергетическое распределение $M(E)$ заметно отличается от соответствующего максвелловского спектра ($M_{\text{м}}(E) \sim E \cdot \exp(-E/kT)$, $kT = 0,025$ эВ) при низких энергиях $E < 10^{-2}$ эВ и очень сильно — при энергиях $E > 0,1$ эВ, что демонстрирует рис. 3.

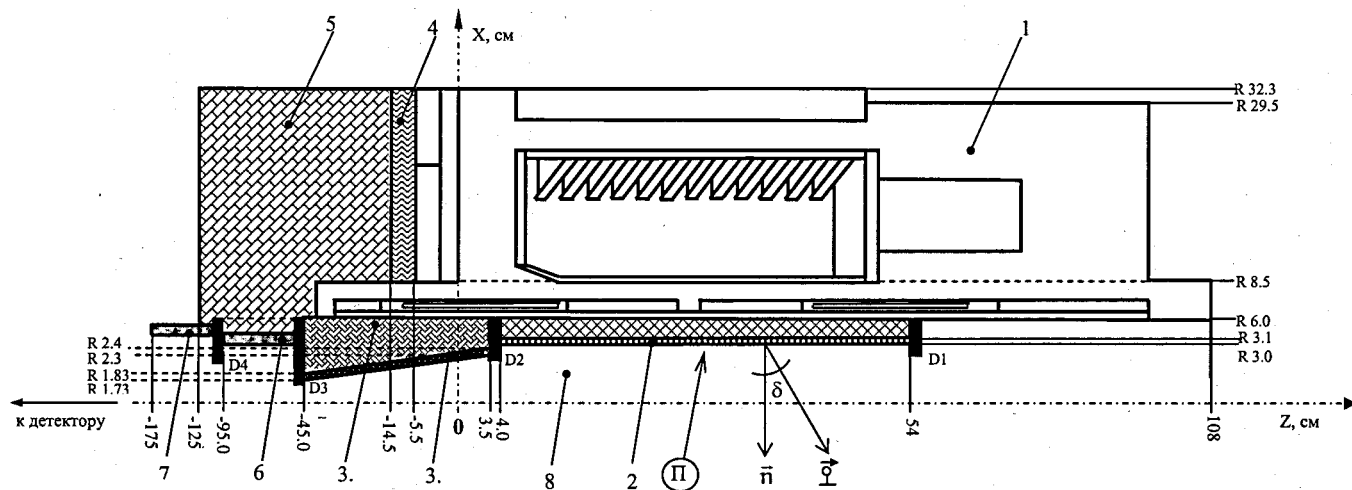


Рис. 2. Расчетная схема фрагмента коллимационной системы с реакторным блоком (Р).

Составы и плотности (ρ) областей:

1 – реакторный блок с CH_2 -конвертером ($R = 3$ см, $H = 50$ см);

2 – труба из Al, $\rho = 2.7$ г/см³;

3.1 – смесь воды с карбидом бора: $^{10}\text{B}_{0.785}^{11}\text{B}_{3.215}\text{C}_1\text{H}_{1.63}\text{O}_{0.815}$, $\rho = 1.9$ г/см³;

3.2 – Cd, $\rho = 8.6$ г/см³;

4 – карбид бора: $^{10}\text{B}_{0.785}^{11}\text{B}_{3.215}\text{C}_1$, $\rho = 1.5$ г/см³;

5 – полиэтилен с 5 вес. % бора ест.: $^{10}\text{B}_{0.004}^{11}\text{B}_{0.018}\text{C}_{0.326}\text{H}_{0.652}$, $\rho = 0.8$ г/см³;

6, 7 – многослойные трубы КВИ;

8 – вакуум, $\rho = 0$;

Di ($i=1, \dots, 4$) – диафрагмы из бора, обогащенного изотопом ^{10}B .

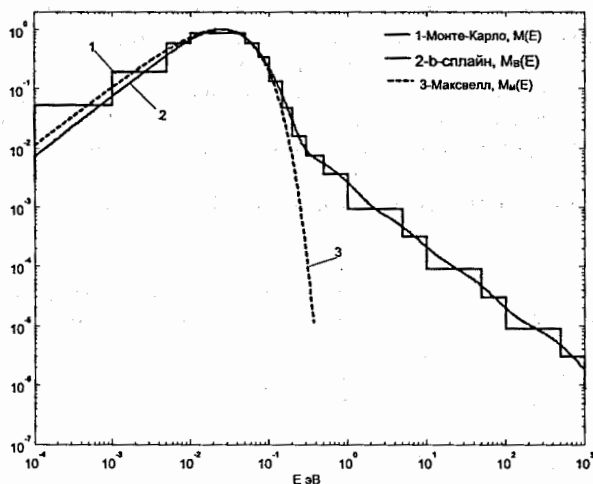


рис. 3. Энергетическая зависимость поверхностного источника нейтронов в ЭК реактора ГУАР (рис. 2) в относительных единицах ($M_{\text{M max}} = M_{\text{B max}} = 1$).

По этой причине в последующих вычислениях по программе МКИ использовалось найденное в расчетах методом Монте-Карло $33^{\text{г}}$ -групповое представление спектра $M(E)$. Такое же (исходное) представление в этих вычислениях было принято и для пространственного распределения источника $F(z)$: с шагом $z = 2$ см на длине ЭК $H = 50$ см.

В этом же цикле расчетов методом Монте-Карло (МК) для рассматриваемой системы (рис. 2) была определена плотность нейтронов в ряде точек $P(r, z)$ ЭК, которая тем сравнялась с соответствующими величинами, полученными по программе МКИ:

$$n(r, z) = S_0 \cdot n_J(r, z), \quad n_J(r, z) = R \int_0^{E_m} dE_1 \int_0^{2\pi} d\phi_1 \int_{-H/2}^{H/2} dz_1 \frac{J(r, z; z_1, \phi_1, E_1)}{d^2(r, z; z_1, \phi_1) \cdot v(E_1)},$$

$$\bar{n} = S_0 \cdot \bar{n}_J, \quad \bar{n}_J = \frac{2\pi}{V} \int_0^R dr \cdot r \int_{-H/2}^{H/2} dz \cdot n_J(r, z), \quad V = \pi \cdot R^2 \cdot H.$$

Здесь и далее: $J = F(z) \cdot \psi(\delta) \cdot M(E)$, E_m — граничная энергия нейтронов в спектре источника $M(E)$, учитываемая в расчетах.

Результаты проведенного сравнения для точек $P(r, z)$ на оси ЭК ($r = 0$) при $n = 1$ эВ, $R = 3$ см, $H = 50$ см приведены в таблице 1.

Таблица 1

плотность нейтронов n_i (10^{-10} с·г⁻¹·см⁻³) с энергией $E = (0-1)$ эВ в точках $P(0, z)$ ЭК.

z, см		25	14	0	-14	-25	$\bar{n}_J$ (1σ, %)
n_j 1σ, %)*	МК	5,673 (0,7)	26,24 (0,5)	36,89 (0,5)	26,33 (0,5)	5,771 (0,7)	—
	МКИ	5,489	26,12	36,62	26,16	5,559	25,91 (0,22)

Здесь и далее 1σ — среднеквадратичная погрешность расчетов, для МКИ — $1\sigma < 0,1\%$.

Из приведенных в таблице данных следует, что ИМП и сепарабельное представление функции источника, реализованные в программе МКИ, обеспечивают достаточно высокую точность вычислений: отличие проведенных расчетов функции $n_j(r, z)$ по ней и при прямом моделировании формирования нейтронного поля в ЭК методом Монте-Карло в наиболее значимой области объема ЭК не превышает ~1%.

В заключение раздела отметим важную особенность поля тепловых нейтронов в рассматриваемом ЭК: оно практически однородно вдоль радиуса канала, что является следствием достаточно большого отношения $H/R \cong 17$ для него.

3. Плотность нейтрон-нейтронных столкновений в экспериментальном канале реактора. Учет анизотропии нейтрон-нейтронного рассеяния

Согласно ИМП пространственное распределение плотности nn-столкновений для медленных нейтронов, когда можно считать выполненным условие (1.5), определяется соотношениями:

$$nn(r, z) = S_0^2 \cdot \sigma_{nn} \cdot nn_j(r, z), \quad (3.1)$$

$$nn_j(r, z) = \frac{R^2}{2} \int_0^{E_m} dE_2 \int_0^{2\pi} d\varphi_2 \int_{-H/2}^{H/2} dz_2 \frac{J_2(r, z; z_2, \varphi_2, E_2)}{d_2^2(r, z; z_2, \varphi_2) \cdot v_2(E_2)} \times \\ \times \int_0^{E_m} dE_1 \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \int_{-H/2}^{H/2} dz_1 \cdot v_R(r, z; E_1, E_2, \varphi_1, \varphi_2, z_1, z_2) \cdot \frac{J_1(r, z; z_1, \varphi_1, E_1)}{d_1^2(r, z; z_1, \varphi_1) \cdot v_1(E_1)}.$$

Соответственно, для средней плотности nn-столкновений в объеме рассматриваемого ЭК будем иметь

$$\overline{nn} = S_0^2 \cdot \sigma_{nn} \cdot \overline{nn}_j, \quad \overline{nn}_j = \frac{2\pi}{V} \int_0^R dr \cdot r \int_{-H/2}^{H/2} dz \cdot nn_j(r, z). \quad (3.2)$$

Результаты вычисления указанных выше величин по программе МКИ при исходных данных, указанных в разделе 2, и нескольких значениях граничной энергии E_m представлены в таблице 2*.

Таблица 2

Плотность nn-столкновений в точках $P(0, z)$ ЭК. Расчет по программе МКИ.

z, см	$nn_j, 10^{-14} \text{ c/}^2\text{см}^3 (1\sigma, \%)$				
	$E_m = 0,1 \text{ эВ}$	$E_m = 1 \text{ эВ}$	$E_m = 10 \text{ эВ}$	$E_m = 100 \text{ эВ}$	$E_m = 1000 \text{ эВ}$
25	3,461 (0,1)	4,791 (0,1)	5,351 (0,1)	5,906 (0,1)	6,455 (0,1)
14	97,02 (0,03)	132,1 (0,03)	145,3 (0,03)	158,1 (0,03)	170,5 (0,03)
0	191,8 (0,02)	261,1 (0,02)	287,1 (0,02)	312,1 (0,02)	336,6 (0,02)
-14	97,35 (0,03)	132,5 (0,03)	145,8 (0,03)	158,6 (0,03)	171,1 (0,03)
-25	3,544 (0,1)	4,904 (0,1)	5,478 (0,1)	6,046 (0,1)	6,607 (0,1)
$\overline{nn}_j, 10^{-14} \text{ c/}^2\text{см}^3 (1\sigma, \%)$	108,1 (1,1)	147,2 (1,1)	161,8 (1,1)	175,9 (1,1)	189,7 (1,2)

* Здесь и в последующих разделах контроль полученных результатов осуществлялся в тестовой задаче, приведенной в Приложении 1.

Как следует из представленных в таблице 2 данных, величины $\overline{nn}_J$, $\overline{nn}_J$ существенно зависят от граничной энергии E_m в спектре источника нейтронов $M(E)$. Поскольку в рассматриваемом диапазоне энергий ($E \leq 10^3$ эВ), $\sigma_{nn} \approx \text{const}$ (1.5), это означает, что плотность пп-столкновений в ЭК определяется не только столкновениями тепловых нейтронов ($E \leq 1$ эВ), но и в значительной степени — столкновениями надтепловых нейтронов ($E > 1$ эВ).

Найденные значения $\overline{nn}_J$ позволяют получить оценку средней по объему ЭК дифференциальной плотности нейтронов, скорости которых после пп-столкновений направлены вдоль оси ЭК (OZ) в сторону детектора:

$$\overline{nn}_z = S_0^2 \cdot \sigma_{nn} \cdot \overline{nn}_J, \quad \overline{nn}_J \approx \frac{2\overline{nn}_J}{4\pi}, \quad (3.3a)$$

откуда при $E_m = 1$ эВ (см. таблицу 2) следует

$$\overline{nn}_J = 2,34 \cdot 10^{-13} \cdot \frac{c}{f^2 \cdot \text{см}^5 \cdot \text{стер}}. \quad (3.36)$$

В этой оценке предполагается изотропия пп-рассеяния в лабораторной системе (л.с.) координат. Однако согласно (1.2) пп-рассеяние в л.с. — анизотропно. С учетом анизотропии пп-рассеяния дифференциальная плотность нейтронов, скорости которых после пп-столкновений направлены вдоль оси ЭК в сторону детектора, определяется соотношениями:

$$\overline{nn}_z(r, z) = \frac{dnn(r, z, \vec{e}_z)}{d\Omega} = S_0^2 \cdot \sigma_{nn} \cdot nn_J(r, z) \quad (3.4)$$

$$\begin{aligned} nn_J(r, z) = & R^2 \int_0^{E_m} dE_2 \int_0^{2\pi} d\varphi_2 \int_{-H/2}^{H/2} dz_2 \frac{J_2(r, z; z_2, \varphi_2, E_2)}{d_2^2(r, z; z_2, \varphi_2) \cdot v_2(E_2)} \times \\ & \times \int_0^{E_m} dE_1 \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \int_{-H/2}^{H/2} dz_1 \cdot v_R(r, z; E_1, E_2, \varphi_1, \varphi_2, z_1, z_2) \cdot g_z(r, z; E_1, E_2, \varphi_1, \varphi_2, z_1, z_2) \times \\ & \times \frac{J_1(r, z; z_1, \varphi_1, E_1)}{d_1^2(r, z; z_1, \varphi_1) \cdot v_1(E_1)}; \quad \overline{nn}_J = \frac{2\pi}{V} \int_0^R dr \cdot r \int_{-H/2}^{H/2} dz \cdot nn_J(r, z). \end{aligned}$$

Здесь:

$$g_z = \begin{cases} \frac{1}{\pi} \cdot \frac{v_c}{v_R} \cdot \frac{2\mu_c^2 - \mu_m^2}{\sqrt{\mu_c^2 - \mu_m^2}} \cdot [\eta(\mu_c - \mu_m) - \eta(\mu_c - 1)] & \text{при } 0 \leq \mu_R \leq 1 \\ \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{v_c}{v_R} \cdot \frac{(\mu_c + \sqrt{\mu_c^2 - \mu_m^2})^2}{\sqrt{\mu_c^2 - \mu_m^2}} \cdot [\eta(\mu_c + 1) - \eta(\mu_c - 1)] & \text{при } -1 \leq \mu_R \leq 0 \end{cases},$$

$$\mu_m^2 = \frac{v_1 v_2 \mu_R}{v_c^2}, \quad \mu_c = \frac{1}{2} \cdot \frac{v_1 \mu_1 + v_2 \mu_2}{v_c},$$

$$\mu_i = \frac{z - z_i}{d_i}, \quad i = 1, 2, \quad v_c = \frac{1}{2} \sqrt{v_1^2 + v_2^2 + 2v_1 v_2 \mu_R}.$$

Результаты вычисления величин $\overline{nn}_J(r, z)$ по программе МКИ при ранее принятых исходных данных и граничной энергии $E_m = 1$ эВ приведены в таблице 3.

Дифференциальная плотность нейтронов $\text{nn}_z(r, z)$ [$10^{-14} \text{ с} \cdot \text{г}^{-2} \cdot \text{см}^{-5} \cdot \text{стер}^{-1}$] в точках $P(0, z)$ ЭК при $E_m = 1$ эВ. Расчёт по программе МКИ.

$z_i, \text{ см}$	25	14	0	-14	-25
$\text{nn}_z(1\sigma, \%)$	3,086 (0,08)	26,13 (0,03)	39,53 (0,03)	14,80 (0,05)	0,0386 (0,6)

Средняя по объёму ЭК дифференциальная плотность нейтронов, скорости которых после пп-столкновений направлены в сторону детектора, в рассматриваемой системе при $E_m = 1$ эВ оказалась равной

$$\overline{\text{nn}_z} = 2,29 \cdot 10^{-13} \frac{\text{с}}{\text{г}^2 \cdot \text{см}^5 \cdot \text{стер}} \quad (1\sigma \cong 0,9\%). \quad (3.5)$$

Из сравнения этой величины с оценкой (3.3) видно, что их различие составляет $\sim 2\%$. Небольшое отличие между ними получено также и в работе [2]. Однако, следует заметить, что пространственное распределение плотности $\text{nn}_z(r, z)$ вдоль оси ЭК существенно отличается от соответствующего распределения плотности $\text{nn}_j(r, z)$: если второе из них примерно симметрично относительно центра ЭК ($z = 0$), то первое — существенно асимметрично (см. таблицы 2, 3). В радиальном направлении как функция $\text{nn}_z(r, z)$, так и функция $\text{nn}_j(r, z)$ при $z = \text{const}$ могут считаться примерно однородными в области $0 \leq r \leq R$, что, как уже отмечалось, является следствием достаточно большого отношения H/R для рассматриваемого ЭК.

В заключение раздела приведем оценку полного числа пп-столкновений в ЭК за импульс (NN), числа нейтронов в ЭК за импульс, скорости которых после пп-столкновений направлены в сторону детектора (NN_z), и числа зарегистрированных им нейтронов (N_D), испытавших пп-столкновения в ЭК, за импульс. При числе делений в АЗ реактора за импульс $N_f \cong 10^{18}$ ф, длительности импульса $\tau_{1/2} \cong 0,8$ мс, $V \cong 1,4 \cdot 10^3 \text{ см}^3$, $\sigma_{nn} \cong 10$ б, $E_m \cong 1$ эВ согласно (3.2), (3.4), (3.5) получим:

$$NN \cong N_f^2 \cdot \tau_{1/2}^{-1} \cdot V \cdot \overline{\text{nn}_j} \cdot \sigma_{nn} \cong 2,6 \cdot 10^7, \quad S_0 \cong N_f \cdot \tau_{1/2}^{-1},$$

$$NN_z \cong N_f^2 \cdot \tau_{1/2}^{-1} \cdot V \cdot \overline{\text{nn}_z} \cdot \sigma_{nn} \cong 4,0 \cdot 10^6 \text{ стер}^{-1},$$

$$N_D \cong NN_z \cdot \Omega_{\text{эф}} \cdot \varepsilon,$$

где $\Omega_{\text{эф}}$ — эффективный телесный угол детектора [стер], ε — эффективность регистрации нейтронов детектором. Если, как в [2], принять $\varepsilon \cong 100\%$, $\Omega_{\text{эф}} \cong 6,4 \cdot 10^{-5}$ стер, то число зарегистрированных детектором нейтронов, испытавших пп-столкновения в ЭК за максимальный п-импульс реактора, при $E_m = 1$ эВ составит величину $N_D \cong 2,6 \cdot 10^2$ 1/имп., что несколько больше значения $N_D \cong 180$ 1/имп., приведенного в работах [2,7].

4. Трансформация энергетического спектра нейтронов при нейтрон-нейтронном рассеянии

Как отмечено в разделе 1, наиболее детальной характеристикой п-поля в ЭК, определяющей регистрируемый эффект в предстоящем эксперименте, является дважды дифференциальная плотность нейтронов, скорости которых после пп-рассеяния в точке $P(r, z)$ направлены вдоль оси ЭК в сторону детектора. Согласно (1.6) после

интегрирования по одной из энергетических переменных (E_1) с учетом δ -функции, входящей в функцию рассеяния (1.2), она определяется соотношением:

$$nn_E(r, z, E_z) = \frac{d^2 nn(r, z, E, \vec{e}_z)}{d\Omega \cdot dE} = S_0^2 \cdot \sigma_{nn} \cdot nn_{EJ}(r, z, E_z), \quad (4.1)$$

$$nn_{EJ}(r, z, E_z) = \frac{R^2 \cdot v_z}{\pi} \int_0^{E_m} dE_2 \int_0^{2\pi} d\varphi_2 \int_{-H/2}^{H/2} dz_2 \frac{F(z_2) \cdot \psi(\delta_2) \cdot M(E_2)}{d_2^2(r, z; z_2, \varphi_2) \cdot v_2(E_2)} \times \\ \times \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \int_{-H/2}^{H/2} dz_1 \frac{F(z_1) \cdot \psi(\delta_1)}{d_1^2(r, z; z_1, \varphi_1)} \cdot \frac{M(b^{-2}u^2)}{|v_R \mu_R - v_z \mu_1|} \cdot [\eta(u) - \eta(u - v_m)].$$

Здесь

$$u \equiv u(r, z, E_z; z_1, z_2, \varphi_1, \varphi_2, E_2) = \frac{v_z(v_2 \mu_2 - v_z)}{v_2 \mu_R - v_z \mu_1}, \quad v_z = b\sqrt{E_z}, \quad v_m = b\sqrt{E_m}.$$

В расчетах определялись средние по отдельным областям ЭК с объемами $V_i = \pi R^2 \Delta z_i$ и всему объему ЭК энергетические зависимости плотности нейтронов, скорости которых после пп-столкновений направлены вдоль оси ЭК в сторону детектора

$$\overline{nn}_{E,i}(E_z) = S_0^2 \cdot \sigma_{nn} \cdot \overline{nn}_{EJ,i}(E_z), \quad \overline{nn}_{EJ,i}(E_z) = \frac{2\pi R}{V_i} \int_0^R dr \cdot r \int_{\Delta z_i} dz \cdot nn_{EJ}(r, z, E_z), \quad (4.2)$$

$$\overline{nn}_{EJ}(E_z) = \frac{2\pi R}{V} \int_0^R dr \cdot r \int_{-H/2}^{H/2} dz \cdot nn_{EJ}(r, z, E_z) = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^7 \overline{nn}_{EJ,i} \cdot V_i, \quad V = \sum_{i=1}^7 V_i = \pi R^2 H.$$

При этом высота ЭК ($H = 50$ см) разбивалась на семь примерно равных частей ($i = 1, 2, \dots, 7$).

Расчеты были проведены для двух значений граничной энергии в спектре источника $E_m = 1$ эВ и 10^3 эВ. В результате было показано, что спектры нейтронов, испытавших пп-столкновения в различных областях ЭК, заметно отличаются между собой. Существенно отличаются они и от спектра источника $M(E)$, что демонстрирует рис. 4, где этот спектр сравнивается со средним по всему объему ЭК энергетическим распределением плотности нейтронов $\overline{nn}_{EJ}(E_z)$ при $E_m = 10^3$ эВ, рассеянных после пп-столкновений в сторону детектора. Однако важным является то, что в тепловой области энергий нейтронов $E_z \leq 0,2$ эВ функция $\overline{nn}_{EJ}(E_z)$ практически не зависит от граничной энергии E_m в спектре нейтронного источника. А это означает, что, несмотря на значительный вклад надтепловых нейтронов в плотность пп-столкновений в ЭК (см. таблицу 2), их роль в формировании спектра тепловых нейтронов (с энергиями $E_z < 0,2$ эВ), направленных после пп-столкновений в сторону детектора, пренебрежимо мала.

Полученные данные были использованы для расчета ожидаемого "эффекта" N_D в планируемой постановке измерений σ_{nn} с коллимационной системой, схема которой показана на рис. 5.

С этой целью необходимое для определения "эффекта" (1.9) значение $\Omega_{эф}$ для рассматриваемой КС вычислялось методом Монте-Карло по программе ПРИЗМА при условии, что в полости ЭК задан объемный изотропный источник нейтронов с нормированным на единицу пространственно-энергетическим распределением $\overline{nn}_{E,i}(E_z)$, $i = 1, 2, \dots, 7$ (4.2), найденным по программе МКИ в интервале

энергий $E_z = (0-1)$ эВ. В каждой из областей ЭК с объемом V_i источник считался пространственно-однородным.

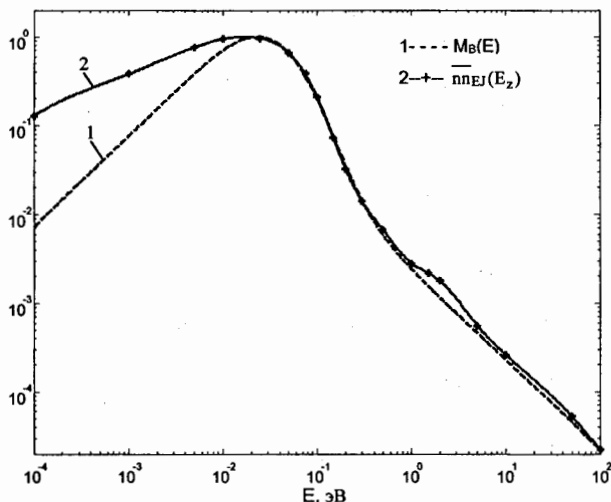


Рис. 4. Энергетическая зависимость поверхностного источника нейтронов в ЭК (1) и средней по его объему плотности нейтронов (2), рассеянных после np -столкновений в сторону детектора при $E_m = 10^3$ эВ, в относительных единицах ($M_{B\max} = \overline{npEJ}_{\max} = 1$).

Аналогичные вычисления были проведены и для нескольких других вариантов распределений $\Pi(r, z, E_z)$. В частности, был рассмотрен объемный изотропный источник в ЭК с пространственно-энергетическим распределением $\Pi(r, z, E_z) \sim F(z) \cdot M(E_z)$ ($E_z = (0-1)$ эВ, см. раздел 2), которое следует ожидать при рассеянии нейтронов источника на тяжелом инертном газе (Ar), которым планируется заполнить ЭК в модельном эксперименте. Такой эксперимент планируется провести в качестве одного из этапов подготовки к зачетному измерению [1,2].

В расчетах определялись числа ${}^3\text{He}(n,p)\text{T}$ -реакций в ${}^3\text{He}$ -детекторе рассматриваемой коллимационной системы, нормированные на один нейтрон объемного источника в ЭК. Они определяют вероятность W регистрации нейтронов такого источника, и, как следствие, значение эффективного телесного угла с учетом эффективности детектора $\epsilon(E)$: $\bar{\epsilon}\Omega_{\text{эф}} = 4\pi W$, где $\bar{\epsilon}$ — средняя по спектру нейтронов объемного источника эффективность ${}^3\text{He}$ -детектора.

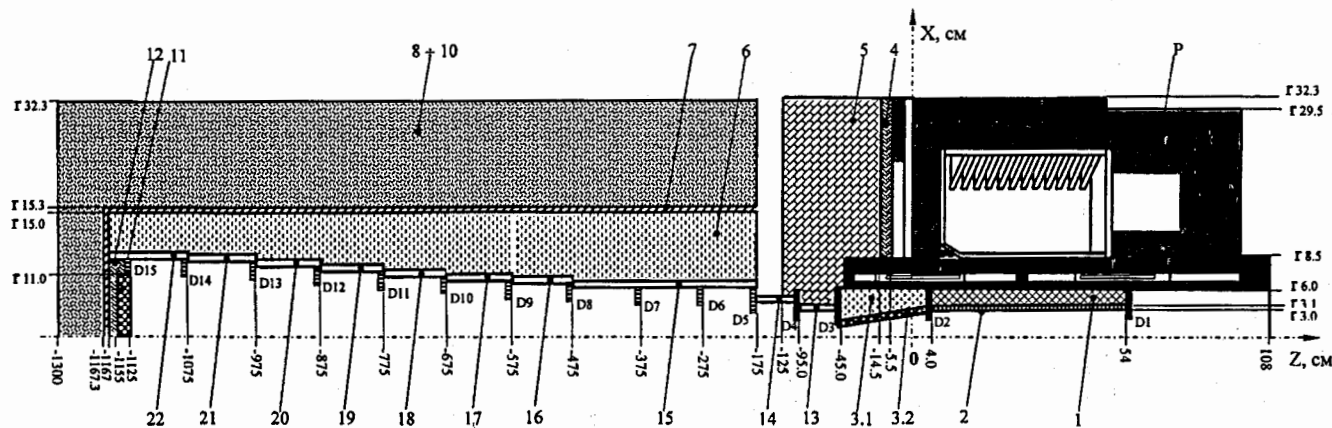


Рис. 5. Расчетная осе-симметричная модель коллимационной системы KC14 с реакторным блоком и детектором. Размеры в см.

Составы и плотности (ρ) областей:

P – реакторный блок;

1 – полиэтилен: CH_2 , $\rho = 0.92 \text{ г/см}^3$; 2 – труба из Al, $\rho = 2.7 \text{ г/см}^3$;

3.1 – смесь воды с карбидом бора: $^{10}\text{B}_{0.785}^{11}\text{B}_{3.215}\text{C}_1\text{H}_{1.63}\text{O}_{0.815}$, $\rho = 1.9 \text{ г/см}^3$; 3.2 – Cd, $\rho = 8.6 \text{ г/см}^3$;

4, 12 – карбид бора (в яд. долях): $^{10}\text{B}_{0.776}^{11}\text{B}_{3.224}\text{C}$, $\rho = 1.5 \text{ г/см}^3$;

5 – полиэтилен с 5 вес. % бора ест. (в яд. долях): $^{10}\text{B}_{0.004}^{11}\text{B}_{0.018}\text{C}_{0.326}\text{H}_{0.652}$, $\rho = 0.8 \text{ г/см}^3$;

6 – вода с 5 вес. % бора ест. (в яд. долях): $^{10}\text{B}_{0.005}^{11}\text{B}_{0.023}\text{O}_{0.324}\text{H}_{0.648}$, $\rho = 1.0 \text{ г/см}^3$;

7 – сталь (в вес. %): Cr(18) Ni(10) Mn(2.0) C(0.12) Si(0.8) Ti(0.8) S(0.02) P(0.035) Fe(68.225), $\rho = 7.8 \text{ г/см}^3$;

8 ÷ 10 – внешнее окружение закладной трубы КВИ;

11 – детектор: ^3He , $\rho = 1.21 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3$;

13 ÷ 22 – секции КВИ с нейтронно-поглощающими слоями из Cd и B_4C ;

Di ($i=1, \dots, 15$) – коллимирующие диафрагмы из бора;

23 – вакуум, $\rho = 0$.

Расчеты показали, что для принятой схемы КС величина $\bar{\epsilon}\Omega_{эф}$ для всех рассмотренных вариантов распределений $\Pi(r, z, E_z)$ оказалась практически одинаковой и равной $\approx 9,1 \cdot 10^{-5}$ стер. Используя это значение параметра $\bar{\epsilon}\Omega_{эф}$ согласно (1.9) при $N_f = 10^{18}$ ф, $\tau_{1/2} = 0,8$ мс, $\sigma_{nn} \approx 10$ б, $V \approx 1,41 \cdot 10^3$ см³, $0 \leq E_z \leq 1$ эВ, чему соответствует

$$\int_0^{1,3 \text{ эВ}} nn_{EJ}(E_z) dE_z \approx 2,32 \cdot 10^{-13} \text{ с} \cdot (\text{г}^2 \cdot \text{см}^5 \cdot \text{стер})^{-1},$$

получим $N_D \approx 370$ 1/имп, что примерно в два раза больше соответствующей оценки, приведенной в работах [2,7]. Если, исходя из предполагаемого временного окна регистрации МВП, в этой оценке принять 10^{-3} эВ $\leq E_z \leq 0,1$ эВ, то

$$\int_{0,001 \text{ эВ}}^{0,13 \text{ эВ}} nn_{EJ}(E_z) dE_z \approx 1,88 \cdot 10^{-13} \text{ с} \cdot (\text{г}^2 \cdot \text{см}^5 \cdot \text{стер})^{-1}$$

и, следовательно, $N_D \approx 300$ 1/имп.

Из этих же данных следуют два важных вывода:

- во-первых, при расчете время-пролетных спектров нейтронов, испытавших nn-столкновения в ЭК, возможен переход к их усредненному по объему ЭК энергетическому распределению $\bar{nn}_E(E_z)$;
- и, во-вторых, величина $\bar{\epsilon}\Omega_{эф}$, необходимая для интерпретации результатов измерений в зачетном эксперименте по определению сечения σ_{nn} , с погрешностью $< 1\%$ может быть измерена в модельном эксперименте с заполнением ЭК инертными газами (He, Ar), как это предлагается в работах [1,2].

5. О временной зависимости плотности нейтрон-нейтронных столкновений

Оценку влияния нестационарности источника на формирование поля нейтронов, определяющего исследуемый эффект, проведем на примере расчета плотности столкновений тепловых нейтронов в ЭК.

В этом случае, если принять сепарабельное представление поверхностного п-источника (1.10), согласно ИМП будем иметь

$$nn(r, z, t) = \sigma_{nn} \cdot nn_{IJ}, \quad (5.1)$$

$$nn_{IJ}(r, z, t) = \frac{R^2 E_m}{2} \int_0^{E_m} dE_2 \int_0^{2\pi} d\varphi_2 \int_{-H/2}^{H/2} dz_2 \frac{S\left(t - \frac{d_2}{v_2}\right) \cdot J_2(r, z; z_2, \varphi_2, E_2)}{d_2^2(r, z; z_2, \varphi_2) \cdot v_2(E_2)} \times \\ \times \int_0^{E_m} dE_1 \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \int_{-H/2}^{H/2} dz_1 \cdot v_R(r, z; E_1, E_2, \varphi_1, \varphi_2, z_1, z_2) \cdot \frac{S\left(t - \frac{d_1}{v_1}\right) \cdot J_1(r, z; z_1, \varphi_1, E_1)}{d_1^2(r, z; z_1, \varphi_1) \cdot v_1(E_1)},$$

где $S(t) = N_f \cdot f_T(t)$, $N_f[f]$ — полное число делений в АЗ реактора за импульс, $f_T(t)$ [с⁻¹] — нормированная на единицу, измеренная временная зависимость тока тепловых нейтронов на внутренней поверхности ЭК:

$$\int_0^{\infty} f_T(t) dt = 1. \quad (5.2)$$

Если время пролета теплового нейтрона в ЭК существенно меньше длительности фронта нейтронного импульса ($d/v_T < \tau_{\Phi}$, $v_T \sim 2 \cdot 10^5$ см/с), что можно считать выполненным для рассматриваемых условий в планируемом эксперименте на реакторе ЯГУАР, то функция $S\left(t - \frac{d_i}{v_i}\right)$, $i = 1, 2$ приближенно может быть представлена

разложением:

$$S\left(t - \frac{d_i}{v_i}\right) \cong S(t) - S'(t) \cdot \frac{d_i}{v_i} + \frac{1}{2} S''(t) \cdot \left(\frac{d_i}{v_i}\right)^2.$$

В результате для средней по объему ЭК плотности пп-столкновений получим:

$$\overline{nn}_U(t) = N_f^2 f_T^2(t) \cdot \overline{nn}_J \cdot A(t), \quad (5.3)$$

где

$$\begin{aligned} A(t) &= 1 - \frac{I_1}{I_0} \cdot \frac{f'_T(t)}{f_T(t)} + \frac{I_2}{I_0} \cdot \left(\frac{f'_T(t)}{f_T(t)}\right)^2 + \frac{1}{2} \cdot \frac{I_3}{I_0} \cdot \frac{f''_T(t)}{f_T(t)}; \\ I_0 &= \frac{R^2}{2V} \cdot \int_0^R dr \cdot r \int_{-H/2}^{H/2} dz \cdot \int_0^{E_m} dE_1 \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \cdot \int_{-H/2}^{H/2} dz_1 \cdot \int_0^{E_m} dE_2 \int_0^{2\pi} d\varphi_2 \int_{-H/2}^{H/2} dz_2 \cdot \frac{v_R \cdot J_1 \cdot J_2}{d_1^2 \cdot d_2^2 \cdot v_1 \cdot v_2} = \overline{nn}_J; \\ I_1 &= \frac{R^2}{2V} \cdot \int_0^R dr \cdot r \int_{-H/2}^{H/2} dz \cdot \int_0^{E_m} dE_1 \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \cdot \int_{-H/2}^{H/2} dz_1 \cdot \int_0^{E_m} dE_2 \int_0^{2\pi} d\varphi_2 \int_{-H/2}^{H/2} dz_2 \cdot \frac{v_R \cdot J_1 \cdot J_2}{d_1^2 \cdot d_2^2 \cdot v_1 \cdot v_2} \cdot \left(\frac{d_1}{v_1} + \frac{d_2}{v_2}\right); \\ I_2 &= \frac{R^2}{2V} \cdot \int_0^R dr \cdot r \int_{-H/2}^{H/2} dz \cdot \int_0^{E_m} dE_1 \cdot \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \cdot \int_{-H/2}^{H/2} dz_1 \cdot \int_0^{E_m} dE_2 \int_0^{2\pi} d\varphi_2 \int_{-H/2}^{H/2} dz_2 \cdot \frac{v_R \cdot J_1 \cdot J_2}{d_1^2 \cdot d_2^2 \cdot v_1 \cdot v_2} \cdot \frac{d_1}{v_1} \cdot \frac{d_2}{v_2}; \\ I_3 &= \frac{R^2}{2V} \cdot \int_0^R dr \cdot r \int_{-H/2}^{H/2} dz \cdot \int_0^{E_m} dE_1 \cdot \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \cdot \int_{-H/2}^{H/2} dz_1 \cdot \int_0^{E_m} dE_2 \int_0^{2\pi} d\varphi_2 \int_{-H/2}^{H/2} dz_2 \times \\ &\quad \times \frac{v_R \cdot J_1 \cdot J_2}{d_1^2 \cdot d_2^2 \cdot v_1 \cdot v_2} \left[\left(\frac{d_1}{v_1}\right)^2 + \left(\frac{d_2}{v_2}\right)^2 \right]. \end{aligned}$$

Для рассматриваемых условий значения интегралов I_i , $i = 0, 1, 2, 3$ при $E_m = 1$ эВ, вычисленные по программе МКИ, оказались равными ($1\sigma \leq 1\%$):

$$\begin{aligned} I_0 &= 1,47 \cdot 10^{-12} \text{ с}/(\text{г}^2 \cdot \text{см}^5), & I_1 &= 4,58 \cdot 10^{-17} \text{ с}^2/(\text{г}^2 \cdot \text{см}^5), \\ I_2 &= 3,32 \cdot 10^{-22} \text{ с}^3/(\text{г}^2 \cdot \text{см}^5), & I_3 &= 1,99 \cdot 10^{-21} \text{ с}^3/(\text{г}^2 \cdot \text{см}^5). \end{aligned}$$

Эти данные были использованы для оценки временного форм-фактора $A(t)$, входящего в соотношение (5.3). Соответствующие вычисления были проведены для импульса делений № 520 с энерговыделением $Q \cong 25$ МДж, полученного на реакторе ЯГУАР. Измеренная в этом пуске форма п-импульса $f_n(t)$, нормированная условием (5.2), показана на рис. 6. Там же приведены функция $f_{nn}(t) = f_T^2(t) \cdot A(t)$, характеризующая временную зависимость средней плотности пп-столкновений в объеме ЭК, и форм-фактор $A(t)$ в предположении, что $f_T(t) \cong f_n(t)$.

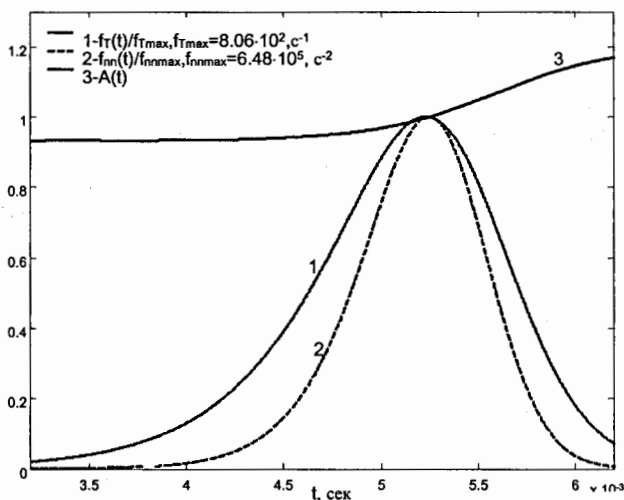


Рис. 6. Форма импульса делений № 520 реактора ЯГУАР (1), временная зависимость средней плотности пп-столкновений в ЭК (2) и форм-фактор (3) в этом импульсе.

Как видно из рисунка, полуширина временной зависимости $f_{nn}(t)$ заметно меньше соответствующей величины импульса делений, что благоприятно для использования МВП при регистрации эффекта; а значение форм-фактора $A(t)$ заметно отличается от единицы только на краях этого распределения: причем на переднем фронте импульса делений он меньше единицы, а на заднем его фронте — больше единицы.

Если выражение (5.3) проинтегрировать по времени и перейти к определению полного числа пп-столкновений в ЭК за импульс (NN), то при условии $f_T(0) = f_T(\infty) = 0$ получим

$$NN = N_f^2 \tau_{\text{эф}}^{-1} \cdot V \cdot \overline{nn}_J \cdot (1 + \delta_A) \cdot \sigma_{nn}, \quad \tau_{\text{эф}}^{-1} = \int_0^{\infty} f_T^2(t) dt \quad (5.4)$$

$$\delta_A = -\frac{a}{2} \cdot \frac{I_3 - 2I_2}{I_0}, \quad a = \tau_{\text{эф}} \cdot \int_0^{\infty} (f_T'(t))^2 dt.$$

Соотношение (5.4) показывает, что для планируемого эксперимента по определению сечения σ_{nn} требуется не только достаточно точное мониторингирование числа делений в АЗ реактора N_f , но и не менее точное мониторингирование формы импульса тепловых нейтронов $f_T(t)$ в ЭК.

Поправка δ_A к полному числу пп-столкновений в ЭК за время импульса, связанная с нестационарностью источника, имеет отрицательный знак. Для рассматриваемого импульса № 520 с энергосвободением $Q = 25$ МДж ($\tau_{\text{эф}} \cong 1,87$ мс, $a = 2,16 \cdot 10^6$ с⁻²) она равна $|\delta_A| \cong 0,1\%$. Столь малое значение этой поправки объясняется тем, что возмущающее действие форм-фактора $A(t)$ на переднем и заднем фронтах п-импульса носит противоположный знак и тем самым частично компенсируется. Поэтому в первом приближении её влиянием на величину NN можно пренебречь.

В заключение раздела отметим, что, как следует из рассмотренного примера с импульсом № 520, величина $\tau_{\text{эф}}$, имеющая согласно (5.4) смысл эффективной длительности импульса тепловых нейтронов в ЭК по отношению к пп-рассеянию, заметно больше его полуширины $\tau_{1/2}$, ранее использованной в качестве $\tau_{\text{эф}}$ при оценках величин NN , NN_z , N_D в работе [2] и разделах 3, 4 настоящей работы. Поэтому приведенные там оценки этих величин носят завышающий характер.

6. Заключение

Для предстоящего эксперимента по прямому измерению нейтрон-нейтронного (nn) рассеяния на реакторе ЯГУАР [1,2] приведены соотношения для вычисления плотности пп-столкновений в экспериментальном канале (ЭК) полиэтиленового конвертора планируемой измерительной установки с реактором ЯГУАР; плотности нейтронов в ЭК, скорости которых после пп-рассеяния направлены в сторону детектора вдоль оси коллимационной системы (КС), входящей в состав измерительной установки; энергетического распределения плотности нейтронов в ЭК, направленных после пп-столкновений в сторону детектора; ожидаемого числа актов регистрации нейтронов, испытавших пп-столкновения в ЭК, детектором тепловых нейтронов КС за один импульс делений в активной зоне реактора ЯГУАР ("эффекта"); поправки к плотности пп-столкновений в ЭК, связанной с временной формой импульса делений в АЗ.

Соотношения получены на основе интегрального метода Пайерлса с использованием явного вида функции пп-рассеяния в лабораторной системе координат [8,9]. Для численных расчетов по приведенным соотношениям разработана программа МКИ. Контроль проведенных по ней вычислений осуществлялся в специально подобранной тестовой задаче, допускающей аналитическое решение.

Дан подробный анализ результатов расчетов характеристик нейтронного поля, формирующегося при пп-рассеянии в рассматриваемой модели ЭК, и приведена оценка ожидаемого "эффекта".

Приложение 1

Для контроля вычислений многократных интегралов, входящих в определение функций $nn_I(r, z)$, $nn_z(r, z)$ и $nn_{EJ}(r, z, E_z)$, по разработанной программе МКИ были проведены тестовые расчеты этих величин на оси ЭК ($r = 0$) с модельным поверхностным источником нейтронов в форме (1.10), где

$$F(z) = \frac{1}{2\pi R} \delta(z), \quad \psi(\delta) = \frac{\cos \delta}{\pi}, \quad M(E) = \chi \cdot \delta(E - E_0). \quad (\text{П1.1})$$

При этих условиях выражения (3.1), (3.4) и (4.1) для указанных величин существенно упрощаются и принимают вид:

$$nn_I(z, r=0) = \frac{2\chi^2}{\pi^3 R^4 v_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\beta^2 + 1)^7}}, \quad (\text{П1.2})$$

$$nn_z(z, r=0) = \frac{\chi^2}{2\pi^4 R^4 v_0} \cdot \frac{J_z(\beta)}{\sqrt{(\beta^2 + 1)^7}}, \quad (\text{П1.3})$$

$$J_z(\beta) = \begin{cases} 0, & \beta \leq -1 \\ \frac{1}{\beta^2} \int dx \frac{(\beta + \sqrt{x})^2}{\sqrt{x(1-x^2)}}, & -1 \leq \beta \leq 0 \\ \frac{1}{\beta^2} \int dx \frac{(\beta + \sqrt{x})^2}{\sqrt{x(1-x^2)}} + 2 \int_0^{\beta^2} dx \frac{\beta^2 + x}{\sqrt{x(1-x^2)}}, & 0 \leq \beta \leq 1 \\ 2 \int_0^1 dx \frac{\beta^2 + x}{\sqrt{x(1-x^2)}}, & 1 \leq \beta \end{cases}$$

$$nn_{EJ}(z, E_z, r=0) = \frac{\chi^2}{2\pi^4 R^4 v_0 E_0} \cdot \frac{\sqrt{\gamma} \cdot J_E(\beta, \gamma)}{(\beta^2 + 1)^2}, \quad (\text{П1.4})$$

$$J_E(\beta, \gamma) = \begin{cases} 0, & \beta \leq -1 \\ [1 - A(\beta, \gamma)]^{\frac{1}{2}} \cdot \left[\eta(\gamma) - \eta\left(\gamma - \frac{(\beta+1)^2}{\beta^2 + 1}\right) \right], & -1 \leq \beta \leq 1 \\ [1 - A(\beta, \gamma)]^{\frac{1}{2}} \cdot \left[\eta\left(\gamma - \frac{(\beta-1)^2}{\beta^2 + 1}\right) - \eta\left(\gamma - \frac{(\beta+1)^2}{\beta^2 + 1}\right) \right], & 1 \leq \beta \end{cases}$$

$$A(\beta, \gamma) = \left(\beta - \sqrt{\gamma(\beta^2 + 1)} \right)^4, \quad v_0 = b\sqrt{E_0}, \quad \beta = \frac{z}{R}, \quad \gamma = \frac{E_z}{E_0}. \quad (\text{П1.5})$$

Расчеты по формулам (П1.2-П1.5) были проведены при следующих исходных данных: $R = 3$ см, $\chi = 1$ г⁻¹, $E_0 = 0,025$ эВ, $b = 1,388 \cdot 10^6$ см · с⁻¹ · эВ^{-1/2}.

Их результаты приведены в таблицах П1.1–П1.3. Там же для сравнения показаны соответствующие результаты расчетов для источника (П1.1) по программе МКИ.

Таблица П1.1

Плотность nn-столкновений на оси ЭК ($r = 0$). Тестовый расчет с источником (П1.1).

z, см	nn _н , 10 ⁻¹² г ⁻² · с · см ⁻³ (1σ < 10 ⁻² %)						
	-5	-1,5	0	1,5	5	10	20
Формула (П1.2)	34,62	1662	3629	1662	34,62	0,587	5,73 · 10 ⁻³
Программа МКИ	34,63	1662	3629	1662	34,63	0,587	5,74 · 10 ⁻³

Таблица П1.2

Плотность нейтронов в ЭК при $r = 0$, рассеянных при nn-столкновениях вдоль его оси в сторону детектора. Тестовый расчет с источником (П1.1).

z, см	nn _д , 10 ⁻¹² г ⁻² · с · см ⁻³ · степ ⁻¹ (1σ, %)						
	-5	-1,5	0	1,5	5	10	20
Формула (П1.3)	0	26,37	346,2	463,9	46,74	2,833	0,1075
Программа МКИ	0	26,37 (0,01)	346,0 (0,01)	463,8 (0,01)	46,73 (0,03)	2,832 (0,03)	0,1074 (0,03)

Таблица П1.3

Групповой энергетический спектр плотности нейтронов в ЭК при $\tau = 0$, рассеянных при nn -столкновениях вдоль его осн. Тестовый расчет с источником (П1.1): в числителе — по формуле (П1.4), в знаменателе — по программе МКИ.

$z, \text{ см}$ $\Delta E_{zk}, 10^{-2} \text{ эВ}$	$\Delta n_{Ejk} \cdot 10^{-12} \text{ ф}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{см}^{-5} \cdot \text{стер}^{-1} (\text{1}\sigma, \%)$					
	-1,5	0	1,5	5	10	20
0 – 0,1	$\frac{1,106}{1,104 (2,5)}$	$\frac{1,540}{1,57 (6,0)}$	$\frac{0,992}{1,01 (3,8)}$	$\frac{0}{0}$	$\frac{0}{0}$	$\frac{0}{0}$
0,1 – 0,25	$\frac{3,814}{3,773 (1,6)}$	$\frac{4,561}{4,61 (3,3)}$	$\frac{2,913}{2,73 (3,8)}$	$\frac{0}{0}$	$\frac{0}{0}$	$\frac{0}{0}$
0,25 – 0,5	$\frac{21,45}{21,28 (0,8)}$	$\frac{11,27}{11,36 (2,3)}$	$\frac{7,125}{6,68 (6,7)}$	$\frac{1,429}{1,44 (0,8)}$	$\frac{0}{0}$	$\frac{0}{0}$
0,5 – 0,75	$\frac{0}{0,175 (8,6)}$	$\frac{14,90}{15,49 (1,7)}$	$\frac{9,224}{9,62 (7,4)}$	$\frac{1,163}{1,18 (1,0)}$	$\frac{0}{0}$	$\frac{0}{0}$
0,75 – 1	$\frac{0}{0}$	$\frac{18,24}{18,01 (1,5)}$	$\frac{10,93}{10,52 (2,8)}$	$\frac{1,244}{1,24 (1,1)}$	$\frac{0}{0}$	$\frac{0}{0}$
1 – 2,5	$\frac{0}{0}$	$\frac{295,4}{292,6 (0,7)}$	$\frac{94,67}{95,51 (1,4)}$	$\frac{10,09}{10,2 (2,4)}$	$\frac{1,087}{1,07 (1,3)}$	$\frac{0,0472}{0,0472 (1,4)}$
2,5 – 5	$\frac{0}{0}$	$\frac{0}{2,2 (10,2)}$	$\frac{338,0}{340,5 (0,7)}$	$\frac{32,81}{32,7 (0,6)}$	$\frac{1,747}{1,76 (0,7)}$	$\frac{0,0602}{0,0598 (0,8)}$
5 – 7,5	$\frac{0}{0}$	$\frac{0}{0}$	$\frac{0}{0}$	$\frac{0}{0}$	$\frac{0}{0}$	$\frac{0}{0}$
nn_{zEJ}	$\frac{26,37}{26,33}$	$\frac{345,9}{345,8}$	$\frac{463,9}{466,6}$	$\frac{46,74}{46,76}$	$\frac{2,834}{2,83}$	$\frac{0,1074}{0,107}$

Здесь

$$\Delta n_{Ejk} = \int_{\Delta E_{zk}} nn_{EJ}(E_z, z) \cdot dE_z, \quad nn_{zEJ}(z) = \int_0^{\infty} nn_{EJ}(z, E_z) dE_z \equiv nn_{zJ}(z).$$

Как следует из приведенных в таблицах П1.1–П1.3 данных результаты расчетов по программе МКИ и формулам (П1.2–П1.5) находятся в удовлетворительном согласии между собой, что свидетельствует о достаточной точности проводимых по программе МКИ расчетов.

Ссылки

1. C.D. Bowman, B.G. Levakov, A.V. Strelkov et al. Prospects for a Direct Measurements of the Neutron-neutron Scattering Cross Section at the Pulsed Reactor YAGUAR. ISINN-8. Dubna. P. 245-251, 2000.
2. W.I. Furman, A.V. Strelkov, B.G. Levakov et al. Direct Measurements of the Neutron-neutron Scattering Cross Section at the Pulsed Reactor YAGUAR. J. Phys. Nucl. Part. Phys. 28, p. 2627-2641, 2002.
3. B.G. Levakov, N.V. Gorin, N.P. Kurakov et al. Proceeding of Conference "Physics, Safety and Application of Pulsed Reactors". Washington DC, p. 67–72, 1994.
4. Э.П. Магда, Б.Г. Леваков, А.А. Снопков и др. Импульсные реакторы в институте технической физики. ВАНТ, сер. Физика ядерных реакторов, № 1–2, с. 3, 2003.
5. Б.Г. Леваков, А.В. Лукин, Э.П. Магда и др. Импульсные ядерные реакторы РФЯЦ-ВНИИТФ. Снежинск, 2002.
6. S.L. Stephenson, B.E. Crawford, C.D. Bowman et al. Collision Rate in the Proposed nn -scattering Experiment at the Reactor YAGUAR. ISINN-9. Dubna, p. 84-92, 2001.
7. B.E. Crawford, C.D. Bowman, C.B. Dallas et al. Modeling the Detector Count Rates in the YAGUAR nn -scattering Experiments. ISINN-10. Dubna, p. 436-446, 2003.
8. К. Бекурц, К. Виртц. Нейтронная физика. Атомиздат, М., 1968.
9. В.В. Смелов. Лекции по теории переноса нейтронов. Атомиздат, М., 1978.

ПЕРСПЕКТИВНЫ НЕЙТРОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ МАГНЕТИЗМА С ИМПУЛЬСНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ НА ИНТЕНСИВНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ИСТОЧНИКАХ НЕЙТРОНОВ.

Нитц В.В.

Лаборатория Нейтронной Физики, Объединенный Институт Ядерных Исследований
Дубна Московской области, 141980, Россия (nietz@nf.jinr.ru)

Аннотация

Рассмотрены возможности нейтронных исследований магнитной структуры кристаллов с использованием импульсного магнитного поля на мощных нейтронных источниках. Произведено сравнение условий для таких работ на реакторном комплексе БАРС5+РУН (ТИРАН, Снежинск) и spallation-источнике, проектируемом на основе протонного ускорителя LHC (CERN), с условиями на спектрометре СНИМ-2 (реактор ИБР-2, ОИЯИ).

Пиковый поток тепловых нейтронов на БАРС5+РУН в 8 - 10 раз больше, чем на СНИМ-2. Это позволит значительно повысить величину используемого магнитного поля. На ЛНС-источнике станут возможными нейтронные исследованиями с одноразовыми импульсами магнитного поля, например в полях до 1000 кЭ.

Приведены некоторые примеры возможных нейтронных исследований с использованием импульсного магнитного поля.

Постоянные магнитные поля, используемые в нейтронных исследованиях магнитных свойств конденсированных сред, обычно не превышают 100 - 120 кЭ и только в двух лабораториях используются для таких исследований сверхпроводящие магниты с полем до 140 - 160 кЭ [1-3]. Для полей с бо́льшими величинами необходимо создавать импульсные магнитные установки.

Однако, в сравнении с "классическими" методами изучения магнетизма (таких как измерения намагниченности, магнитной восприимчивости, магнитного резонанса, эффекта Керра и др.), при которых физически значимая информация может быть получена всего за несколько импульсов поля, нейтронные измерения с импульсным магнитным полем связаны с рядом серьезных дополнительных требований. Назовем лишь основные из них:

- а) Необходим набор адекватной статистики рассеянных нейтронов за приемлимое время измерений. Поэтому требуется многократное повторение импульсов магнитного поля.
- б) Магниты должны иметь высокую прочность и выдерживать большое число импульсов тока.
- в) Частота повторений импульсов поля ограничена нагревом магнита и самого исследуемого образца, если он имеет невысокое электрическое сопротивление.
- г) Элементы устройства, используемого для термостатирования образцов и находящиеся в области магнитного поля, не должны содержать металлов с невысоким электрическим сопротивлением.
- д) Есть ограничения, связанные с геометрией эксперимента. Возможны два типа магнитов: односекционные и двухсекционные (split-type). В первом случае в поле направлено горизонтально и можно детектировать нейтроны, рассеянные на малые углы, например в пределах от 0 до 30°, или на большие углы, обычно не менее 160°. Для двухсекционных магнитов с горизонтальным полем, кроме указанных углов, возможно рассеяние на углы около 90°(±7°). Эти условия особенно

ограничивают возможности экспериментов при исследовании дифракции на монокристаллах, когда поле должно быть направлено вдоль заданных кристаллографических осей, что значительно ограничивает выбор возможных дифракционных плоскостей. Для вертикального направления поля используются двухсекционные магниты. В этих случаях любые углы рассеяния в горизонтальной плоскости возможны; однако число каналов для нейтронных пучков и их размещение ограничивается требованиями к прочности магнита.

- г) Наиболее светосильными методами исследований кристаллических веществ является когерентное рассеяние нейтронов (дифракция и неупругое когерентное рассеяние) на монокристаллических образцах. Поликристаллы могут быть использованы, но при этом интенсивность зарегистрированных детектором нейтронов значительно меньше, при тех же объемах образца, кроме того, получаемая информация обедняется из-за усреднения по всем углам между направлениями поля и кристаллографических осей исследуемого вещества.

В данной работе мы ограничиваемся рассмотрением источников с наиболее высокими значениями мгновенной интенсивности нейтронов, и, следовательно, позволяющими работать с наибольшими величинами магнитного поля. Это источники с мощными одиночными вспышками нейтронов. К ним относятся так называемые burst-реакторы, такие как реактор БИГР [4,5] (ВНИИЭФ, РФЯЦ, г. Саров) и реакторный комплекс БАРС5+РУН [6] (ВНИИТФ, РФЯЦ, Снежинск). Второй из них является предпочтительным для нейтронных исследований магнитных свойств конденсированных сред с использованием импульсных магнитных полей большой величины. Кроме БАРС5+РУН будут рассмотрены условия проведения магнитных исследований на нейтронном источнике, который предполагается создать на основе протонного ускорительного комплекса LHC (Large Hadronic Collider, CERN) [7-9], и на котором можно иметь наибольшую мгновенную плотность потока нейтронов из известных в настоящее время источников (не считая источники взрывного типа). В настоящее время существует только один нейтронный спектрометр с импульсным магнитным полем, СНИМ-2 [10,11] на импульсном реакторе циклического действия ИБР-2 (ОИЯИ, г.Дубна) (однако сейчас спектрометр не используется из-за отсутствия импульсных магнитов). Мы сравним условия проведения исследований на БАРС5+РУН и LHC-источнике с условиями на СНИМ2-ИБР2. Ограничимся только дифракцией нейтронов при использовании монокристаллических образцов. Однако отметим, что спектрометр СНИМ2 предназначен также для экспериментов с неупругим когерентным рассеянием при изучении динамических свойств кристаллической решетки, и такие исследования, в принципе, можно выполнять на БАРС5+РУН и LHC-источнике.

Дифракционные исследования кристаллических веществ на импульсном нейтронном источнике при использовании импульсного поля основаны на анализе тепловых нейтронов по времени пролета фиксированного расстояния [12]. Геометрия таких измерений с монокристаллическими образцами показана на рис.1. Определенным образом ориентированный монокристалл помещается в "белый" пучок, полученный с замедлителя нейтронов, и с помощью детектора, установленного в положение Брэгговского отражения от кристалла, получают временной спектр рассеянных нейтронов, состоящий из набора дифракционных пиков. Импульс магнитного поля синхронизируется с выделенным дифракционным пиком, и измеряют изменение формы этого пика при действии магнитного поля. Временное соответствие между дифракционным спектром и импульсом поля показано схематично на рис.2, а на рис.3 в качестве примера представлено соответствие между импульсом поля и измененной формой дифракционного пика (224) для Cr_2O_3 , полученное на ИБР-2 [13]. Изменение

интенсивности в данном примере связано с изменением направления оси антиферромагнетизма под действием поля.

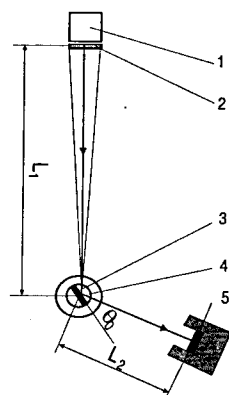


Рис. 1 Геометрия дифракционных измерений с импульсным источником и импульсным магнитным полем: 1 - источник нейтронов, 2 - замедлитель нейтронов, 3 - монокристаллический образец, 4 - импульсный магнит, 5 - детектор нейтронов.

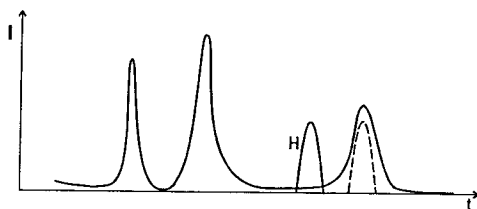


Рис. 2 Временное соответствие между дифракционным спектром, полученным как функция времени пролета нейтронов от источника до детектора, и импульсом магнитного поля. Показано смещение импульса поля, учитывающее время пролета монохроматических нейтронов от образца до детектора.

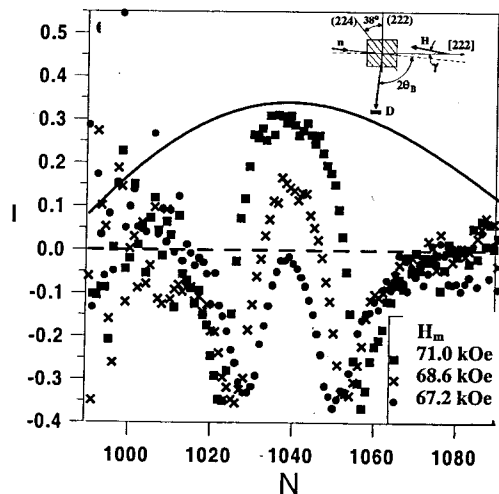


Рис. 3 Серия из трех зависимостей приведенной интенсивности дифракции $I = (I_H - I_0) / I_0$ (I_H и I_0 - спектры, полученные с магнитным полем и без магнитного поля, соответственно) как функции номера временного канала, для Sr_2O_3 при указанных величинах амплитуды H_m , которые были получены при температуре $T = 136 \text{ K}$, $\gamma = +1^\circ$, $T_H = 1000 \mu\text{s}$, ширине каждого временного канала $\tau = 8 \mu\text{s}$. Показана также форма импульса поля, а на вкладыше к рисунку - геометрия измерений.

Как видно из этого рисунка, каждому значению поля соответствует свое значение интенсивности рассеянных нейтронов, т.е. в эксперименте сразу измеряется зависимость направления оси антиферромагнетизма от величины поля. В связи с этим, следует коснуться вопроса о временном разрешении Δt в таких измерениях. При работе с импульсным полем $\Delta t = c_t \sqrt{(L_2 \Delta \lambda)^2 + (\lambda_0 \Delta L_2)^2}$ [12,14], где

$\Delta \lambda = \left[(c_t L_1 / \tau_s)^2 + \text{tg}^2 \theta_B / (\lambda_0 \Delta \theta)^2 \right]^{0.5}$ (величины L_1 и L_2 показаны на рис.1, τ_s - длительность вспышки нейтронов, $\Delta \theta$ - неопределенность в величине Брэгговского угла, связанная с мозаичностью кристалла и с коллимацией нейтронных пучков, ΔL_2 - неопределенность во времени пролета нейтронов, связанная с размерами образца и с толщиной детектора, коэффициент $c_t = 2.52 \times 10^{-6} \text{ сек} \cdot \text{\AA}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$). Для синусоидальных импульсов магнитного поля с амплитудой H_m и длительностью (половина периода синусоидальной волны) T_H , относительное полевое разрешение

равно: $\frac{\Delta H}{H_m} = \pi \frac{\Delta t}{T_H} \left| \cos \pi \frac{t}{T_H} \right|$. При реальных размерах образцов, толщинах детектора и геометрических характеристиках эксперимента можно получить $\Delta t = 2 \mu\text{s}$. Если $T_H = 300 \mu\text{s}$, $\Delta t = 2 \mu\text{s}$, то при $t=0$ (в начале импульса поля) относительное разрешение по величине поля $\Delta H / H_m \approx 2\%$. При больших значениях t , т.е. ближе к максимуму импульса поля, разрешение улучшается.

Таблица 1

	единицы	СНИМ-2 на ИБР-2	БАРС5+РУН	ЛНС
Пиковая плотность тепловых нейтронов	$\text{нв} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	7×10^{15}	1.8×10^{18}	1.5×10^{19}
Длительность вспышки тепловых нейтронов, τ_s	микросек	300	150	150
Частота вспышек		5 имп/сек	1 имп/сутки	1 имп/10 часов
$P_1 (\text{\AA})$	$\text{псм}^{-2} \cdot \text{\AA}^{-1} \cdot \text{имп}^{-1}$	2.7×10^5	$\approx 3.5 \times 10^7$	$\approx 3 \times 10^8$
$P_1 \Delta \lambda_m (\text{\AA})$ ($\theta_B = 45^\circ, \eta = 5'$)	$\text{псм}^{-2} \cdot \text{имп}^{-1}$	1.25×10^3	$\approx 1.6 \times 10^5$	$\approx 1.35 \times 10^6$
Оптимальные значения магнитного поля для дифрактометра	кЭ	150-300	200-700	300-1000

Сравнительные характеристики спектрометров на трех источниках нейтронов применительно к дифракционным измерениям с импульсным полем представлены в Таблице 1 (см. также [14]). При этом мы предполагаем, что на БАРС5+РУН и ЛНС-источнике геометрические условия одинаковы с условиями на СНИМ-2, т.е. замедлитель нейтронов эквивалентен гребенчатому замедлителю, используемому на ИБР-2, а дифрактометр располагается на расстоянии 30 м от замедлителя на выходе из искривленного зеркального нейтронного волновода. В Таблице: P - это плотность пикового потока тепловых нейтронов с поверхности замедлителя, P_1 - плотность потока нейтронов, падающих на образец за время, равное длительности вспышки тепловых

нейтронов ($300\mu\text{s}$ для СНИМ-2, $150\mu\text{s}$ для БАРС5+РУН и $150\mu\text{s}$ для ЛНС; $\Delta\lambda_m = \lambda_0 \eta / \text{tg} \theta_B$ - диапазон длин волн, связанный с мозаичностью кристалла (в нашем примере $\lambda_0 = 3 \text{ \AA}$, угол Брэгга $\theta_B = 45^\circ$, $\eta = 5'$). Поэтому величина $R_1 \Delta\lambda_m$ равна количеству нейтронов, рассеянных в детектор за один импульс, если отражающая способность кристалла равна $R = 1$ (конечно, в реальных экспериментах, в которых определяется полевая зависимость интенсивности, следует выбирать величину R , достаточно удаленную от единицы).

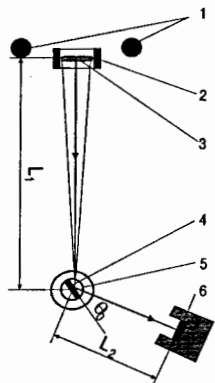


Рис.4 Геометрия дифракционных экспериментов с импульсным полем на БАРС5+РУН: 1 - активные зоны реактора БАРС5, 2 - реакторный умножитель нейтронов РУН, 3 - замедлитель нейтронов, 4 - монокристаллический образец, 5 - импульсный магнит, 6 - детектор нейтронов.

Комплекс БАРС5+РУН представляет собой две активные зоны и находящийся между ними умножитель нейтронов РУН (см. рис.4). Активный элемент РУН имеет форму цилиндра, заполненного в два слоя активными элементами, изготовленными из высокообогащенного урана, как схематично показано на рис.5. Внутренний диаметр центрального канала РУН равен 25.4 см. Для получения тепловых нейтронов следует поместить в этот канал водородсодержащий замедлитель, имеющий форму диска.

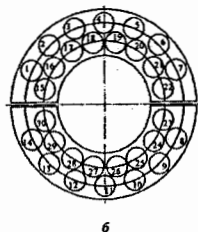
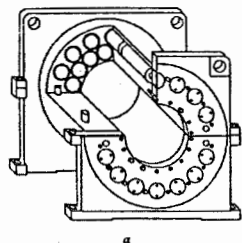


Рис.5 Активная зона РУН. а - конфигурация, б - нумерация гнезд для урановых элементов.

Благодаря большей пиковой плотности потока нейтронов в комплексе БАРС5+РУН, при одинаковых прочих условиях, необходимая информация может быть получена при значительно меньшем числе импульсов поля, чем на ИБР-2. Например, из Таблицы можно видеть, что при использовании нейтронов с длиной волны $3 \text{ \AA}$ результаты, которые на спектрометре СНИМ-2 потребуют 5000 импульсов магнитного поля, на комплексе БАРС5+РУН можно получить всего за 40 импульсов. На практике, из-за ограниченной прочности импульсных магнитов, это позволит проводить исследования при значительно больших величинах магнитного поля, чем на спектрометре СНИМ-2.

Еще почти на порядок повысится пиковая интенсивность нейтронов при создании источника на основе ускорительного комплекса ЛНС. Возможность генерации интенсивных нейтронных потоков при сбросе протонного пучка из кольца циклического ускорителя рассмотрена в статьях [8,9]. Согласно [7], в кольце ускорительного комплекса ЛНС будет накапливаться около 3×10^{14} протонов с энергией 7 TeV . Через каждые 10 часов эти протоны из кольца будут сбрасываться в графитовую ловушку. Предполагается [8] разместить в передней части этой ловушки кольцевую, цилиндрической конфигурации, мишень из тяжелого металла, например из вольфрама, и водород-содержащий замедлитель нейтронов. В результате через каждые 10 часов можно генерировать интенсивную вспышку тепловых нейтронов. На рис.6 показана схема такого источника нейтронов. Согласно [8], при использовании только третьей части протонов из ускорительного кольца, с вольфрамовой мишенью и ZrH_2 -замедлителем можно получить пиковый поток тепловых нейтронов с плотностью около $1.5 \times 10^{19} \text{ n/(cm}^2\text{s)}$. Из Таблицы можно видеть, что пиковая интенсивность в таком случае будет примерно в 8 раз больше, чем при использовании комплекса БАРС5+РУН.

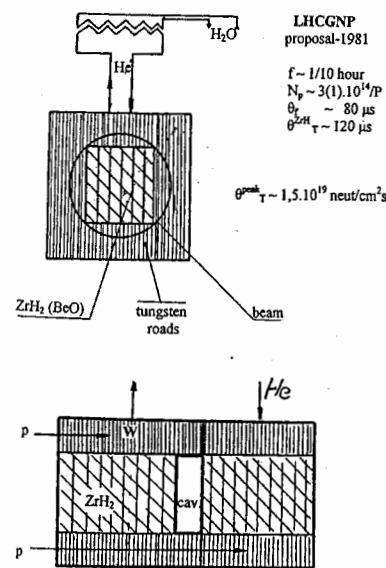


Рис.6 Проект источника нейтронов с вольфрамовой мишенью и ZrH_2 -замедлителем, созданного на сбросе 7 TeV протонного кольцевого пучка при ЛНС [8].

При использовании ЛНС-источника в дифракционных исследованиях магнетизма можно не только уменьшить число необходимых импульсов поля и, соответственно, повысить величины магнитного поля, но становится возможным проведение экспериментов с одиночными импульсами поля, когда магнит (и, возможно, сам исследуемый образец) разрушается в результате импульса. Например, при условии, когда отражающая способность кристалла равна $R \approx 0.2$ (это вполне допустимо для выполнения количественных измерений), можно получить с площади кристалла в 1 cm^2 , в каждом временном канале длительностью $2\mu\text{s}$, количество нейтронов, равное

около 3.5×10^3 n/pulse. В этом случае статистическая ошибка в каждом временном канале при наборе за один импульс поля составляет около 1.7%.

Заметим, что в последнем ряду Таблицы указаны оптимальные величины магнитных полей для нейтронных дифракционных исследований на трех рассмотренных источниках нейтронов.

При больших нагрузках детектора, которые ожидаются при работе на рассмотренных источниках нейтронов, режим счета каждого нейтрона становится невозможным. В таких случаях следует разрабатывать и использовать "токовый" режим при регистрации интенсивности, т.е. преобразовывать ток с детектора, например с фотоумножителя, снабженного нейтронным конвертором, в каждом временном канале (шириной в 4 или в $2 \mu\text{s}$) в число, пропорциональное току, с последующим анализом спектра в соответствии с номером канала. Опыт создания такого типа нейтронного детектора при ширине канала $8 \mu\text{s}$ существует в ЛНФ ОИЯИ.

Для нейтронных спектрометров с импульсным магнитным полем открывается широкое поле физических исследований магнитных свойств конденсированных сред.

1. Дифракционные измерения структуры магнитных фазовых состояний, индуцированных импульсным магнитным полем в монокристаллах.

Наиболее доступным для экспериментов с импульсным полем является изучение ориентационных фазовых переходов в веществах с антиферромагнитным или ферримагнитным упорядочением. Величины магнитных полей, необходимых в таких исследованиях, равны $H = \sqrt{H_A H_E} \approx 100 - 250 \text{ kOe}$, где H_A - эффективное поле анизотропии и H_E - поле обменного взаимодействия

Измерение изменения ориентации магнитных подрешеток позволяет изучать характер магнитных и обменных взаимодействий между ионами и определять константы этих взаимодействий.

Приведем лишь несколько примеров:

- (а) Фазовые переходы в антиферромагнитных веществах, обладающих слабым ферромагнетизмом, например, в $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, редкоземельные ортоферриты;
- (б) Характер перехода антиферромагнетиков с относительно низкой температурой Нееля в парамагнитное состояние при действии внешнего поля (например, в FeCO_3 при $H \approx 200 \text{ kOe}$);
- (с) Поведение веществ с неколлинеарным магнитным упорядочением в магнитном поле (таких как CsCuCl_3 , DyAg ,...);
- (д) Соединения, состоящие из нескольких магнитных компонент, которые во внешнем поле могут быть в фазовых состояниях с различными типами магнитного упорядочения (например, ReAO_3 , $R = \text{Ho, Tm, Tb, Er}$, $A = \text{Fe, Cr}$, где A^{3+} - антиферромагнитная подсистема, состоящая из четырех подрешеток, с тремя возможными типами антиферромагнитного упорядочения, а Re^{3+} - парамагнитная подсистема, но может упорядочиваться антиферромагнитно под действием амгнитного поля);
- (е) Исследование поведения в магнитном поле веществ, обладающих свойством "гигантского магнитосопротивления" ($\text{Re}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$, где $\text{Re} = \text{La, Nd, Y, A} = \text{Ca, Sr, Ba, Pb}$);

(ф) Исследование каскада высокополевых переходов между различными типами пространственно-модулированных структур в Cr_2O_3 , допированном Fe^{3+} ионами;

(г) Изучение кристаллической и магнитной структуры спин-Пайерловских соединений типа CuGeO_3 при фазовом переходе, индуцированном магнитным полем;

(h) Изучение фазовых переходов из циклоидальной спиновой структуры в "однородное" антиферромагнитное состояние для сегнето-магнетика BiFeO_3 под действием поля $H \approx 200 \text{ kOe}$.

- 2. Исследование флюктуаций намагниченности вблизи точек фазовых переходов второго рода, индуцированных импульсным магнитным полем, с использованием малоуглового рассеяния нейтронов.
- 3. Исследование кинетики переориентации и релаксационных процессов при магнитных фазовых переходах первого рода.
- 5. Исследование магнитных и обменных взаимодействий путем измерения дисперсионных соотношений с помощью неупругого когерентного рассеяния нейтронов.

Литература

- 1. M.Meisner and P.Smeibidl, *Neutron News*, 12 No.3 (2001) 12.
- 2. URL: www.hmi.de/bensc/sample-env/home.html.
- 3. URL: <http://www.ill.fr>
- 4. Ю.Б.Харитон, А.М.Войнов, В.Ф.Колесов и др., *Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики* 1984 (Ленинград: Наука) стр.103.
- 5. В.Ф.Колесов, в *Апериодические импульсные реакторы* (Саров, РФЯЦ-ВНИИЭФ, Россия, 1999).
- 6. Б.Г.Леваков, А.В.Лукин, Э.П.Магда, И.С.Погребов, А.А.Снопков, В.А.Терёхин, в *Импульсные ядерные реакторы РФЯЦ-ВНИИТФ* (Снежинск, изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2002).
- 7. The Large Hadron Collider. Conceptual Design, CERN/AC/95-05 (LHC), October 20, 1995.
- 8. Yu.Ya.Stavisski, *XV Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources (ICANS-XV)*, November 6-9, 2000, Tsukuba, Japan, p.1011.
- 9. A.V.Dementiev, D.V.Dementiev, N.M.Sobolevski and Yu.Ya.Stavisski, *XV Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources (ICANS-XV)*, November 6-9, 2000, Tsukuba, Japan, p.1014.
- 10. D.Georgiev, V.V.Nietz, A.A.Yakovlev et al., *Journ. of Neutron Research*, 5 109 (1997).
- 11. В.В.Нитц, Нейтронные исследования магнитных свойств кристаллических веществ с использованием импульсного магнитного поля, *Физика Элементарных Частиц и Атомного Ядра (ЭЧАЯ)*, 2001, т.32, вып.4, с.846.
- 12. V.V.Nietz, *Physics of Particles and Nuclei*, 32 No.4 (2001) 453.
- 13. D.Georgiev and V.V.Nietz, *Journ. of Magnetism and Magn. Materials*, 154 No.1 (1996) 119.
- 14. V.V.Nietz, *Journ. of Magnetism and Magn. Materials*, 260 84 (2003).

Field – induced spin phase transitions in molecular magnets and heavy fermion systems

A.S.Mischenko¹, A.K.Zvezdin²
A.M.Prokhorov Institute of General Physics RAS

1.Introduction.

Field induced phase transitions (FIPT) attract great attention due to the fact that they can be model objects for studies of many fundamental interactions which take part in the formation of a magnetic structure of a material [1]. FIPT in mesoscopic molecules ($Mn_{12}Ac$, Fe_8 , Fe_{10} etc. - for details see [2]) has been studied recently [3]. Compounds that experience a spin phase transition (low spin – high spin) are especially interesting from an applied point of view. Among them are materials with the phase transitions like α - $Ce^{3.67+}$ - γ - $Ce^{3.06+}$ [4], Co^{III} - Co^{II} [5-8], Mo^{III} - Mo^{II} [9] etc, as well as the spin transition from $S=0$ to $S=2$ in Fe^{2+} ions [10]. The influence of an applied magnetic field on the transition temperature of a high spin – low spin transition in $Mn^{III}[(pyrol)_3tren]$ has been considered both theoretically and experimentally in [11]. Such compounds are interesting for nanotechnology, in particular for 2D-systems (thin films and films containing nanoclusters).

This report summarizes our recent study of FIPT in a Co valence tautomer, metallic Ce and URu_2Si_2 .

2. Co valence tautomers.

The compound discussed in this section is a paramagnetic *o*-semiquinonic Co complex with α,α' -dipyridyl (α,α' -bpy)Co(Cat)(SQ). SQ is an anion-radical, and Cat is a dianion of the *o*-quinone. These two fragments represent different forms of the ligand with a variable valence. Valence tautomerism and spin-crossover coexist in this compound. The Co complex can be in one of two states: low spin (LS) and high spin (HS). The LS state is $(\alpha,\alpha'$ -bpy)Co(Cat)(SQ), where $Co(III)$ has a d^6 configuration and the total spin of the complex is 1/2. The HS state is $(\alpha,\alpha'$ -bpy)Co(SQ)₂, where $Co(II)$ has a d^7 configuration and the total spin is $3/2 + 1/2 + 1/2$ [5]. The molecular structure of the Co complex is presented in Fig. 1 [5]. Taking into account that geometry of inner core of complex is close to octahedral (cubic symmetry in general), d -orbitals of a Co ion can be considered to be splitted into two levels - t_{2g} and e_g (Fig. 2). t_{2g} -level has a lower energy than e_g . e_g -orbitals have admixture of σ -orbitals, whereas t_{2g} have admixture of π -orbitals of the ligands. Boundary π^* -orbitals of quinonic ligands have intermediate energy between t_{2g} and e_g . Splitting of the two energy levels t_{2g} and e_g is such that low spin configuration is more stable at low temperatures i.e. t_{2g} level is fully occupied by six electrons whereas e_g is unoccupied. Increasing of temperature causes electron transfer from π^* -orbital of catecholate

ligand to e_g level of metal. Decreasing of charge at Co ion from $3+$ to $2+$ promotes spin-crossover, which causes the transfer of one electron from t_{2g} to e_g level (Fig. 2).

Phase diagram of the FIPT in the Co complex

The mentioned interconversion is accompanied by a phase transition under temperature change in the absence of a magnetic field [6]. According to [8], the major contribution to the low spin phase is made by a $3d^6$ configuration of Co ($S_{Co}=0$) and ligand spin ($S_L=1/2$), where S_{Co} is a Co spin, S_L is a ligand spin. High spin phase is represented by a $3d^7$ configuration of Co ($S_{Co}=3/2$) and two ligand spins ($S_L=1/2 + 1/2$) as indicated in Fig. 2.

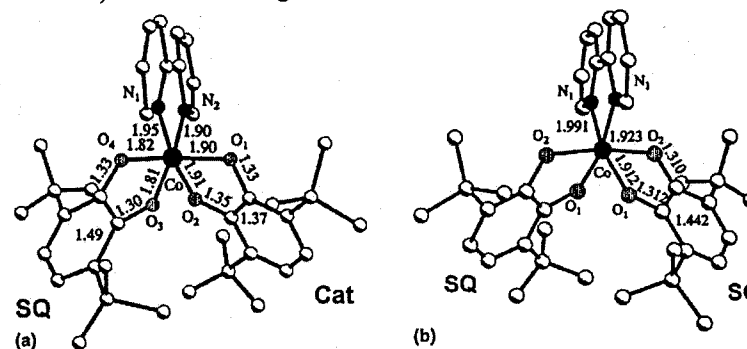


Fig. 1. Molecular structure of the Co complex [5] in low (a) and high (b) spin phases.

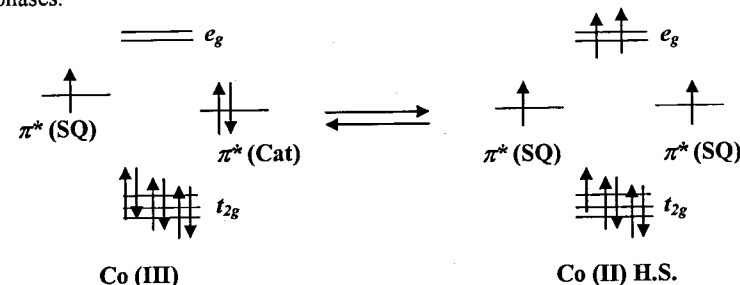


Fig. 2. Distribution of the d and ligand electrons in the Co complex [6-9].

The spin phase transition in the Co complex can be described by a model of free magnetic ions, which gives the dependence of the critical field on temperature (for more details see [12, 13]):

$$\frac{B_{Cr}}{B_0} = \frac{2k_B T}{\Delta E} \text{Arc cosh} \left\{ \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + \exp \left(\frac{\Delta E - T \Delta S}{k_B T} \right)} - 1 \right) \right\}, \quad (1)$$

where B_{Cr} is a critical magnetic field of the phase transition, B_0 is the critical field at zero temperature presented in (7), $\Delta E = E_{HS} - E_{LS}$, $\Delta S = S_{HS} - S_{LS}$ are the differences

¹ smischenko@yahoo.com

² zvezdin@fpl.gpi.ru

of energy and entropy between the two phases. A connection can be established between B_{crit} , $T_{1/2}$ (the critical temperature at which the transition takes place in the absence of a magnetic field), and independent parameters of the model. By taking the limits $T \rightarrow 0$, $B \rightarrow 0$ in (1) we obtain:

$$B_{crit} = \frac{\Delta E}{4\mu_B}, \quad T_{1/2} = \frac{\Delta E}{\Delta S}. \quad (2)$$

The second formula in (2) also represents the fact that the transition is entropy-driven by temperature. In fact this approach and result has been shown in [12]. Magnetically induced phase transition in the Co complex in question and close compounds have been predicted in [12]. The prediction formed the basis for the decision to run the complex explosion experiment. The phase diagram from [12] for four Co complexes with different ligands is given in Fig. 3. The legend in the figure lists neutral ligands of the Co complexes considered in [12] – *Dpbpy*, *Dmbpy*, *Bpy*, and *Phen*, and their critical temperatures. More detailed description of these ligands is beyond the scope of this publication and can be found in [7]. As you can see from the graphs, the predicted critical field for the spin phase transition in a Co complex varies from about 100 to 250 T depending on particular composition of the Co complex.

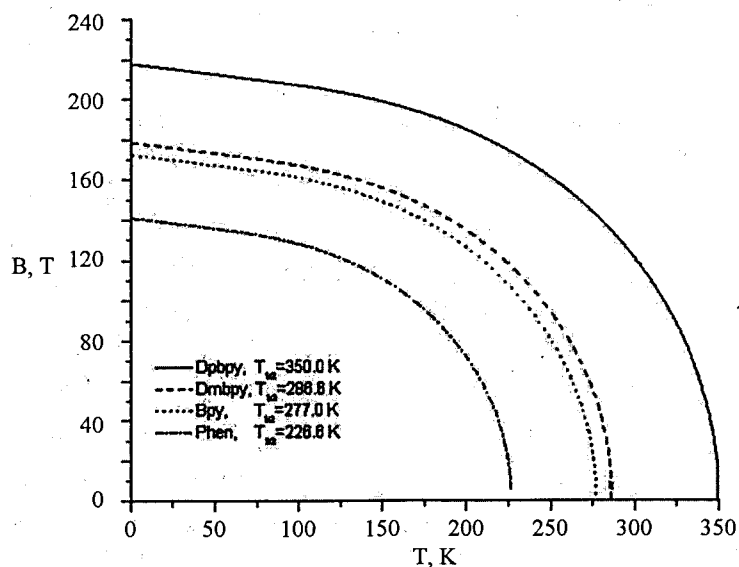


Fig. 3. B - T phase diagram for different Co complexes [12].

Experimental methods, experimental results and their interpretation.

The experiments were performed in explosion magnetic fields by means of a compensating coils sensor (for more details on the experimental part see [2]). The sensor is a couple of compensated induction coils. A sample is placed inside one of them. An imbalanced signal is then proportional to the time derivative of the magnetization of the sample dM/dt :

$$V(H) = dM/dt + K \cdot dH/dt, \quad (3)$$

where the second term is a parasitic imbalance signal. Coefficient K depends on how well the coils were compensated before the experiment, and ideally it should be equal to zero. This is however impossible in a real experiment, especially with the applied explosion magnetic fields. In this method, the rate of change of the magnetic field is up to $dH/dt \sim 10^6$ T/s. If the magnetic transition takes place in a narrow field region and the derivative dM/dt exceeds the imbalance coefficient K , then it is possible to calculate $M(H)$ with a good precision.

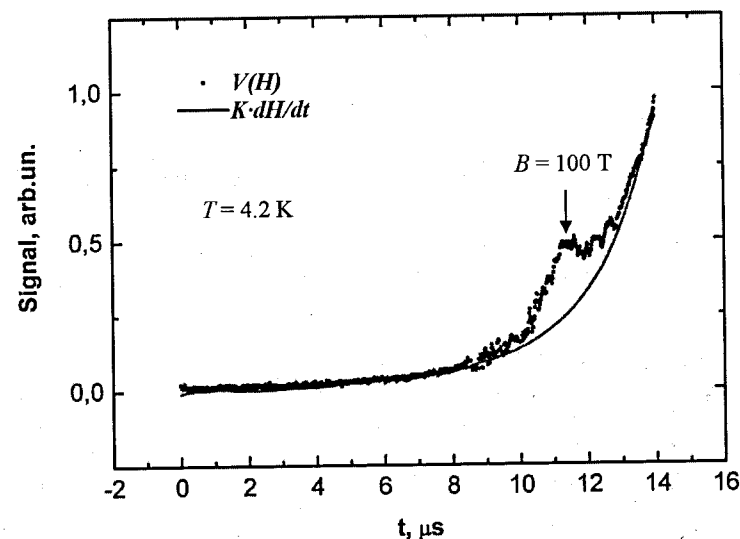


Fig. 4. Magnetic field raises exponentially with time in the explosion technique in magnetocumulative generator MK-1 (solid line). Direct experimental result – the imbalanced signal proportional to the differential magnetic susceptibility is the dotted line.

The measured imbalanced signal $V(H)$ is presented in Fig. 4 by the dotted curve. As you can see from the plot, the sample shows anomalous behaviour associated with the magnetic phase transition at 100 T. The parasitic signal $K \cdot dH/dt$ is the solid line. The value of the coefficient K here is chosen such that the imbalanced and parasitic signals coincide in the areas far from the transition. Subtracting the

parasitic signal from the imbalanced signal gives the time derivative of the magnetization dM/dt . Then the differential magnetic susceptibility can be obtained via $dM/dH = (dM/dt)/(dH/dt)$. Magnetization versus magnetic field is the result of the integration of dM/dH over H and is given in Fig. 5. As can be seen from the figure, the magnetisation changes smoothly at the transition. Most likely it is an intrinsic property of the transition in the Co complex, and this smoothness is not due to the finite resolution of the experimental technique.

Dependence of magnetization on temperature in a weak applied field is given in Fig. 6 [5]. The entropy driven low spin - high spin phase transition is smooth and resembles of the field - induced transition in Fig. 5. The smoothness does not follow from the proposed model, and it can be a result of the correlation between the d -electron and the electrons on the ligands. Further study of this compound is required to clarify this particular behavior.

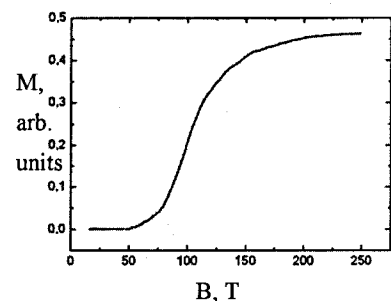


Fig. 5. Magnetisation of the Co complex at $T = 4.2$ K versus the applied magnetic field B .

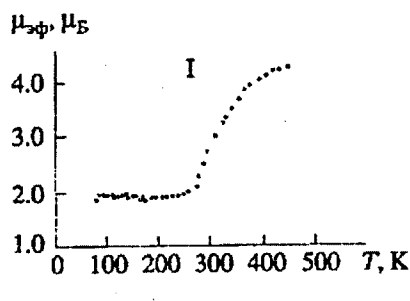


Fig. 6. Dependence of the magnetic moment of the Co complex on temperature at $B \approx 1$ T [5].

The experimental data given above comes down to two points on the B - T phase diagram. This information can be used to estimate some parameters of the Co complex in the framework of the presented model. The value of the entropy change ΔS at the transition has been given in literature [6, 7, 8, 14]. The results of the direct measurements presented in the current work allow to make estimation of ΔS and ΔE of field-induced spin phase transition by means of (2). Substitution of the critical temperature $T_{1/2} = 300$ K and field $B_{crit} = 100$ T in (2) gives the values for the entropy change ΔS and energy difference ΔE between the two phases. Calculation gives the values $\Delta S \sim 0.896 R$ per mole and $\Delta E = 2.23$ kJ/mole. The obtained values are important for the fundamental understanding of the phenomenon of valence tautomerism in molecular magnets. As mentioned earlier, such molecules can be building blocks for new molecular devices with a wide range of applications – from computing to room temperature refrigeration. Direct measurements of fundamental properties such as entropy and energy differences between two states of bistable systems are crucial for designing of new materials with required properties.

3. Metallic Ce.

Surprisingly, a quite similar phenomena can be found in metallic Ce. Ligand electrons bear some similarities to the hybridised s - and d - electrons that form the conduction band in Ce, and the magnetic d -electron on Co can correspond to the magnetic f -electron in γ -Ce. More details are given in what follows.

The fascinating properties of metallic Ce have attracted great interest for many years. Its extremely rich phase diagram consists of at least five allotropic forms [15]. In this paper, we are only concerned with the low-volume face-centered cubic (*fcc*) non-magnetic α -Ce^{3.67+} and high-volume *fcc* magnetic γ -Ce^{3.06+} phases and the first order field induced phase transition between them. The transition is unique among elemental solids as it ends in a critical point, like the well-known liquid-gas transition. Such a solid state structural transition is of great interest by itself and, what is more, metallic Ce manifests the so-called non-integer valence in the α -phase what has opened the field of the intermediate or mixed valence states in rare earths and actinides [15].

A number of models has been proposed to describe the α - γ phase transition in Ce (for a detailed review on the problem, see [16, 17]). Falikov-Kimball model takes only the f - and s -electron interaction into account [13]. This allows to describe the general features of the transition, i.e: the change of the Ce valence and the critical point on the p - T phase diagram. Depending on the interaction strength relatively to the reciprocal density of states in the conduction band, the transition can be whether smooth or abrupt (a more detailed consideration is presented in below). However, the model is incapable to predict the mixed valence states of Ce. The solution is to add the s - f hybridization energy to the Falikov-Kimball model [18, 19].

Recently there has been rising interest in a study of the influence of external magnetic field on the phase transitions in materials with mixed valence states in general and in metallic Ce in particular. Namely, B - T phase diagram for the first order valence transition in YbInCu₄ and metallic Ce has been calculated in [16] by means of the free-ion scheme. A similar approach was used to calculate the phase diagram of the field induced valence transition in a Co valence tautomeric complex, and recent experimental results correspond to the model quite good [13].

Ce band structure with s - f hybridisation.

A sketch of the Ce band structure in the framework of the Falikov-Kimball model [17] and with the account of s - f hybridisation is presented in Fig. 7.

The α -Ce band structure is sketched in Fig. 7, a. The conduction band of the hybridised s - and d - Bloch states has a total width of $W_h + W_e = 8.16$ eV. The density of states in the conduction band ρ_e is approximated in what follows by a constant over all the bandwidth: $\rho_e(E) = 12N/(W_h + W_e)$, where N is a total number of Ce atoms and every Ce atom has 12 electron states. The f -states are $(2J+1)$ -fold degenerate and have the energy Δ relatively to the Fermi level E_F . There are two kinds of one-particle excitations in the system: the electron excitations within the energy interval from E_F to W_e and the hole excitations within the interval from $-W_h$ to E_F . External pressure, magnetic field or temperature effectively shifts the f -level relatively to the Fermi

level, inducing the phase transition and changing the number of electrons on the f -level of the i -th site n_i from ~ 0 to ~ 1 .

The γ -Ce band structure is schematically presented in Fig. 7, b. The conduction band is higher than in α -Ce (or, alternatively, the f -level is lower) due to the interaction between conduction and f -electrons Gn_i . This results in an occupation of the magnetic f -states and appearance of n_h extra holes in the conduction band. The condition of electroneutrality $n_i = n_h$ will be used below to obtain a self-consistent equation for a critical magnetic field B_C . The s - f hybridisation leads to the broadening of the f -level, appearance of intermediate valence states and metastable γ -state at low temperatures. The broadening of the f -states is indicated on the right hand side in Fig. 7, b. States with more than one f -electron (or mixed states with different orbital momentum projections) have much higher energy due to the Coulomb repulsion $U \sim 6-7$ eV [20]. DOS of the f -level in γ -Ce is shown in Fig. 7, b on the right. The shown projection of the orbital moment is $m = 5/2$. This is not necessarily the case in the absence of an applied magnetic field. In general, the site can be occupied by any of the $(2J+1)$ projections. However, at finite temperatures the occupied state is statistically averaged and the ground state is mixed with contributions from all the $(2J+1)$ possible momentum projections according to the Boltzmann distribution.

The parameters used below are taken from literature: $W_e = 2.72$ eV, $W_h = 5.44$ eV, $\Delta = 0.118$ eV, $G = 0.44$ eV [17], $\Gamma = 30-60$ meV, and $U = 6-7$ eV [20].

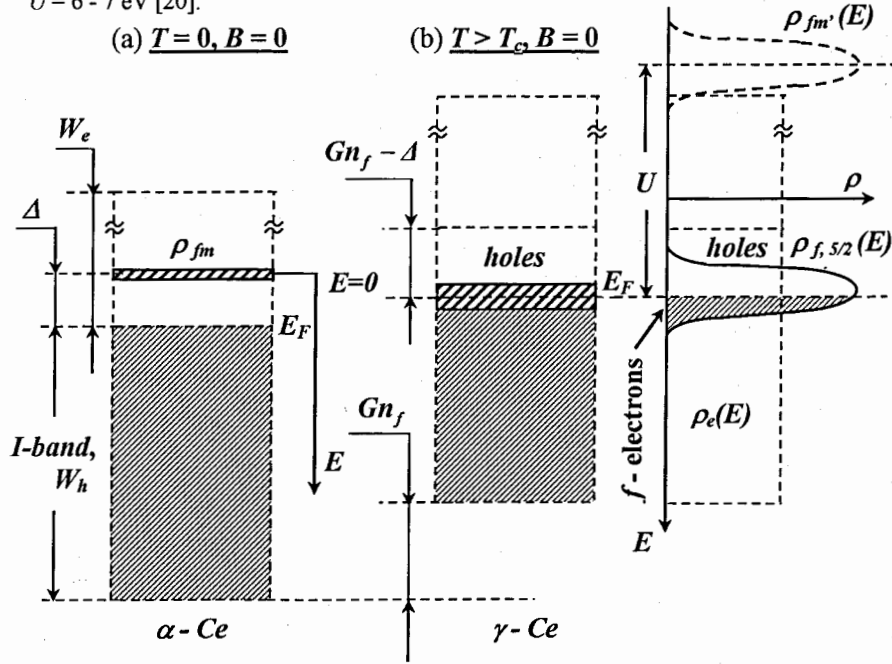


Fig. 7. Schematic band structure of metallic Ce in the vicinity of the α - γ phase transition.

Anderson model with the Falikov-Kimball interaction.

The phase transition was described in [21] by means of the Anderson impurity Hamiltonian with the account of the Falikov-Kimball interaction:

$$H = \sum_k \varepsilon_k a_k^\dagger a_k + \sum_{m=-J}^J E_{im} c_{im}^\dagger c_{im} + \frac{G}{N} \sum_{k,i,m} c_{im}^\dagger c_{im} a_k^\dagger a_k + \frac{V}{N} \sum_{k,i,m} (a_k^\dagger c_{im} + H.C.) + \frac{U}{2} \sum_{i,m,m'} c_{im}^\dagger c_{im} c_{im'}^\dagger c_{im'}, \quad (4)$$

where $a_k^\dagger, a_k$ are creation and annihilation operators of the conduction electrons in state $|k\rangle$; $c_{im}^\dagger, c_{im}$ are creation and annihilation operators of an f -electron on site i with the projection of the orbital momentum m . The first term in (4) accounts for the kinetic energy of the conduction electrons, the second term is responsible for the one-particle energy of the f -electrons. Falikov-Kimball interaction (direct Coulomb interaction between the s - and f -electrons) is the third term. The fourth term stands for the s - f hybridisation, and the last is the Coulomb repulsion of electrons on one f -site.

The equations of motion for the Green functions of the conduction and localised electrons of Hamiltonian (4) are:

$$G_{im,i'm'} \left(\omega - E_{im} - \frac{G}{N} \sum_k \langle a_k^\dagger a_k \rangle \right) - \sum_k V_{k,im} G_{k,i'm'} = \delta_{im,i'm'}, \quad (5)$$

$$G_{k,i'm'} \left(\omega - \varepsilon_k - \frac{G}{N} \sum_{im} \langle c_{im}^\dagger c_{im} \rangle \right) - \sum_{im} V_{k,im} G_{im,i'm'} = 0,$$

where $G_{im,i'm'} = \langle \langle c_{im} c_{i'm'}^\dagger \rangle \rangle_\omega$, $G_{k,i'm'} = \langle \langle a_k c_{i'm'}^\dagger \rangle \rangle_\omega$ are the Green functions in ω -representation. The Falikov-Kimball interaction is decoupled by means of $\langle c_{im}^\dagger c_{im} a_k^\dagger a_k \rangle = \langle c_{im}^\dagger c_{im} \rangle \langle a_k^\dagger a_k \rangle$, what can be considered as a first approximation. The Coulomb interaction U between electrons on one f -site is very strong compared to other contributions and we will use the approximation $U \rightarrow \infty$.

Solution to (5) in the Hartree-Fock approximation for the self energy can be expressed as [21]:

$$n_i = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \text{Im} \Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{\Gamma}{2\pi k_B T} - i \frac{\Delta - \left(2G - \frac{1}{\rho} \right) n_i - k_B T \ln Z}{2\pi k_B T} \right), \quad (6)$$

where n_i is the average number of conduction electrons, $\text{Im} \Psi = \text{Im} d \ln \Gamma(x) / dx$ is the imaginary part of the Euler digamma function, and $\Gamma(x)$ stands for the Euler gamma function. Z is the partition function of a free f -electron with $J = 5/2$ and $g_f = 6/7$ in a magnetic field. Formula (6) is a self-consistent equation for the number of electrons n_i . An electroneutrality condition was used to obtain it, i.e. the number of holes that appear in the γ -phase ($n_h = \rho_e(Gn_i - \Delta + E_F)$, see Fig. 7) is equal to the

number of f -electrons n_i , from where the Fermi energy can be found: $E_F(n_i) = \Delta + (1/\rho - G)n_i$.

The solution to (6) is plotted in Fig. 8. As can be seen from the figure, the critical magnetic field vanishes with temperature according to the conclusion reached in [16] in the framework of the free-ion scheme.

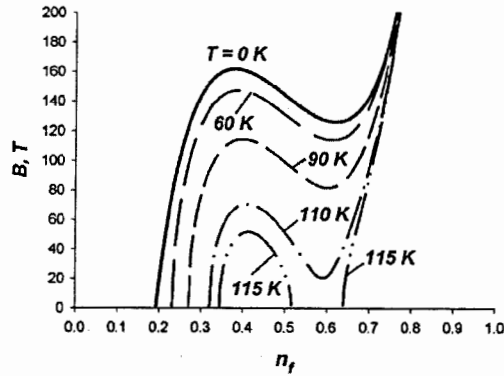


Fig. 8. Finite temperature simulation of the transition by (6).

Magnetisation versus magnetic field curve (see Fig. 9) can be calculated in the free-ion scheme as the major contribution is made by f -electrons:

$$M(B, T) = n_i(B, T) g_J \mu_B \frac{\sum_{m=-J}^J m \exp\left(-\frac{g_J m \mu_B B}{k_B T}\right)}{Z}, \quad (7)$$

where $n_i(B, T)$ is the solution of (6). A B - T phase diagram is estimated from Fig. 8 by the Maxwell rule. The result is close to that reported in [16] and is presented in Fig. 10. The inset shows a change of magnetisation at the transition region. It is big enough to be detected by the explosive megagauss technique.

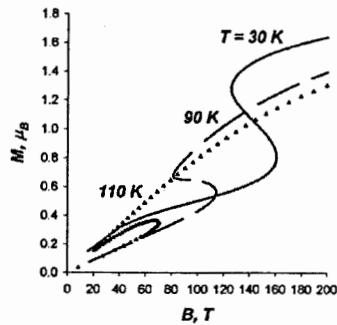


Fig. 9. Simulation of the magnetisation process in the vicinity of the α - γ transition according to (7).

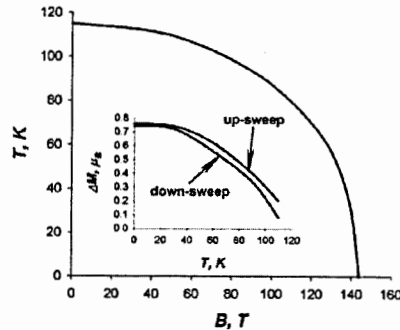


Fig. 10. B - T phase diagram derived from Fig. 8. The inset shows jump of magnetisation at the transition.

3. B - T phase diagram in URu_2Si_2 .

Band structure of URu_2Si_2 is quite similar to the Ce structure. The model of interconfigurational interaction proposed in [23] in conjunction with the mathematical apparatus analogous to presented above can be applied to calculate the B - T phase diagram of URu_2Si_2 and describes some puzzling features of the transition.

Magnetic and thermal properties of URu_2Si_2 were extensively studied in recent years [24 - 26]. It is known from heat capacity [27], magnetisation [28], resistivity [29], ultrasonic measurements [27] that in zero magnetic field at temperatures below 17.5 K the magnetic structure of URu_2Si_2 is antiferromagnetic (AFM) with a negligible magnetic moment per U atom $\langle M_z \rangle \approx 10^{-2} \mu_B$ [30]. The magnetic structure changes from AFM to paramagnetic (PM) at the temperature of 17.5 K via a sharp first order phase transformation. The AFM-PM transition is shifted to lower temperatures by an applied magnetic field (H) according to an experimental H - T phase diagram [31]. The origin of the first order phase transformation in URu_2Si_2 at 17.5 K and the presence of the critical quantum point on magnetic H - T phase diagram [32] remain open. Yet another open question is the inconsistency between the large peak of heat capacity (entropy change) at the transition and small value of the magnetic moment per U atom. The phases with the so-called hidden order parameters, such as quadruple momentum [33], triple spin correlation function [34] were utilized for the explanation of this phenomena.

This section contains the results of our modelling of the low temperature magnetic transition at 17.5 K. Anderson impurity Hamiltonian was used with the addition of the Falikov-Kimball interaction [35]. As a basis of our calculations we used zero-temperature Green function formalism to explain metal-insulator transition described in [36] and extended finite temperature model used in [21, 37].

The assumed configuration of an U^{4+} atom is $5d^0 5f^4$ with 2 electrons in the conduction band. The total magnetic moment coincides with the total magnetic moment of the $5f^2$ term and is equal to $\mu_f = 3\mu_B$ ($S = 1$, $L = 5$, $J = 4$, $L - 2S = 3$, $g = 3/4$). If there is a hole in the $5d$ orbital of an U atom, its energy is decreased on U relatively to the filled $5d$ level without a hole due to the Coulomb interaction within the $5d$ level and inter-configuration exchange between d - and f -orbitals. We assumed the exchange mentioned above to be of the AFM type. The magnetic configuration for a hole in the $5d$ level is $L = 2$, $S = 1/2$, $J = 5/2$, $g = 6/5$ with the total magnetic moment of $3\mu_B$, and its value coincides with a moment for $5f^2$ term. Due to AFM interconfigurational exchange the moments from d - and f -orbital compensate each other at low temperatures and the magnetic moment vanishes.

Anderson model with the Falikov-Kimball interaction.

The Hamiltonian of the interaction of the conduction electrons and the holes in the $5d^0$ localized level is [23]

$$H = \sum_k \varepsilon_k a_k^\dagger a_k + \sum_{mi} E_{mi} b_{mi}^\dagger b_{mi} - \sum_{mi} U_{mi} (1 - b_{mi}^\dagger b_{mi}) + \sum_{k,mi} (V_{k,mi} a_k^\dagger b_{mi} + V_{k,mi}^* b_{mi}^\dagger a_k) - \frac{G}{N} \sum_{k,mi} b_{mi}^\dagger b_{mi} a_k^\dagger a_k, \quad (8)$$

where a_k^+ (a_k) is the creation (annihilation) operator for conduction electrons, b_{mi}^+ (b_{mi}) is the creation (annihilation) operator for localized $5d$ -holes, E_{mi} is the energy of the localized level, ϵ_i is the energy of the conduction electron in k -representation, G is the Falikov-Kimball interaction between the conduction and d -electrons; U is the energy difference between $5d^0$ and $5d^1$ levels due to the Coulomb interaction and exchange between f - and d -spins; V is the energy related to the hybridisation between the conduction band and the localized $5d$ -level. The consideration then follows the Ce case described above, and the formula for the average number of holes on the d -level is similar to (6).

However, There are two types of interaction within one U atom in the model: (i) an interplay between localised $5d$ level and conduction band and (ii) AFM interaction between d -holes and f -electrons. Only the former is taken into account in (6). The AFM interaction can be introduced as follows. One can consider the system of d -holes and f -electrons at a fixed value of n_h and assume that the actual magnetic field acting on d -holes in Hamiltonian (8) is lower than the applied magnetic field because of the molecular field induced by the f -electrons. At a fixed n_h the Hamiltonian of interacting d -holes and f -electrons can be expressed in the molecular field approximation:

$$H = -\sum_i g\mu_B H S_i^d - \sum_i g_f \mu_B H S_i^f + \sum_i I_{ex} g\mu_B \langle S^f \rangle S_i^d + \sum_i I_{ex} g_f \mu_B \langle S^d \rangle S_i^f, \quad (9)$$

where $g_d = 6/5$ is a g factor of a d -electron; I_{ex} ($I_{ex} > 0$) is an exchange integral corresponding to the AFM interaction between the f -electrons and d -holes; S_i^d is the operator of the total magnetic moment of the d -hole that belongs to the i -th U atom and $\langle S^f \rangle$ is the average spin of $5f^2$ electrons per U atom.

According to the molecular field theory, the magnetic moments corresponding to the spins $\langle S^d \rangle$ and $\langle S^f \rangle$ are the solutions of the following system of equations:

$$\begin{aligned} \langle S^d \rangle &= gJB_J \left(\frac{gJ\mu_B}{kT} (H - I_{ex} \langle S^f \rangle) \right), \\ \langle S^f \rangle &= g_f J_f B_{J_f} \left(\frac{g_f J_f \mu_B}{kT} \left(H - I_{ex} \frac{g}{g_f} \langle S^d \rangle \right) \right), \end{aligned} \quad (10)$$

where $g_f = 3/4$ is a g -factor of the f -electrons; $J_f = 4$ is the quantum number of the total momentum of the f -electrons and $B_J(x)$ is the Brillouin function of order J . The first approximation for the solution of (11) verified by numerical calculations is:

$$\langle S_0^f \rangle = g_f J_f; \quad \langle S_0^d \rangle = gJB_J \left(\frac{gJ\mu_B}{kT} (H - I_{ex} g_f J_f) \right). \quad (11)$$

In other words, we assumed that the moments of f -electrons aligned with an applied magnetic field, whereas the moments of d -holes are initially set in the opposite direction. The link between the two systems described by Hamiltonians (8) and (9)

can be established by substitution of a molecular field $H_{mol} = H - A \langle S_0^f \rangle$ instead of an applied field H partition function Z in (6).

The result of the calculations is shown in Fig. 11.

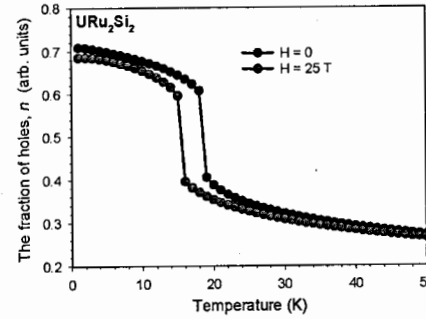


Fig. 11. Calculated temperature dependencies of the fraction of U atoms $n_h(T)$ with a hole at the localized $5d$ level.

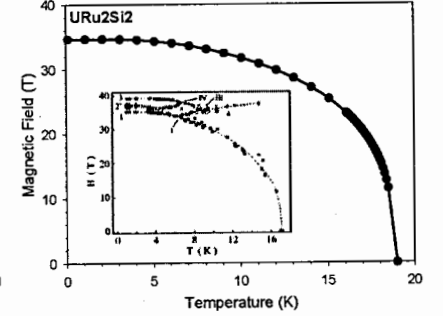


Fig. 12. Calculated H - T phase diagram is compared to an H - T phase diagram extracted from ultrasonic measurements in [32].

The theoretical H - T phase diagram derived from $n_h(H, T)$ is compared with experiment [32] in Fig. 12.

The energy of the system of localized d -holes can be calculated using standard finite temperature formalism:

$$\varepsilon(T) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} (\omega - \varepsilon_f) \text{Im} G_{loc}(\omega) \frac{d\omega}{1 + \exp\left(\frac{\omega - \varepsilon_f}{kT}\right)} \quad (12)$$

Theoretical heat capacity of the localised d -holes was obtained by numerical differentiation of (12). The results are compared to experimental data [27] in Fig. 13. The experimental curve grows linearly after the transition due to the contribution of conduction electrons at low temperatures, which is not taken into account in the plotted theoretical curve.

The magnetization per U atom can be approximated as

$$\begin{aligned} M &= n_h \left(\langle S^d \rangle + \langle S^f \rangle \right) + (1 - n_h) \langle S_{rem}^f \rangle, \\ \langle S_{rem}^f \rangle &= g_f J_f B_{J_f} \left(\frac{g_f \mu_B J_f H}{kT} \right), \end{aligned} \quad (13)$$

where $\langle S^d \rangle$ and $\langle S^f \rangle$ are the solutions of (11). The first term in (13) is a contribution to the magnetization from U atoms with d -holes at the localized level and the second term is a paramagnetic contribution from U atoms without the filled localized level. The results of the calculation are shown in Fig. 14. The parameters

used in simulations are $\Gamma = 0.0295$ eV, $G = 0.1$ eV, $I_{EX} = 11$ T $\Rightarrow$ $U_{EX} = 4.24453 \cdot 10^{-5}$ eV.

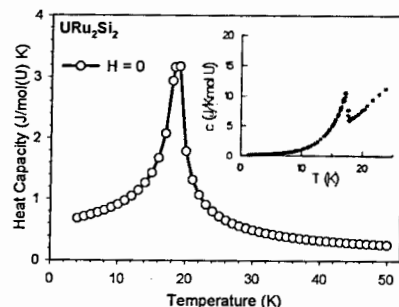


Fig. 13. Heat capacity of the localised holes on the $5d$ level in the zero magnetic field. The insert shows an experimental heat capacity [27].

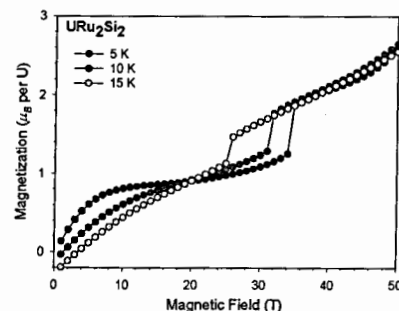


Fig. 14. Calculated isothermals of magnetization for the URu_2Si_2 per uranium atom at temperatures 5 K, 10 K and 15 K.

Conclusions

Three examples of field induced phase transitions are presented in this report: low spin – high spin phase transition in Co tautomers, α – γ phase transition in metallic Ce, and low temperature AFM–FM transition in URu_2Si_2 . All three theoretical models and experiment in megagauss fields on Co tautomers yield important information on the strengths of interactions within the electronic system of the considered materials.

References

- [1] A.K. Zvezdin. *Handbook of Magnetic Materials*, ed. K.H.J. Buschow. 9, 405 (1995)
- [2] D. Gatteschi, R. Sessoli. *JMMM* **272**, 1030 (2004)
- [3] A.K. Zvezdin, V.V. Kostyuchenko, V.V. Platonov, V.I. Plis, A.I. Popov, V.D. Selemir, O.M. Tatsenko. *Sov.Phys.Uspokhi* **172**, **11**, 1303 (2002); B. Barbara, V.V. Kostyuchenko, A.S. Mischenko, A.K. Zvezdin. *Phys. Stat. Sol.* **1**, 1595 (2004)
- [4] D.I. Homskii. *Sov.Phys.UFN* **129**, 443 (1979)
- [5] G.A. Abakumov, V.K. Cherkasov, M.P. Bubnov, O.G. Ellert, J.V. Dobrokhotova, L.N. Zakharov, Yu.T. Struchkov. *Dokladi Akademii Nauk.* **328**, 332 (1993)
- [6] B.V. Lebedev, N.N. Smirnova, G.A. Abakumov, V.K. Cherkasov, M.P. Bubnov. *J.Chem.Therm.* **34**, 2093 (2002)
- [7] D. Adams, D. Hendrickson. *J.Am.Chem.Soc.* **118**, 46 (1996)
- [8] M.X. LaBute, R.V. Kulkarni, R.G. Endres, D.L. Cox. *J.Chem.Phys.* **116**, 3681 (2002), cond-mat/0110606
- [9] O. Kahn, C. Jay Martinez. *Science*. 279 (1998)
- [10] J.K. Beattie. *Adv.Inorg.Chem.* **32**, 1 (1988)
- [11] Y. Garcia, O. Kahn, J.-P. Ader, A. Buzdin, Y. Meudeoif, and M. Guillot. *Phys.Lett.A* **271**, 145 (2000)
- [12] A.K. Zvezdin, A.S. Mischenko. cond-mat/0209337 (2002)
- [13] I.N. Markevtsev, M.P. Monakhov, V.V. Platonov, A.S. Mischenko, A.K. Zvezdin, M.P. Bubnov, G.A. Abakumov, V.K. Cherkasov. Submitted to *JMMM*
- [14] C.G. Pierpont, O.S. Jung, *Inorg.Chem.*, **34**, 4281 (1995)
- [15] D.C. Koskenmaki and K.A. Gschneidner. *Handbook on the physics and chemistry of the rare earths*, vol. 1 (North-Holland, Amsterdam, 1978)
- [16] M.O. Dzero, L.P. Gor'kov, and A.K. Zvezdin, *J.Phys.: Cond. Mater.* **12**, L711 (2000)
- [17] R. Ramirez, L.M. Falikov. *PRB* **3**, 2425 (1971)
- [18] B. Coqblin, A. Blandin. *Phys. Rev.* **17**, 281 (1968)
- [19] B. Amadon, S. Biermann, A. Georges, F. Aryasetiawan. ArXiv: cond-mat/0504732 (2005)
- [20] J.W. Allen, L.Z. Liu. *PRB* **46**, 5047 (1992)
- [21] A.S. Mischenko, A.K. Zvezdin. Submitted to *JMMM*
- [22] I.S. Dubenko, A.K. Zvezdin, A.S. Lagutin, R.Z. Levitin, A.S. Marcosyan, V.V. Platonov, and O.M. Tatsenko. *JETP Lett.* **64**, 202 (1996)
- [23] A.S. Chernyshov, L.P. Gor'kov, A.S. Mischenko, A.K. Zvezdin. Submitted to *JMMM*
- [24] V. Barzykin and L.P. Gor'kov, *PRL* **70**, 2479 (1993)
- [25] K. Matsuda, Y. Kohori, T. Kohara, K. Kuwahara, and H. Amitsuka, *PRL* **87**, 087203 (2001)
- [26] P. Chandra, P. Coleman, J. A. Mydosh, and V. Tripathi. cond-mat/0303005 (2003)
- [27] A de Visser, F.E. Kayzel, A.A. Menovsky, J.J.M. Franse, J. van den Berg, G.J. Nieuwenhuys. *PRB* **34**, 33 (1986)
- [28] T. Nishioka, H. Mukai, S. Nakamura, G. Motoyama, Y. Ushida, N.K. Sato. *J.Phys.Soc.Jpn.* **69**, 2415 (2000)
- [29] S.A. Mentink, T.E. Mason, S. Suellow, G.J. Nieuwenhuys, A.A. Menovsky, J.A. Mydosh, A.J. Perenboom, *PRB* **53**, R6014 (1996)
- [30] T.E. Mason, B.D. Gaulin, J.D. Garrett, Z. Tun, W.J. Buyers, E.D. Isaacs, *PRL* **65**, 3189 (1990)
- [31] A. Suslov, J. B. Ketterson, D. G. Hinks, D. F. Agterberg, and B.K. Sarma, *PRB* **68**, 020406 (2003)
- [32] K.H. Kim, N. Harrison, M. Jaime, G.S. Boebinger, and J.A. Mydosh. condmat/0304208 (2003)
- [33] P. Santini and G. Amoretti, *PRL* **73**, 1027 (1994)
- [34] L.P. Gor'kov. *Europhys.Lett.* **16**, 301 (1991)
- [35] L.M. Falikov, J.C. Kimball, *PRL* **22**, 997 (1969)
- [36] M. Avignon, S.K. Ghatak, *Sol.State Comm.* **16**, 1243 (1975)
- [37] B. Coqblin and A. Blandin, *Phys.Rev.* **17**, 281 (1968)

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НЕЙТРОННЫХ ПОТОКОВ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ЖЁСТКИХ НЕЙТРИНО.

Ю.С. Лютостанский

Московский Инженерно-физический институт
(Государственный Университет) г. Москва.

В.И. Ляшук

Институт теоретической и экспериментальной физики. г. Москва.

Ядерные реакторы, как мощные $\tilde{\nu}_e$ -источники используются для изучения нейтрино уже более 50-и лет со времен экспериментов Кована и Рейнса по наблюдению нейтрино на реакторе Савана-Ривер. Вместе с преимуществами, связанными с интенсивным реакторным $\tilde{\nu}_e$ -поток, имеются неопределенности в форме $\tilde{\nu}_e$ -спектра, особенно в жесткой его части важной, благодаря зависимости от энергии E_ν сечения $\tilde{\nu}_e$ -захвата как $\sigma \sim E_\nu^2$. Жесткая часть реакторного $\tilde{\nu}_e$ -спектра формируется короткоживущими нейтроноизбыточными ядрами-продуктами деления с большой энергией β -распада и, в основном, с плохо изученными схемами распада, которые приходится прогнозировать, используя теоретические модели.

Однако, гораздо эффективнее использовать конвертор, окружающий активную зону ядерного реактора и поглощающий исходящие нейтроны, преобразуя их в жесткие антинейтрино с известным спектром. Идея такого конвертирования за счет реакции ${}^7\text{Li}(n,\gamma){}^8\text{Li}$ с последующим распадом короткоживущего изотопа ${}^8\text{Li}$ ($T_{1/2} = 0.84$ s, $E_{\tilde{\nu}}^{\text{max}} = 13.0$ MeV), была высказана Л.А. Микаэльяном, П.Е. Спиваком и В.Г. Циневым ещё в 1965 году [1] и в том же году докладывалась в ООН на III Международной конференции по использованию атомной энергии в мирных целях [2,3]. Впоследствии идея специализированного реактора-конвертора для нейтринных исследований развивалась в цикле работ авторов (см. обзоры [4,5]). В результате этих работ было показано, что можно оптимизировать систему реактор-конвертор как по конструкционным особенностям, так и по химическому составу вещества конвертора, а так же по используемым режимам измерения и работы, чтобы создать работающую экспериментальную установку превосходящую по своей эффективности имеющиеся аналоги.

Еще более эффективной оказалась представленная концепция интенсивного источника нейтрино на базе линейного протонного ускорителя, blankets-размножителя нейтронов и литиевого конвертора,

работающего в статическом и динамическом режимах. Такое устройство, похоже на разрабатываемые в настоящее время электроядерные установки, включающие интенсивные нейтронные источники на базе ускорителя, размножающую мишень и blankets с радиоактивным веществом, предназначенные, в основном, для переработки радиоактивных отходов в рамках национальных и международных программ (см. обзоры [6-10]). В настоящей работе предлагается заменить blankets с радиоактивным веществом на литиевый конвертор с целью получения интенсивного потока антинейтрино. Таким образом, в настоящее время, когда развиваются большие международные проекты по созданию очень интенсивных нейтронных источников для переработки ядерных отходов, становится более реальным создание «нейтринной фабрики», предназначенной для научных исследований.

В настоящей работе рассматриваются процессы в литиевом конверторе, оптимизируются режимы работы установки, её геометрические параметры и химический состав вещества конвертора, представлена концепция интенсивного источника нейтрино на базе линейного протонного ускорителя с нейтроноразмножающей мишенью и литиевого конвертора.

1. Короткоживущие нейтроноизбыточные ядра и проблема моделирования спектра реакторных антинейтрино

Интересующий нас спектр антинейтрино от реактора может быть представлен четырьмя слагаемыми:

$$N_{\Sigma}(E_{\tilde{\nu}}, t) = N_F(E_{\tilde{\nu}}, t) + N_{FP}(E_{\tilde{\nu}}, t) + \Delta_{calc} N_{FP}(E_{\tilde{\nu}}, t) + \Delta_{n\gamma} N_{FP}(E_{\tilde{\nu}}, t) \quad (1)$$

Первое слагаемое соответствует $\tilde{\nu}_e$ -излучению ядер тяжёлых элементов, образующихся при работе реактора. Здесь основной вклад даёт (n,γ) -реакция на ${}^{238}\text{U}$ (с последующим β^- -распадом ${}^{239}\text{U}$), который составляет основную массу топлива. Как было показано в [11, 12], $\tilde{\nu}_e$ -спектры ${}^{239}\text{U}$ и ${}^{238}\text{Np}$ имеют особенности в виде скачков соответственно с $E_{\tilde{\nu}}^{\text{max}} = 1.27$ и 0,72 МэВ. Второе слагаемое в (1) является основным и описывает излучение смеси известных ядер-продуктов деления. Образующиеся при делении два первичных осколка, переобогащены нейтронами и каждый последовательно распадается в среднем около трёх раз, что в результате даёт примерно 6 $\tilde{\nu}_e$ /деление. Третье слагаемое определяет вклад нейтроноизбыточных ядер-продуктов деления с неизвестными схемами β -распада. Таких ядер довольно много и при энергии $E_{\tilde{\nu}} > 6$ МэВ их вклад в

$\tilde{\nu}_e$ -спектр составляет больше 25%, а при $E_{\tilde{\nu}} > 7$ МэВ – уже 50%. Эту составляющую приходится рассчитывать, используя различные теоретические методики. Четвёртое слагаемое описывает поправку к $\tilde{\nu}_e$ -спектру возникающую от поглощения нейтронов продуктами деления и дает небольшой вклад в низкоэнергетическую область спектра.

Экспериментальная ситуация, хорошо изложенная В.И. Копейкиным [13] и приведенная ниже на рис. 1 и 2 показывает, что, с одной стороны, данные разных экспериментов хорошо согласуются, например конверсионный спектр антинейтрино [14, 15] и спектр, измеренный на реакторе коллаборацией CST [16] и спектр работы [13], см. рис. 2,

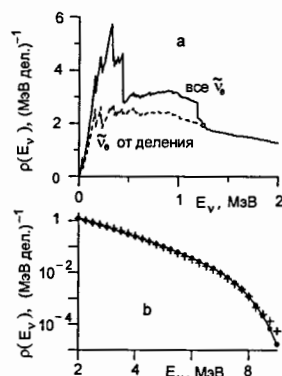


Рис. 1. [13, 17] Спектр антинейтрино ВВЭР для середины кампании реактора:

а. Расчёт работы [13] для области $E_{\tilde{\nu}} < 2$ МэВ: сплошная кривая – полный спектр $\rho(E_{\tilde{\nu}})$; пунктир, переходящий в сплошную кривую – компонент спектра от бета-распада продуктов деления.

б. Точки – измерение на спектрометре РОНС на РАЭС; кресты – спектр, полученный из измерений спектров бета-частиц смесей продуктов деления [14, 15].

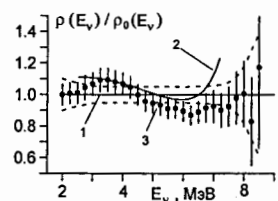


Рис. 2. Отношение спектров $\tilde{\nu}_e$ [13, 17]:

1 – ρ_0 , измерения на РОНСе (штриховые кривые – границы полосы погрешностей); кривая 2 – измерения на реакторе [16]; точки 3 – конверсионный спектр [14, 15]. Все погрешности – 90% C.L.

а с другой стороны, при $E_{\tilde{\nu}} > 7$ МэВ погрешности сильно увеличиваются.

Улучшить существенно ситуацию за счет использования расчетных данных не удастся из-за необходимости использовать прогнозы схем β -распада короткоживущих нейтроноизбыточных ядер-продуктов деления (слагаемое $\Delta_{calc} N_{FP}(E_{\tilde{\nu}}, t)$ в (1)). Многочисленные расчеты $\tilde{\nu}_e$ -спектра, проведенные как в схематических [18–21], так и в микроскопических подходах [22–24] (см. так же обзор [25]), в том числе и авторами с использованием теории конечных ферми-систем А.Б. Мигдала не дали

хорошей точности в жесткой области реакторного $\tilde{\nu}_e$ -спектра из-за множества неопределенностей, связанных с работой конкретного реактора и с динамикой состава ядерного горючего.

2. Литиевый конвертор реакторных нейтронов в антинейтрино

Однако, гораздо эффективнее использовать конвертор, окружающий активную зону ядерного реактора и поглощающий исходящие нейтроны, преобразуя их в жесткие антинейтрино с известным спектром. После того как в 1965 году была высказана идея такого конвертирования за счет реакции ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ с последующим распадом короткоживущего изотопа ${}^8\text{Li}$ ($T_{1/2} = 0.84$ с, $E_{\tilde{\nu}}^{\text{max}} = 13.0$ МэВ) [1], в 1974 году в ИАЭ им. И.В. Курчатова была разработана концепция импульсного реактора РИНГ [26] специально предназначенного для нейтринных исследований. Однако это не было реализовано и в дальнейшем нейтринные исследования стали развиваться с использованием мощных промышленных реакторов. Работы проводятся как у нас в стране, так и за рубежом (см. обзоры: [13, 24, 27] и [28, 29]).

Но идея специализированного реактора-конвертора для нейтринных исследований не была забыта ввиду явных преимуществ более жесткого литиевого спектра (см. рис. 3) и последовательно развивалась в цикле работ авторов, начиная с 1987 г. [30] (см. обзоры [4–5]).

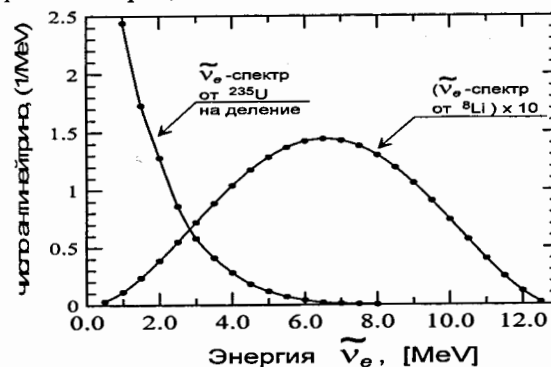


Рис. 3. Сравнение реакторного и ${}^8\text{Li}$ $\tilde{\nu}_e$ -спектров.

(Средняя энергия $\bar{E}_{\tilde{\nu}} = 6.5$ МэВ для ${}^8\text{Li}$ $\tilde{\nu}_e$ -спектра и сечение $\tilde{\nu}_e$ -захвата возрастает в десятки раз.)

Статический режим работы.

Конструктивно идея реактора-конвертора проста и иллюстрируется на рис. 4, где представлены два возможных варианта расположения активной зоны реактора, окружающего конвертора содержащий литий и тяжеловодного замедлителя/отражателя нейтронов.

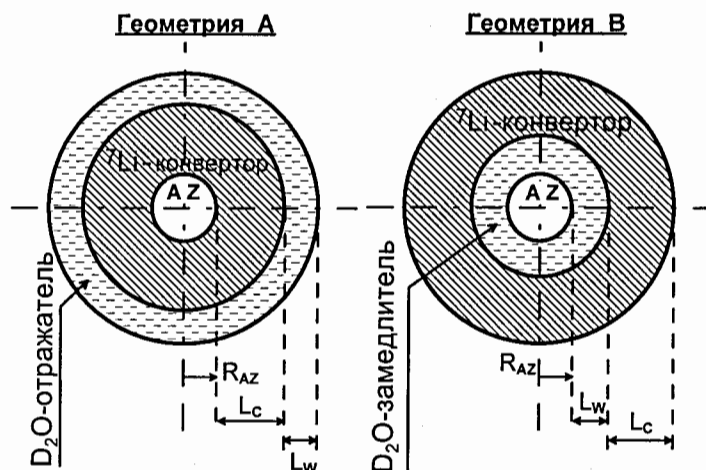


Рис. 4. Конструкционная схема реактора-конвертора.

Оптимизационные расчёты показали, что наибольшая эффективность — k (где k равно количеству нуклидов ^8Li получаемых на один нейтрон, выходящий из активной зоны) получается в геометрии А, включающей тяжеловодный отражатель нейтронов. Очевидно, что с увеличением размеров конвертора, массы лития и чистоты по изотопу ^7Li (^6Li — сильный поглотитель нейтронов), эффективность — k увеличивается. Так же она растет с увеличением размеров отражателя или замедлителя. Таким образом, конструкционная задача должна быть оптимизирована по многим параметрам. Такая оптимизация для статического режима работы реактора-конвертора проводилась нами в 1988-90 гг. и опубликована в цикле работ [40 – 45].

Оптимизация параметров конструкции реактора-конвертора проводилась с использованием Монте-Карловской программы МАМОНТ, разрабатывавшейся в течение многих лет для реакторных и геофизических расчётов и отлаженной при сопоставлении расчётов переноса нейтронов с базовыми интегральными экспериментами [46–51]. Мы не будем детально останавливаться здесь на описании программы МАМОНТ, отметим только, что она использует современные ядерные данные, находится в рабочем состоянии и успешно описывает перенос нейтронов в средах различного состава и в условиях различных конструкционных решений.

Выбор вещества конвертора.

Самым важным для статического режима работы стал выбор литий-содержащего вещества конвертора. Оптимизация проводилась и по химическому составу вещества конвертора, который варьировался в широких пределах — от тяжеловодных растворов LiOD , $\text{LiOD} \cdot \text{D}_2\text{O}$ и LiD , до таких соединений как Li_2C_2 , Li_2CO_3 , Li_2O , LiDCO_3 , LiF , LiDF_2 и их тяжеловодных растворов. При этом фиксировалось значение эффективности k и в различных вариантах геометрии, рассчитывалась масса необходимого лития при чистоте по изотопу ^7Li равной 99.99%, т.к. приемлемая чистота по изотопу ^7Li должна составлять 99.99 – 99.995%, что может быть реально в настоящее время. Основным «паразитным» поглотителем нейтронов будет изотоп ^6Li сечение поглощения нейтронов которого в тепловой точке в $\sim 2.10^4$ раз больше чем у ^7Li .

Необходимо отметить, что в процессе работы вещество конвертора будет самоочищаться за счет «выгорания» поглотителя ^6Li в нейтронном потоке. Результаты расчетов по наиболее перспективным соединениям представлены в таблице 1.

Как видно из приведенной таблицы, тяжеловодный раствор LiOD может считаться наиболее перспективным. Так, например, при концентрации лития равной 9.46 %, для достижения эффективности $k = 7.7\%$ требуется в 300 раз меньше лития, чем при использовании очищенного металлического лития-7.

Таблица 1. Сравнение различных вариантов химических соединений лития, используемых в качестве материала конвертора.

Материал конвертора	плотность (g/cm ³)	Температура плавления (t°С)	Масса Li (kg) для $k = 9\%$ ($^7\text{Li}=99.99\%$)
^7LiD – дейтерид лития	0.89(crystal) 0.80(pressed)	686±5	>300
$^7\text{LiOD}$ – гидроксид лития	1.495	462÷471 (для LiOH)	250
$^7\text{LiOD} \cdot \text{D}_2\text{O}$	1.965	>600 (для LiOH·H ₂ O)	115
$^7\text{LiOD} \cdot \text{D}_2\text{O}$ + ^7Li 6%			70

Ранее были предложения использовать в реакторных нейтринных экспериментах изотоп ^{12}B [42], имеющий жесткий $\bar{\nu}_e$ -спектр похожий на литиевый: $E_{\bar{\nu}}^{\text{max}} = 13.4 \text{ MeV}$, $\bar{E}_{\bar{\nu}} = 6.5 \text{ MeV}$, $T_{1/2} = 20 \text{ ms}$. Однако относительные сечения паразитного захвата тепловых нейтронов на боре $[\sigma_a(^{10}\text{B})/\sigma_{\text{пр}}(^{11}\text{B})] = 3837/0.0055$ на несколько порядков отличаются от литиевых отношений $[\sigma_a(^6\text{Li})/\sigma_{\text{пр}}(^7\text{Li})] = 937/0.045$ в худшую сторону. Это приведет к тому, что бор требует на два порядка большей очистки по изотопу ^{11}B чем ^7Li , т.е. для изотопа ^{11}B требуется минимальная чистота примерно равная 99, 9997%, в то время как для ^7Li достаточно $\approx 99, 99\%$ при той же эффективности конвертора.

Динамический режим работы.

Для увеличения счёта полезных событий в нейтринном детекторе авторами была предложена схема динамического режима работы установки [32,43], в которой жидкий литий или тяжеловодный раствор его химического соединения прокачивается от активной зоны реактора до резервуара, расположенного рядом с детектором как показано на рис. 5.

Прокачка жидкого вещества конвертора должна осуществляться максимально быстро и в больших объемах, что определяет конструкционные особенности установки, в частности, большой диаметр труб, мощность насосов, жесткость конструкции.



Рис. 5. Схема установки реактор-конвертор-резервуар, работающей в динамическом режиме прокачки жидкого литийсодержащего вещества конвертора.

Такая установка позволит не только работать с более жестким спектром антинейтрино, но и варьировать жесткость $\bar{\nu}_e$ -спектра за счет скорости прокачки.

В установке с динамическим режимом работы жидкая литиевая композиция прокачивается в замкнутом цикле через конвертор и далее к детектору, который расположен вблизи накопительного резервуара или даже внутри него. За время доставки активированного лития к детектору изотоп ^8Li частично распадается, что легко рассчитывается, используя уравнения распада [32]. Суммарный $\bar{\nu}_e$ -спектр складывается, таким образом, из спектра активной зоны + спектра окружающего АЗ конвертора + спектра от резервуара и + спектра идущего из канала прокачки. В этой задаче уже оказываются связанными не менее семи параметров: три объема (конвертора, резервуара и канала доставки) + два расстояния (L - длина канала и S - расстояние от резервуара до детектора) + две скорости прокачки (v - транспортная в м/с и w - скорость прокачки массы в м³/с). Ранее было проанализировано множество различных вариантов [12, 43, 3], исходя из реальных технических возможностей. Очевидно, что скорости прокачки жидкой литиевой композиции и потоки должны быть максимально возможными. Рассматривался, так же и вариант вертикальной компоновки установки. Такой вариант имеет ряд преимуществ, в частности связанных с защитой от фона при длительных измерениях.

В реальной геометрии (см. рис. 5) полагаем толщину конвертора $L_c = 1 \text{ м}$, диаметр активной зоны $D_{AZ} = 46 \text{ см}$, что соответствует объему АЗ в 51 л как у реактора ПИК [44], радиус поворота $R_t = 1.35 \text{ м}$ и наполнение конвертора - LiOD с концентрацией лития $\geq 5.66\%$ при чистоте по изотопу $^7\text{Li } P_7 = 99,99\%$. При этих параметрах имеем эффективность $k \geq 0.10$ и с использованием геометрического фактора $\sim R^2$, жестких литиевых нейтрино в динамическом режиме работы должно быть зарегистрировано на порядок больше, чем в статическом. Действительно, при скоростях прокачки $v = 10 \text{ м/с}$ и $w = 3 \text{ м}^3/\text{с}$, получаем, что в резервуаре распадается 10,3% от общего числа образовавшихся в конверторе ядер ^8Li ($N_R \approx 0.1$), а при детекторе расположенном на расстоянии S от резервуара, отношение X плотностей потоков жестких литиевых $\bar{\nu}_e$ от резервуара к мягким $\bar{\nu}_e$ от активной зоны будет равно: $X = N_R (R / S^2)$, что при $R = 10 \text{ м}$ и $S = 0.5 \text{ м}$ дает усиление отношения в 40 раз. С учетом телесных углов Ω_R и Ω_{AZ} регистрации возрастает еще в Ω_R / Ω_{AZ} раз.

Дополнительный выигрыш получается в динамическом режиме за счет жесткости $\bar{\nu}_e$ -спектра благодаря зависимости $\sigma \sim E_{\bar{\nu}}^2$, т.к. доля жестких литиевых $\bar{\nu}_e$ в этом случае резко увеличивается. Так, сечение

($\tilde{\nu}_e + p$) реакции будет в $28 \div 34$ раза больше с $\tilde{\nu}_e$ -спектром от ${}^8\text{Li}$, чем от ${}^{235}\text{U}$, а сечение ($\tilde{\nu}_e + d$) реакции соответственно больше в $30 \div 40$ раз в нейтральном и в ~ 80 раз в заряженном канале. В динамическом режиме более чем на порядок возрастает и общий счет антинейтрино в ($\tilde{\nu}_e + p$) и ($\tilde{\nu}_e + d$) реакции (нормировка = $6.13 \tilde{\nu}_e/\text{деление}$).

При увеличении скоростных параметров прокачки литиевого соединения в цикле, эффективность динамической схемы еще более увеличивается. Уже существуют исследовательские реакторы, имеющие нужные параметры: ATR (Idaho, USA) со скоростью прокачки охладителя 170 – 200 м/мин, GHFR 15.5 м/с, SRHFD (Savannah River, USA) с потоком D_2O – охладителя $5.65 \text{ м}^3/\text{с}$ и с линейной скоростью 19.8 м/с.

Таким образом, для различных режимов прокачки и конструктивных вариантов, получено, что за счет увеличения жесткости $\tilde{\nu}_e$ -спектра, для нейтрального канала ($\tilde{\nu}_e, d$) реакции счёт полезных событий может возрастать в десятки раз, а для заряженного – на два порядка.

Тормозное излучение электронов.

При β -распаде короткоживущего изотопа ${}^8\text{Li}$, образующиеся жесткие электроны тормозятся в веществе конвертора, испуская γ -кванты с $E_\gamma^{\text{max}} = E_\beta^{\text{max}}$. Спектр тормозного излучения имеет типичный вид [53] и резко возрастает с уменьшением энергии от значения E_β^{max} как $1/E^\alpha$, где $\alpha > 1$.

Таким образом, тормозное излучение электронов создает серьезную фоновую активность в области $E < 6-8 \text{ MeV}$, что является существенной помехой в некоторых экспериментах. Например, измерение γ -квантов с энергией 478 кэВ, излучаемых при переходе ${}^7\text{Li}$ из возбужденного состояния в основное в реакции неупругого рассеяния антинейтрино на ядрах изотопа ${}^7\text{Li}$ (2) в опытах по обнаружению нейтральных токов (см. ниже), будет существенно затруднено или даже невозможно из-за существенного фона образуемого тормозным излучением β -электронов.

Анализ тритиевой активности.

Дополнительную фоновую радиоактивность создаёт тритий, образующийся в реакциях нейтронов с литием: ${}^6\text{Li} (n, \alpha) \text{T}$ и ${}^7\text{Li} (n, p) \alpha \text{T}$, а так же в D_2O при радиационном захвате нейтрона: $\text{D} (n, \gamma) \text{T}$. Реакция с ${}^7\text{Li}$ является пороговой ($E_{\text{порог}} \sim 3 \text{ МэВ}$) и её вклад в образование трития несущественен.

Были проведены расчёты по образованию трития в литии и поглощению нейтронов в тяжёлой воде в геометрии близкой к исследовательскому реактору ПИК, при потоке $10^{15} \text{ н/см}^2 \cdot \text{с}$ и при чистоте по изотопу ${}^7\text{Li}$ $P_7 = 99,99 \%$ с нормировкой на нейтрон источника, получено, что характерные величины скорости накопления тритиевой активности: для твердотельных конверторов при $L_c = 70 \text{ см} \sim (25 \div 30) \text{ мкКи/л.с.}$; для конверторов с раствором LiOD при $L_c = 90 \text{ см} \sim (11 \div 17) \text{ мкКи/л.с.}$. При этом скорость накопления трития в литре объема тяжеловодной оболочки меньше данных величин на два и более порядка, так что тяжеловодная оболочка сочетает функции отражателя и защиты. Оценка для параметров реактора ПИК даёт значения активности образующегося трития, близкие к 2 Ки/л. Накопление тритиевой активности при динамическом режиме работы обуславливает необходимость изотопной очистки её в специальном контуре.

Отметим, что за счет выгорания в конверторе изотопа ${}^6\text{Li}$, происходит само очистка вещества конвертора и увеличения параметра P_7 , характеризующего чистоту по изотопу ${}^7\text{Li}$.

Таким образом, моделирование статического и динамического режимов работы показало, что можно оптимизировать систему реактор-конвертор, как по конструкционным особенностям, так и по химическому составу вещества конвертора, а так же по используемым режимам работы и измерения, чтобы создать работающую экспериментальную установку, превосходящую по своей эффективности имеющиеся аналоги.

3. Концепция интенсивного источника нейтрино на базе мощных электроядерных установок

Эффективность и жесткость суммарного $\tilde{\nu}_e$ -спектра может быть значительно выше для $\tilde{\nu}_e$ -источника созданного на базе импульсного реактора окруженного n - $\tilde{\nu}_e$ конвертором. Лучше будут и фоновые условия для экспериментов. Исходящий в этом случае нейтронный поток от компактного импульсного реактора будет гораздо жестче и интенсивнее, так что потребуются больше тяжелой воды для замедления и термализации быстрых нейтронов. Использование в этом случае стандартного импульсного реактора [44] окруженного конвертором, довольно сложно т.к. это может сильно повлиять на реактивность и управляемость реактора, тем более, что у многих импульсных реакторов имеются движущиеся части конструкции. Хотя все эти проблемы решаемы, тем не менее, в настоящее время создание специального реактора для нейтринных

исследований типа импульсного реактора РИНГ [26] является проблематичным так же и из-за финансовых соображений.

В настоящей работе предлагается использовать мощный нейтронный источник бустерного типа в сочетании с ускорителем заряженных частиц, окруженный конвертором из литийсодержащего вещества. Представленная концепция интенсивного источника нейтрино на базе протонного ускорителя, бланкета-размножителя нейтронов и литиевого конвертора, работающего в статическом и динамическом режимах должна быть еще более эффективной, чем рассмотренный выше стационарный или импульсный реактор, окруженный конвертором и работающий в динамическом режиме.

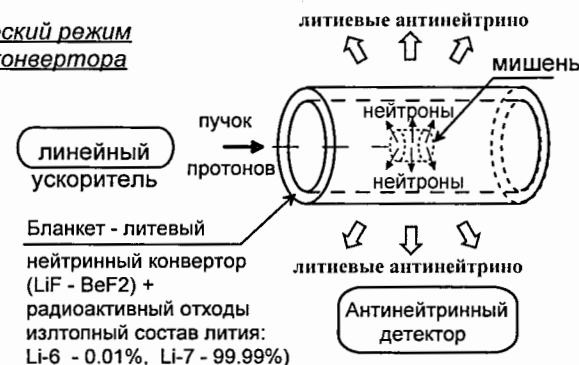
Такая установка похожа на создаваемые в настоящее время устройства, включающие интенсивные нейтронные источники на базе ускорителя протонов и нейтронопроизводящей мишени, и подкритического реактора, называемого бланкетом. Подобные установки планируются в США, России и Европе для трансмутации (уничтожения) долгоживущих радиоактивных отходов в рамках национальных и международных программ (см. обзоры [6-9]). В нашей литературе такие установки называют электроядерными (ЭЛЯУ), а в зарубежной – Accelerator Driven System (ADS). В настоящей работе предлагается использовать дополнительно еще и литиевый конвертор с целью получения интенсивного потока антинейтрино для научных исследований.

Схема такой электроядерной установки представлена на рис. 6 в двух вариантах – для статического и динамического режимов работы. В динамическом режиме $\bar{\nu}_e$ -детектор располагается вблизи резервуара или внутри него, а через резервуар прокачивается литийсодержащее химсоединение, например тяжеловодный раствор $LiOD$. Это позволяет уменьшить вклад антинейтрино от делительного процесса, проходящего в бланкете-размножителе нейтронов. Как и в случае установки для динамического режима работы, возможен вариант вертикальной компоновки с ускорительным комплексом, расположенным сверху как планируется для ЭЛЯУ (см. ниже). В вертикальном варианте с подземным расположением нейтронного источника лучше решаются вопросы защиты. Кроме того, при подземном расположении накопительного резервуара и измерительного комплекса лучше будут фоновые условия.

Дополнительный выигрыш в $\bar{\nu}_e$ -потоке можно получить, используя литиевые химсоединения в элементах конструкции установки, например в качестве теплоносителя.

Литиевый антинейтринный источник на базе бустера для дожигания ядерных отходов

Статический режим работы конвертора



Динамический режим работы конвертора

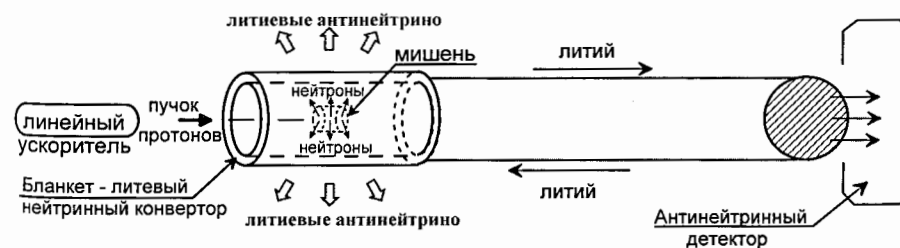


Рис. 6. Схема электроядерной установки с литиевым бланкетом - конвертором в двух вариантах – для статического и динамического режимов работы.

Общий вид электроядерной установки с литиевым blanketом – конвертором для динамического режима работы представлен на рис. 7.

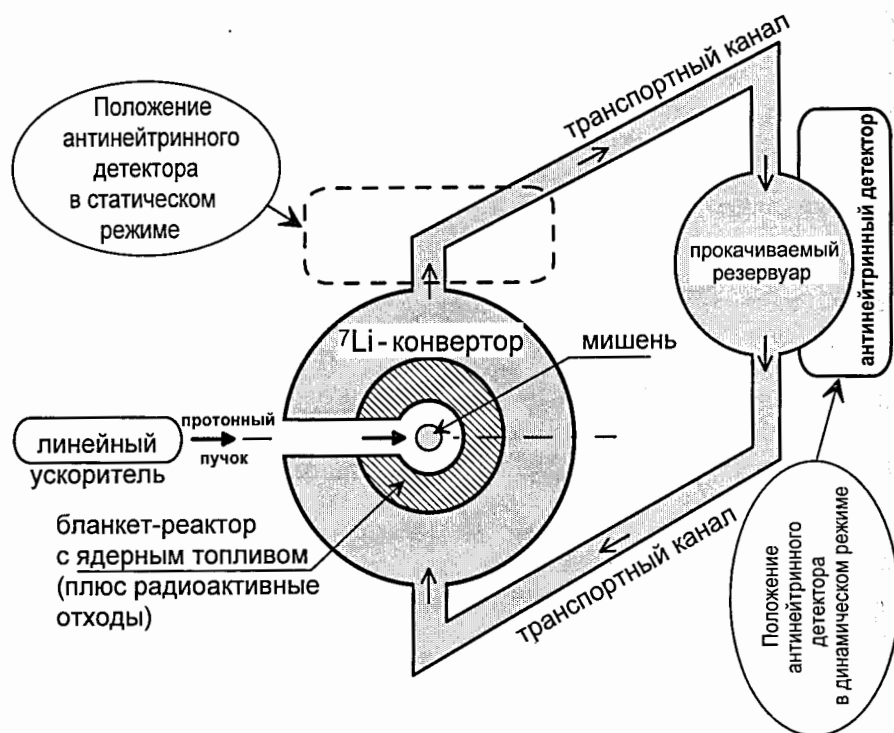


Рис. 7. Общая схема электроядерной установки с литиевым blanketом – конвертором [54].

Представленная на рис.7 схема предлагаемой установки, демонстрирует, что рождающиеся в мишени нейтроны «подрывают» подкритический реактор содержащий соли лития и создаётся мощный нейтронный импульс, который попадает в конвертор, где и рождается интенсивный $\bar{\nu}_e$ -поток. Далее, согласно динамической схеме, содержащее литий вещество конвертора прокачивается по транспортному каналу в резервуар ближе к детектору, что обеспечивает существенно больший счет полезных событий.

Современные возможности.

В качестве одного из вариантов электроядерной установки для уничтожения ядерных отходов, которую можно использовать в качестве мощного $\bar{\nu}_e$ -источника с литиевым конвертором, рассмотрим установку, предложенную Карло Руббиа [6] и описанную так же в обзоре [9] - рис. 8.

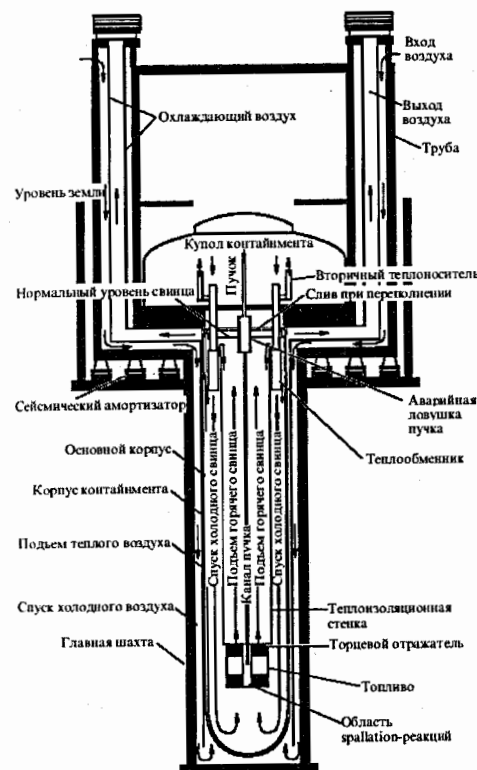


Рис. 8. [9].

Принципиальная схема стандартного блока ЭЯФУ тепловой мощностью 1500 МВт. Высота корпуса ~ 25 м, диаметр ~ 6 м.

Пучок протонов вводится вертикально по вакуумной трубке для производства spallation-нейтронов на уровне активной зоны. Это – подкритическая система с быстрым спектром нейтронов, управляемая протонным ускорителем. Одной из главных особенностей установки является наличие 10^4 т расплавленного свинца, используемого в качестве мишени для производства нейтронов при бомбардировке протонами, в качестве замедлителя нейтронов и теплоносителя.

Возможны и другие варианты мишеней, например твердотельная или свинцовая твердофазная мишень состоящая из свинцовых шариков малого диаметра, гидравлически взвешенных в тяжеловодном теплоносителе. Подробнее различные и детали конструкции возможной установки описаны в обзоре [7].

Если от спектра быстрых нейтронов, необходимых для воспроизводства ядерного топлива перейти в подобных установках к тепловым нейтронам, дающим больший результирующий поток, то

возможно использовать литийсодержащий тяжеловодный теплоноситель и замедлитель в соответствующих узлах установки. Возможно так же использование жидкосолевого реактора. В проектах MSBR (Molten Salt Breeder Reactor) и DMSR (Denaturated Molten Salt Reactor) в качестве носителя топлива в первом контуре использовались солевые системы на основе Li, Be/F (в соотношении 2:1). Химические и физические свойства таких систем сегодня наиболее детально изучены, поэтому данная солевая композиция была использована на этапе предварительных расчетов ЖСР – пережигателя. При относительно небольших концентрациях трансурановых нуклидов в расплаве ($\leq 1\%$ мол) в расчетах топливного контура с LiF-BeF₂-XF₃ (X-Pu; Np; Am; Cm) в пределах погрешности измерений (10÷15)% можно использовать данные по свойствам только основной соли 66LiF - 34BeF₂ (см. подробнее в проекте КИАЭ). Но во всех проектах остаётся проблема размещения литиевого конвертора вблизи активной зоны реактора.

Перспективные существующие импульсные нейтронные источники представлены в Табл.2 [10].

Таблица 2. Существующие импульсные нейтронные источники.

Страна место название	Начало работы (год)	Мощность пучка (КВт)	Длительность протонного импульса(μs)	Частота (Гц)	Пиковый поток тепл. нейтронов (10 ¹⁴ н/см ² с)
Япония Isukuba KENS/KEK	1980	3	0.1	20	3
Россия Дубна ИБР-2	1984	2000 делений	305 по тепловым нейтронам	5	100
UK Abingdon ISIS	1985	160	0.4	50	20÷100
USA Los Alamos LANSCe	1985	56	0.27	20	34
Argonne IPNS	1981	7	0.1	30	5

Следует отметить, что проектируемые нейтронные источники будут существенно отличаться от существующих (см. Табл. 3). Наиболее продвинутом является проект SNS, который планируется запустить в Оак-Ридже в 2007.

Таблица 3. Новое поколение нейтронных источников

Обозначения: W_p – мощность пучка протонов (МВт), E_p – энергия протонов (ГэВ), Ω_p – частота (Гц), I_p – число протонов в импульсе, τ_p – ширина импульса (μs).

Название место	W _p (MW)	E _p (GeV)	Ω _p (Hz)	I _p (10 ¹³)	τ _p (μs)	Ускоритель	Другие компоненты
SNS *) Oak Ridge	2.0	1.0	~60	20.8	1.0	18.5 МэВ стандартный LINAC 1.0 GeV SC LINAC	Кольцо радиусом 40 м
KEK/JAERI Tokai **)	1.0	3.0	25	8	<1.0	400 МэВ стандартный LINAC + 600 МэВ SC 3 и 50 ГэВ синхротроны	
ESS ***) Европа	5.0	1.33	50	46	1.4	1.33 ГэВ стандартный или сверхпро- водн. LINAC	Два кольца радиусом 35 м
AUSTRON Австрия***)	0.5	1.6	50	3.9	0.44	1.6 ГэВ синхротрон	
LPSS ***) Лос-Аламос	1.0	0.8	60	12	1000	Модернизи- рованный LANSCe Linac	

*) – в стадии строительства, запуск в 2007 году.

) – подтвержденный проект, *) – в стадии проектирования.

Специалисты пришли к единому выводу, что существующая технология, как линейных ускорителей, так и циклотронов, может обеспечить требуемую мощность пучка от 10 до 20 мА при энергии протонов 1 ГэВ [9]. Такой вывод сделан на основе анализа действующих ускорителей и проектов, разрабатываемых в различных странах.

Таким образом, в настоящее время, когда развиваются большие международные проекты по созданию очень интенсивных нейтронных источников для переработки ядерных отходов, становится более реальным создание «нейтринной фабрики», предназначенной для научных исследований.

4. Оценка нейтринного потока в экспериментах с использованием ловушек больших ускорителей и литиевого конвертора

Использование ловушек больших ускорителей для получения гигантских импульсов тепловых нейтронов [47] порядка 10^{17} - 10^{18} нейтронов за импульс длительностью 150 – 200 миллисекунд, позволяет с помощью литийсодержащего $n-\bar{\nu}_e$ конвертора генерировать интенсивные потоки жестких антинейтрино для научных исследований. То, что получаются нейтроны с тепловой энергией, существенно улучшает их конвертируемость. Но, с другой стороны, требуются дополнительные усилия для вывода их из области, где они образуются и накапливаются, для того чтобы они попали в конвертор.

Для того, чтобы определить общий $\bar{\nu}_e$ -поток оценим сначала число литиевых антинейтрино, образующихся на один нейтрон источника.

В литиевом нейтронном конверторе образуется изотоп ^8Li при активации $^7\text{Li}(n,\gamma)^8\text{Li}$. Число литиевых антинейтрино $\bar{\nu}_e$, образующихся при β^- -распаде ^8Li определяется отношением сечения $\sigma_{n\gamma}$ для ^7Li к сечениям конкурирующих процессов. При использовании смеси изотопов ^6Li и ^7Li в качестве вещества конвертора и замедлении нейтронов до тепловой энергии вероятность (n,γ) -канала на ^7Li практически равна отношению сечений реакции $^7\text{Li}(n,\gamma)^8\text{Li}$ к сечению поглощения $^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$. Тепловые сечения ^6Li хорошо согласуются в различных библиотеках нейтронных данных: $\sigma_t = 937.06$ бн, $\sigma_{n\alpha} = 936.296$ бн согласно JENDL-2. В библиотеках JENDL-2 и ENDL-83 оценки тепловых сечений ^7Li различаются до полутора раз, однако, отечественная оценка (Бондаренко И.М.) и JENDL-2 практически совпадают: $\sigma_t = 1.09434$ бн, $\sigma_{cl} = 1.04894$ бн, $\sigma_{n\gamma} = 45.4$ мбн (по данным JENDL-2). Для оценки вероятности (n,γ) -канала на ^7Li необходимо учесть макросечения всех изотопов вещества конвертора и, в особенности, чистоту изотопного состава лития.

Исключительно важно знать плотность распределения тепловых нейтронов для конкретной геометрии установки, поскольку диффузионные нейтроны определяют половину и более поглощений. В настоящих расчетах будем предполагать, что все образующиеся тепловые нейтроны попадают в конвертор. Будем понимать под эффективностью конвертора k число литиевых антинейтрино (при распаде ^8Li), нормированное на один нейтрон, испускаемый из активной зоны (или источника нейтронов).

В проведенных авторами расчетах получено, что при практически реальной чистоте лития $P_7 = 99.99\%$ (по изотопу ^7Li) эффективность конвертора при толщине литиевого слоя $L_C = 1.5 \pm 1.7$ м составляет $k \cong 0.055 \pm 0.083$ при наличии в конструкции конвертора тяжеловодного замедлителя или отражателя. Более высокую эффективность обеспечивает геометрия с отражателем, или слоистая геометрия (как еще более эффективная) с одновременным использованием тяжеловодного замедлителя и отражателя, что обеспечивает дополнительную экономию высокочистого лития.

Дальнейшее повышение эффективности конвертора до $k \cong 0.11$ возможно при замене лития на тяжеловодный раствор LiOD (при концентрации лития 9.46%) при одновременном уменьшении толщины слоя конвертора до $L_C \cong 1.0$ м, что позволяет снизить необходимую массу высокочистого лития на два порядка. Потребуется примерно 34 кг лития, что в 300 раз меньше в сравнении с чисто литиевым конвертором. Очевидно, что в дальнейшем только за счет увеличения массы лития без увеличения чистоты по изотопу ^7Li можно достичь эффективности конвертора в 20-30%.

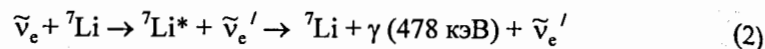
Переход от вышеуказанных статических схем (режимов) работы литиевого конвертора к динамической схеме, когда литийсодержащий материал конвертора прокачивается в непрерывном замкнутом цикле от зоны с высоким нейтронным потоком к удаленному $\bar{\nu}_e$ -детектору обеспечит (за счет геометрического фактора $\sim 1/R^2$) большие $\bar{\nu}_e$ -потоки вблизи детектора.

Таким образом, при выходе $6 \cdot 10^{18}$ нейтронов за импульс в ловушке больших ускорителей и эффективности конвертора в 20-30%, можно достигнуть потоков антинейтрино порядка $1\text{--}2 \cdot 10^{18} \bar{\nu}_e$ за импульс.

5. Некоторые физические аспекты

Неупругое рассеяние антинейтрино на ^7Li .

Существование нейтральных токов делает принципиально возможным неупругое рассеяние антинейтрино на ядрах. Для нас наибольший интерес представляет реакция



Эту реакцию С.С. Герштейн и др. [45] ещё в 1962 году предложили использовать для поиска нейтральных токов. Её можно регистрировать по γ -квантам с энергией 478 кэВ, излучаемым при переходе ${}^7\text{Li}$ из возбужденного состояния в основное. В схеме с динамическим режимом работы в резервуаре можно будет наблюдать реакцию (2), причем подавляющий вклад дадут жесткие антинейтрино от распадов ${}^8\text{Li}$ в этом же объеме. Сечение реакции (2) в этом случае будет на $1.5 \div 2$ порядка больше величины $15 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2/\text{дел.}$ представленной в [46], где использовался спектр реакторных антинейтрино. Число полезных событий в 1 м^3 вещества резервуара тоже должно быть во много раз больше, чем в реакторном эксперименте, где полагается величина 2000 событий в сутки [46] (стр. 97), во первых из-за практического отсутствия фактора расстояния до $\bar{\nu}_e$ -источника (${}^8\text{Li}$ находится в том же резервуаре), а во-вторых из-за бо'льших возможностей регистрации образующихся γ -квантов в резервуаре, удаленном от реактора.

Однако указанный эксперимент по регистрации γ -квантов с энергией 478 кэВ, будет существенно затруднен или даже невозможен из-за существенного фона образуемого тормозным излучением β -электронов.

Исследование различия ν_e и $\bar{\nu}_e$.

Эксперимент по исследованию различия ν_e и $\bar{\nu}_e$ был предложен в работе [48], в частности с использованием галлий-германиевого [49] и йод-ксенонного [50-51] солнечных детекторов. Идея его состоит в том, чтобы в потоке $\bar{\nu}_e$ и от мощного ядерного реактора попытаться обнаружить процесс



Так же интерес представляет реакция:



Первые подобные эксперименты на хлоре были проведены в 1955-1959 годах (см. нобелевскую лекцию Р. Дэвиса мл. [52]), где исследовалась реакция:



Однако, в то время считали, что изучают реакцию с нейтрино от реактора.

В настоящее время было бы интересно повторить опыт Дэвиса с учетом эволюции наших представлений как о природе слабого взаимодействия, так и о процессе формирования $\bar{\nu}_e$ -спектра реактора. Хотя различие ν_e и $\bar{\nu}_e$ изучается также в более точных опытах по

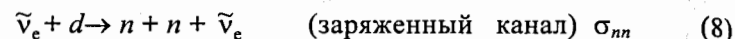
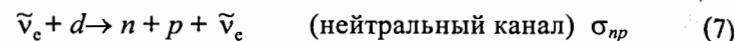
двойному 2β -распаду, исследование реакции (3-5) могут дать новую информацию. Суть в том, что процессы испускания и поглощения антинейтрино в реакциях (3-5) разделены макроскопическим расстоянием R, на котором могут происходить осцилляции $\nu_e \leftrightarrow \bar{\nu}_e$.

Хотя изотопы ${}^{37}\text{Cl}$, ${}^{71}\text{Ga}$ и ${}^{127}\text{I}$ были предложены вначале для детектирования солнечных нейтрино, небезынтересно испытать их в реакторных экспериментах и, особенно в сочетании с литиевым конвертором, т.к. сечение реакций (3)-(5) возрастает на жестких литиевых $\bar{\nu}_e$ в несколько раз. И особенно, как показали наши расчёты, на это возрастание сечения влияет резонансный характер силовых функций $S_\beta(E)$. Действительно, известные детекторы солнечных нейтрино, расположенные вблизи ядерных реакторов или других $\bar{\nu}_e$ -источников, например комбинированных источников с Li-содержащим конвертором, могут использоваться в экспериментах по поиску $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \nu_e$ осцилляций. Степень перекрытия состояний $\bar{\nu}_e$ и ν_e обычно характеризуется величиной $\alpha^2 = \sigma_{\text{эсп}}/\sigma_{\text{расч}}$, т. е. отношением измеренного сечения реакций (3-5), ($\bar{\nu}_e + {}^Z\text{A}_N \rightarrow {}^Z\text{A}_{N-1} + e^-$ - в общем случае) к рассчитанному в предположении $\bar{\nu}_e \equiv \nu_e$. В настоящей работе величина $\sigma_{\text{расч}}$ получается на основе расчета силовой функции ядер ${}^{37}\text{Ar}$, ${}^{71}\text{Ge}$ и ${}^{127}\text{Xe}$ с учетом возбужденных состояний и в том числе Гамов-Теллеровского резонанса. Получено, что учет коллективных изобарических состояний увеличивает расчетное сечение примерно в два раза, в том числе и для нейтрино солнечного спектра. Но наибольшее увеличение параметра смешивания α должно быть в случае использования жесткого литиевого спектра. Так при эффективности конвертора в 5% и 15% параметр α увеличивается 5 и 10 раз, что делает эксперименты по поиску $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \nu_e$ осцилляций на реакторах существенно более перспективными, чем на ускорителях.

К сожалению при использовании источников на базе электроядерных установок и ловушек больших ускорителей, получаемый поток не будет чисто антинейтринным, как с случае с ядерным реактором, а должна быть примесь нейтринной компоненты, порождаемой в ускорителе и ловушке. Хотя нейтринная компонента будет небольшой, это, скорее всего не позволит провести прецизионные эксперименты, описанные выше. Не исключено, что удастся определить фоновую нейтринную компоненту в прямых измерениях.

Реакции с протонами и дейтронами.

По-прежнему актуальными остаются реакции антинейтрино с протонами и дейтронами:



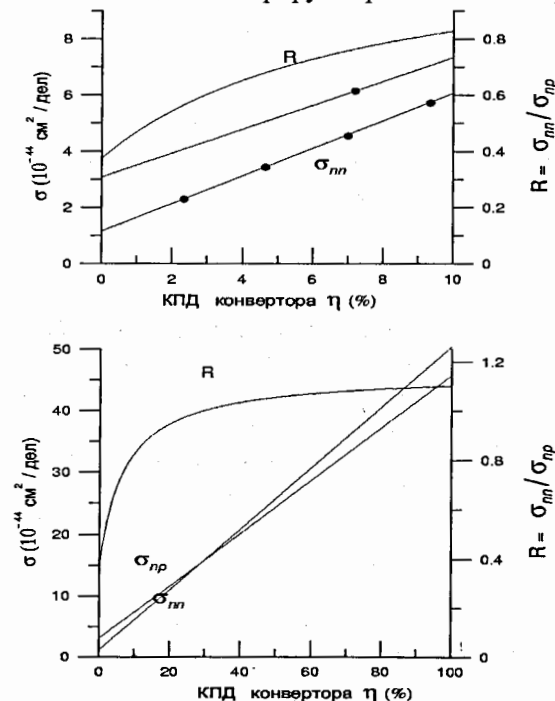
В реакции антинейтрино с протонами (6) для реакторных $\bar{\nu}_e$ сечение $\sigma_\nu \sim 5 \times 10^{-43} \text{ см}^2/\text{дел}$ и увеличивается в несколько раз при использовании литиевого конвертора.

Рассмотрим подробнее реакцию антинейтрино с дейтронами (7)-(8). Использование литиевого конвертора существенно увеличивает количество полезных событий. Сечения реакций (7)-(8) рассчитывались нами со сложным спектром состоящим из двух слагаемых

$$N_\nu(E) = N_R(E) + k \cdot N_C(E) \quad (9)$$

где $N_R(E)$ - $\bar{\nu}_e$ -спектр от активной зоны реактора, $N_C(E)$ - $\bar{\nu}_e$ -спектр ^8Li и k - эффективность конвертора.

Рис.9 иллюстрирует рост сечения рассматриваемых реакций в зависимости от эффективности конвертора (на рисунке обозначено как КПД).



зависимости от эффективности конвертора (на рисунке обозначено как КПД). Так при эффективности конвертора равной 10% сечение реакции (7) σ_{np} увеличивается более чем в два раза, а сечение реакции (8) σ_{nn} - увеличивается в шесть раз. При $k = 30\%$ сечения σ_{np} и σ_{nn} сравниваются и увеличиваются ещё больше: σ_{np} - в 5 раз, а σ_{nn} - увеличивается более чем в 10 раз.

Рис. 9. Зависимость сечений реакций антинейтрино с дейтроном (7) и (8) от КПД конвертора, равной эффективности k .

Таким образом, мы видим, что использование литиевого конвертора во много раз увеличивает сечения всех рассмотренных реакций с антинейтрино.

Закключение.

Идея - использовать ловушки больших ускорителей для получения гигантских импульсов тепловых нейтронов [47] очень хорошо сочетается с идеей генерации интенсивных потоков жестких антинейтрино в литиевом $n-\bar{\nu}_e$ конверторе [54]. Импульсный характер $\bar{\nu}_e$ -потока улучшает экспериментальную ситуацию и позволяет убрать лишний фон.

Исследование реакций неупругого рассеяния антинейтрино на ^7Li и на ядрах ^{37}Cl , ^{71}Ga и ^{127}I , используемых для детектирования солнечных нейтрино, является проблематичным при использовании источников на базе электроядерных установок и ловушек больших ускорителей из-за больших фонов.

Реакции антинейтрино с протонами и дейтронами остаются по-прежнему актуальными и, особенно интересными в сочетании с $n-\bar{\nu}_e$ конвертором, т.к. в случае с жестким $\bar{\nu}_e$ -спектром от изотопа ^8Li , сечение реакции возрастает во много раз.

Таким образом, в настоящее время, в рамках больших международных проектов по конструированию нейтронных источников с очень высокой плотностью потока, становится более реальным создание «нейтринной фабрики», предназначенной для научных исследований.

Благодарности.

Авторы благодарят Ю.Г. Абова, А.А. Борового, Ю.В. Гапонова, Л.А. Микаэльяна, Ю.Я. Стависского и Л.П. Феоктистова за полезные дискуссии и интерес к работе.

Литература.

1. Микаэлян Л.А., Спивак П.Е., Циноев В.Г. Предложение экспериментов по исследованию физики антинейтрино малых энергий. ЯФ, 1965, т.1, вып.5, с. 853-855.
2. Фейнберг С.М., Шевелев Я.В. Возможности импульсного реактора для исследования нейтрино. I. Труды III Международной конференции по использованию атомной энергии в мирных целях. Нью-Йорк: ООН, т.7: исследовательские и испытательные реакторы. Стр. 455-457, 1965г.
3. Курчатov И.В., Фейнберг С.М., Долежал Н.А. и др. Импульсный графитовый реактор ИГР. Труды III Международной конференции по

использованию атомной энергии в мирных целях. Нью-Йорк: ООН, т.7: исследовательские и испытательные реакторы. Стр. 461-470, 1965г.

4. Lyutostansky Yu.S., Lyashuk V.I. Powerful Hard – Spectrum Neutrino Source Based on Lithium Converter of Reactor Neutrons to Antineutrinos. Nuclear Science and Engineering. USA 1994, Vol. 117, p.77-87.
5. Lyutostansky Yu.S., Lyashuk V.I. Powerful Dynamical Neutrino Source with a Hard Spectrum. Ядерная Физика, 2000, том. 63, № 7, стр. 1361-1364.
6. Rubbia C. CERN Concept of ADS. IAEA Technical Committee Meeting (Sept. 17, 1997).
7. Герасимов А.С., Киселев Г.В., Научно-технические проблемы создания электроядерных установок для трансмутации долгоживущих радиоактивных отходов и одновременного производства энергии (российский опыт). ЭЧАЯ, т. 32, вып. 1, 2001, стр. 143-188.
8. Герасимов А.С., Киселев Г.В. Проблемы радиационной безопасности атомной энергетики России. УФН, т.173, № 7, 2003, стр. 739-746.
9. Риволь Ж.-П. Электроядерная установка для уничтожения ядерных отходов. УФН, т.173, №7, 2003, стр. 747 – 755.
10. Legrand V., Coeytaux X., Schneider M., Faid Y.B. The European Spallation Source Project and Nuclear Waste Transmutation. Wise, Paris, 2002, pp. 1-28, www.wise-paris.org.
11. Лютостанский Ю.С., Тихонов В.Н. Об особенностях в спектрах антинейтрино ядер. Ядерная Физика 1987, т.46, вып.1 (7), стр. 66-68.
12. Лютостанский Ю.С. Оценка фирцевского члена из данных по 0^+-0^+ β -переходам. Ядерная Физика, 1969, т.10, стр.198-200.
13. Копейкин В. И. Спектроскопия реакторных антинейтрино. Диссертация на соискание учёной степени доктора физико-математических наук. РНЦ «Курчатовский Институт», Москва 2003г.
14. Schreckenbach K., Colvin G., Gelletly W., Feilitzsch F. Determination of the antineutrino spectrum from ^{235}U thermal neutron fission products up to 9.5 MeV. Phys. Lett. B. 1985. V.160. P.325-330.
15. Hahn A.A., Schreckenbach K., Gelletly W., Feilitzsch F., Colvin G., Krusche B. Antineutrino spectra from ^{239}Pu and ^{241}Pu thermal neutron fission products. Phys. Lett. B. 1989. V.218. P.365-368.
16. Zacek G., Feilitzsch F., Mössbauer R.L., Oberauer L., Zacek V., Boehm F., Fisher P.H., Gimlett J.L., Hahn A.A., Henrikson H.E., Kwon H., Vuilleumier J.L. Neutrino-oscillation experiments at the Gösigen nuclear power reactor. Phys. Rev. D. 1986. V.34. P.2621-2636.

17. Копейкин В. И. Спектроскопия реакторных антинейтрино. Автореферат диссертации на соискание учёной степени доктора физико-математических наук. РНЦ «Курчатовский Институт», Москва 2003г. стр. 14.
18. Avignone F.T., Greenwood Z.D. Calculated spectra of antineutrinos from the fissionproducts of ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu , and antineutrino-induced reactions. Phys. Rev. v.C22, № 2, P. 594-605, 1980.
19. Копейкин В.И. Спектры электронов и антинейтрино от осколков деления ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu тепловыми и ^{238}U быстрыми нейтронами. Ядерная физика. 1980. Т.32. Вып.6 (12). С.1507-1513.
20. Dickens J.K. Electron Antineutrino Spectrum for ^{235}U (n,f). Phys. Rev. Lett., v.46, № 16, P. 1061-1064, 1981.
21. Алексанкин В.Г., Родичев С.В., Рубцов П.М., Ружанский П.А., Чукреев Ф.Е. Бета- и антинейтринное излучение радиоактивных ядер. Справочник. ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ, Москва, 1989.
22. Klapdor H.V., Metzinger J. Calculation of the antineutrino spectrum from thermal fission of ^{235}U . Phys. Lett. v.B112, № 1, P. 22-26., 1982.
23. Klapdor H.V., Metzinger J. Antineutrino spectrum from fission products of ^{239}Pu . Phys. Lett. v.B112, № 1, P. 22-26., 1982.
24. Vogel P., Schenter R.E., Mann F.M., et. al. Reactor antineutrino spectra and their application to antineutrino-induced reactions. Phys. Rev. C, 1981, V. 24, №4, pp. 1543-1553.
25. Копейкин В.И., Микаэлян Л.А., Синёв В.В. Спектр антинейтрино ядерного реактора. Обзор. РНЦ «Курчатовский институт». 1996. 68С.
26. Воробьёв Е.Д., Микаэлян Л.А., Назаров А.И. и др. Импульсный реактор РИНГ. Препринт ИАЭ им. И.В. Курчатова, ИАЭ-2384, М. 1974.
27. Козлов Ю.В., Мартемьянов В.П., Мухин К.Н. Проблема массы нейтрино в современной нейтринной физике. УФН, 1997, т. 167, №8, стр. 849-885.
28. Busenitz J. Reactor neutrinos – present and future. Ядерная Физика, т.63, №6, с.1068-1076, 2000.
29. Avignone III F.T., Anderso B.D., Awes T.C. et. al. ORLaND: A Proposed Neutrino Facility At The Oak Ridge National Laboratory. Там же с.1082-1086.
30. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. О возможности использования конвертора нейтронов в нейтринных экспериментах. Материалы I Международной конференции по нейтронной физике. Киев, 14-18 сентября 1987г., М., ЦНИИАтоминформ, т.4, с.182-186, 1988.
31. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Литиевый конвертор реакторных нейтронов в антинейтрино. 1.Статический режим работы. Препринт ИТЭФ № 66, М. 1989.

32. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Литиевый конвертор реакторных нейтронов в антинейтрино. II. Динамический режим работы. Препринт ИТЭФ № 82. Москва, 1989.
33. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Литиевый конвертор реакторных нейтронов в антинейтрино. III. Конвертор на основе литий-дейтериевых растворов и соединений. Препринт ИТЭФ № 147-89. Москва, 1989.
34. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И.. Моделирование переноса нейтронов в литиевом бланкете с термоядерным источником. Атомная Энергия, 1990, т.68, вып.2, с.135-137.
35. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Конвертор реакторных нейтронов в антинейтрино на основе литиевых соединений и их растворов. Атомная Энергия 1990, т. 69, вып.2, с.120-122.
36. Ачкасов С.К., Лухминский Б.Е., Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И., Панов И.В. Расчёт функционалов нейтронных полей методом Монте-Карло (программа МАМОНТ). Препринт ИТЭФ – 6, М. 1986.
37. Ачкасов С.К., Кочевалин Ю.В., Лухминский Б.Е., Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И., Панов И.В. Сопоставление расчётов переноса нейтронов с базовыми интегральными экспериментами. Препринт ИТЭФ – 49. М. 1986.
38. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Моделирование спектров нейтронов и накопления трития в литиевом бланкете при энергии источника 14 МэВ (по данным эксперимента в Карлсруэ ФРГ). Препринт ИТЭФ – 61 – 88. Москва, ЦНИИАтоминформ, 1988.
39. Лухминский Б.Е., Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И., Панов И.В. Модель переноса нейтронов для стандартного вычислительного эксперимента. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. 1989, Вып. 2, с.118-123.
40. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И., Михайлов А.В. Статистическое моделирование переноса и регистрации нейтронов в ядерно-физической установке с гелиевыми детекторами. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерное приборостроение. 1990, Вып. 1, с.21-25.
41. Lukhminsky B. E., Ljutostansky Ju. S., Ljashuk V.I., Panov I.V. Monte – Karlo Methods in Mining Nuclear Geophysics – II. Investigation of Secondary Processes in Geophysical Media. Nuclear Geophysics, USA, 1991, Vol. 5, №1/2 p. 21-23.
42. Басов Н.Г., Розанов В.В. О возможности создания мощного нейтринного источника. Письма в ЖЭТФ, т.42, вып.8, с.350-352, 1985.
43. Lutostansky Yu.S., Lyashuk V.I. The Conception of the Powerful Dynamic Neutrino Source With Modifiable Hard Spectrum. Препринт ИТЭФ. 1997, № 38-97.
44. Бать Г.А., Коченов А.С., Кабанов Л.П. Исследовательские ядерные реакторы. Энергоатомиздат, М. 1985, с.162-164.

45. Герштейн С.С., Нгуен Ван Хеу, Эрамжан Р.А. О возможности обнаружения нейтральных токов в нейтринных опытах. ЖЭТФ, 1962, т. 43, № 10, сс. 1554-1556.
46. Боровой А.А., Хакимов С.Х. Нейтринные эксперименты на ядерных реакторах. Энергоатомиздат, М. 1990.
47. Ю.Я. Стависский, ЛНФ ОИЯИ, Дубна. Гигантские импульсы медленных нейтронов в ловушках больших ускорителей. Доклад на Совещании «Исследования в гигантских импульсах тепловых нейтронов от импульсных реакторов и ловушек больших ускорителей». ОИЯИ, Дубна 27-29 апреля 2005 г.
48. Барабанов И.Р., Боровой А.А., Гаврин В.Н., Зацепин Г.Т., Смирнов А.Ю., Херувимов А.Н. Предложение эксперимента по исследованию различия ν_e и $\bar{\nu}_e$. Препринт ИЯИ АН СССР, № П-0466, М. 1986.
49. Боровой А.А., Ю.С. Лютостанский, И.В. Панов, С.Х. Хакимов, Н.Б. Шульгина. Силовая функция германия – 71 и проблема $\nu_e - \bar{\nu}_e$ - осцилляций. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, вып.11, стр. 521-523.
50. . Лютостанский Ю.С., Шульгина Н.Б. Силовая функция ксенона-127 и сечение реакции $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}$. Препринт ИАЭ им. И.В. Курчатова. ИАЭ-4876/2, М. 1989, 14 стр.
51. Lutostansky Yu.S., Shulgina N.B. Strength Function of ^{127}Xe and Iodine-Xenon Neutrino Detector. Physical Review Letters, 1991 v.67, 4, p. 430-434.
52. Дэвис Р. мл. Полвека с солнечными нейтрино. (Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 2002 г.). УФН, т. 174, № 4, 2004, сс. 408-417.
53. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. Наука, М. 1969.
54. Lutostansky Yu.S., Lyashuk V.I. Antineutrino Spectrum from a Powerful Reactor and Neutrino Converter System. ЭЧАЯ, 2005, т. 2, № 4, сс. 60-65.

РЕАКТОРНЫЙ КОМПЛЕКС ТИРАН КАК ИСТОЧНИК ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

ДЛЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

С.А. Андреев, В.И. Литвин, А.В. Лукин, А.А. Снопков

Российский Федеральный Ядерный Центр – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики им. академика Е.И. Забабахина (Челябинская обл., г. Снежинск)

Обсуждаются возможности реакторного комплекса ТИРАН как источника тепловых нейтронов для фундаментальных исследований. Описаны эксперименты по конвертированию быстрых нейтронов в тепловые. Рассмотрена схема эксперимента по генерации и накоплению УХН, дана оценка плотности УХН в ловушке после импульса делений. Выполнены оценки постановки экспериментов по изучению нейтрон-нейтронного рассеяния.

Введение

В настоящее время одними из наиболее мощных импульсных нейтронных источников являются импульсные реакторы самогасящего действия [1, 2]. Делаются попытки их использования в фундаментальных исследованиях [3–5]. Если характеризовать качество нейтронного источника максимальным флюенсом нейтронов, полушириной импульса и объемом для облучений однородным максимальным флюенсом, то наиболее продвинутой в настоящее время реакторной установкой является комплекс ТИРАН [2]. Целью настоящей работы является оценка возможности использования установки ТИРАН в качестве мощного импульсного источника тепловых нейтронов для фундаментальных исследований.

1. Трехзонный реакторный комплекс ТИРАН

Реакторный комплекс ТИРАН представляет собой трехзонную связанную в нейтронном отношении реакторную систему на быстрых нейтронах (рис. 1), предназначенную для работы в импульсном режиме [2]. Комплекс состоит из двухзонного импульсного реактора БАРС-5 и реактора-умножителя нейтронов РУН. В качестве топливного материала используется сплав высокообогащенного урана с молибденом. Реактор БАРС-5 имеет две одинаковые активные зоны АЗ1 и АЗ2. Конструкцией предусмотрена возможность изменения расстояния между АЗ1 и АЗ2 в пределах 33,7–150 см. Реактор-умножитель нейтронов (АЗ3) можно устанавливать произвольно относительно АЗ1 и АЗ2. Комплекс предназначен для генерирования

мощных коротких импульсов делений. Максимальный импульс делений, который был получен на комплексе, характеризуется следующими параметрами: максимальное число делений в трех АЗ равно $\sim 10^{18}$ дел., в том числе в АЗ1 и АЗ2 по $\sim 2,5 \cdot 10^{17}$ дел., в РУН $\sim 5 \cdot 10^{17}$ дел., максимальный флюенс в центральном канале РУН диаметром 25 см и длиной 22 см равен $\sim 10^{15}$ см⁻², полуширина импульса составляет 50–100 мкс. Спектр нейтронов в канале РУН — быстрый, средняя энергия равна $\sim 1,2$ МэВ. Временная зависимость максимального импульса делений состоит из быстрой части в форме, подобной распределению Гаусса, с полушириной ~ 50 мкс и хвоста, продолжительность которого зависит от режима работы реактора (рис. 2). Наиболее короткий хвост реализован в режиме, при котором отскок массивного блока безопасности, изготовленного из топливного материала, от упора и вывод его из АЗ происходит под действием теплового удара. В этом режиме продолжительность хвоста составляет ~ 200 мкс при доле делений в хвосте в несколько процентов (для импульса на рис. 2 доля делений в хвосте равна $\sim 3\%$).

Комплекс ТИРАН расположен в экспериментальном зале длиной 18 м, шириной 12 м и высотой 6 м. Смежный измерительный зал отделен от экспериментального зала бетонной стеной толщиной 2 м, в которой выполнены два коллиматора диаметром 30 см (рис. 3).

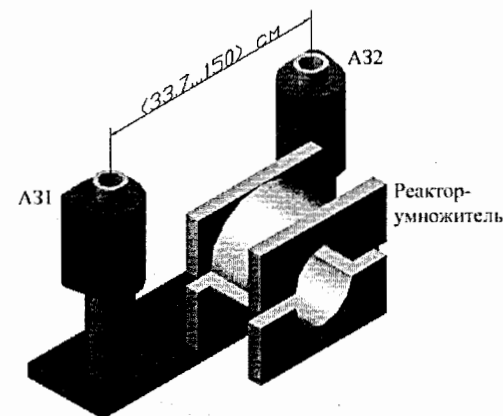


Рис. 1. Общий вид реакторного комплекса ТИРАН

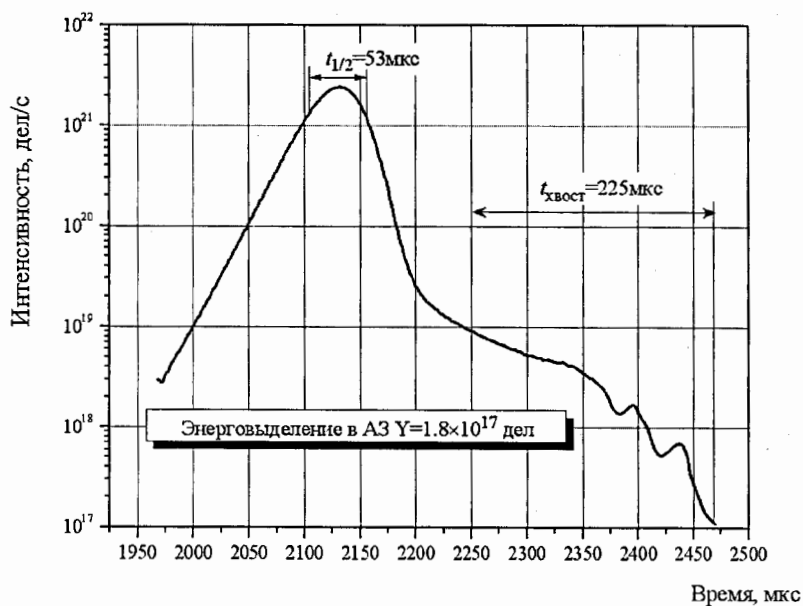


Рис. 2. Временная форма импульса делений в АЗ1 комплекса ТИРАН

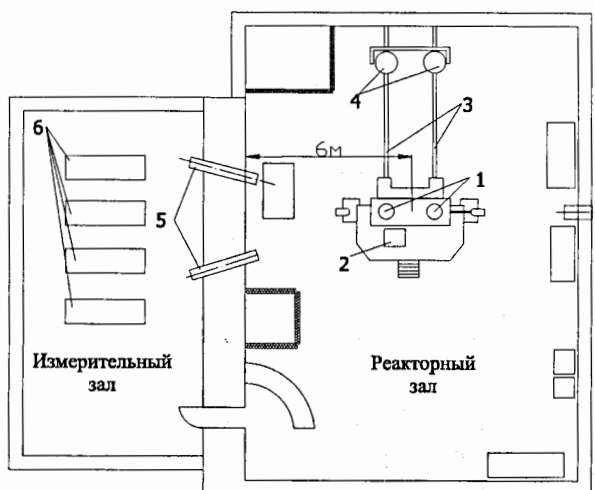


Рис. 3. Схема размещения реакторного комплекса ТИРАН: 1 — АЗ1 и АЗ2; 2 — РУН; 3 — рельсовые пути; 4 — биологическая защита; 5 — коллиматоры; 6 — стойки измерительные

2. Конвертирование быстрых нейтронов в тепловые

Для оценки возможностей комплекса ТИРАН как источника тепловых нейтронов был выполнен эксперимент с использованием полиэтиленовой вставки в центральный канал РУН в качестве замедлителя нейтронов. Вставка имела форму полого цилиндра высотой 33 см, внешним диаметром 22 см и внутренним диаметром 13 см и была установлен горизонтально в канале РУН. В данном эксперименте из РУН была удалена часть делящегося материала, так что коэффициент умножения нейтронов в РУН составлял ~ 10 . Геометрия опыта представлена на рис. 4.

В указанном эксперименте был реализован флюенс тепловых нейтронов в полости замедлителя $\sim 0.7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при генерировании в реакторном комплексе $3.15 \cdot 10^{17}$ дел. При увеличении коэффициента умножения РУН путем заполнения пустых гнезд топливными стержнями [2] флюенс тепловых нейтронов в замедлителе может быть значительно увеличен. При максимальном разрешенном на комплексе ТИРАН импульсе при генерировании 10^{18} дел. и полуширине импульса ~ 70 мкс флюенс тепловых нейтронов в полости замедлителя, установленного в центральный канал РУН, составит $\sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, что соответствует плотности потока тепловых нейтронов во время импульса $\sim 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

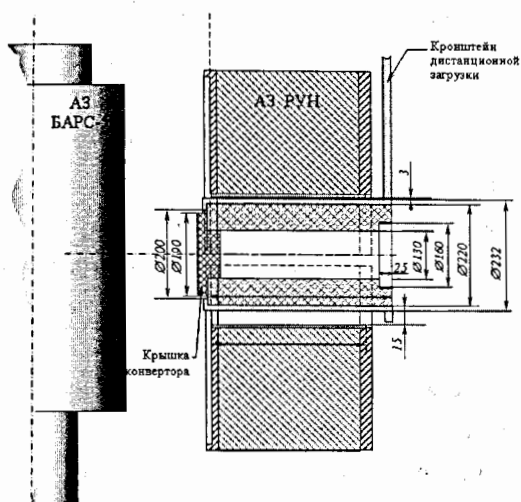


Рис. 4. Геометрия опыта с замедлителем (вид сбоку)

3. Оценка источника ультрахолодных нейтронов

На комплексе ТИРАН имеются большие возможности для реализации практически любых способов накопления ультрахолодных нейтронов (УХН). Это обусловлено конструкцией установки и отсутствием влияния размещаемых вблизи АЗ объектов на кинетические параметры реактора. Для проведения экспериментов по накоплению УХН на комплексе ТИРАН необходимо конвертировать жесткий спектр нейтронов в тепловой при помощи замедлителя, выделить УХН из теплового спектра и поместить их в нейтронную ловушку, наконец, транспортировать ловушку накопленными УХН в измерительный зал.

Оценка доли УХН в спектре тепловых нейтронов по формуле, приведенной в работе

[6], дает $\varepsilon = 1/8 \left(\frac{E_{\text{lim}}}{T_n} \right)^2 \sim 5 \cdot 10^{-12}$, где $E_{\text{lim}} \sim 170$ нэВ — граничная энергия УХН; $T_n = 300$ К

— температура нейтронного газа. С помощью твердотельных конверторов можно на несколько порядков увеличить выход УХН. Максимальные выходы УХН наблюдаются у конверторов с принудительным охлаждением, наиболее эффективными являются конверторы с замороженной жидкостью (водой), с жидким или твердым дейтерием. Для сравнительной количественной характеристики эффективности конверторов вводится фактор выигрыша $G(T_n, T_c, T_r) = \frac{\varphi_{\text{УХН}}(T_n, T_c)}{\varphi_{\text{УХН}}(T_r, T_r)}$, где T_n — температура нейтронного газа, T_c — температура конвертора, T_r — реперная температура (обычно выбирается равной 300 К), $\varphi_{\text{УХН}}$ — плотность потока УХН.

В настоящее время на реакторе ВВР-М ПИЯФ [7] с использованием конвертора на основе с твердого дейтерия с температурой $T=13$ К достигнут фактор выигрыша $G=1230$ относительно газообразного дейтерия при комнатной температуре (300 К). Фактор выигрыша для конвертора на основе полиэтилена при комнатной температуре составляет ~ 350 [8].

На рис. 5 показана схема нейтронной ловушки, которую можно было бы установить в центральном канале РУН вплотную к слоям замедлителя нейтронов. Вакуумированная нейтронная ловушка в виде стакана из нержавеющей стали с нанесенным на внутреннюю поверхность слоем Ве или ВеО (граничные скорости

равны 6.89 и 6.99 м/с соответственно). Один из торцов ловушки — окно должен быть изготовлен из $\text{ZrH}_{1.8}$ (граничная скорость 0,6 м/с) и непосредственно прилегать к конвертору. Диаметр ловушки $d=13$ см (по внутреннему диаметру замедлителя), длина $l=30$ см. Вблизи окна для пропускания УХН предусмотрен клапан для закрытия ловушки. Конструкция ловушки представлена на рис. 5.

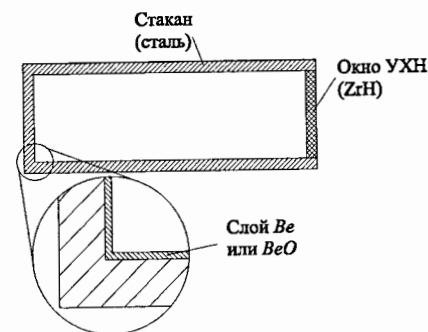


Рис. 5. Схема ловушки УХН

При использовании твердого дейтерия, что является наиболее эффективным по сравнению с другими способами получения УХН, G -фактор равен ~ 350 и выход УХН из теплового спектра нейтронов может быть увеличен с $\sim 5 \cdot 10^{-12}$ до $\sim 10^{-9}$. При плотности потока тепловых нейтронов в полости замедлителя во время импульса $\varphi_T \sim 3 \cdot 10^{19} \text{ (см}^2 \cdot \text{с)}^{-1}$, плотность потока УХН на выходе конвертора будет равна $\varphi_{\text{УХН}} \sim 3 \cdot 10^{10} \text{ (см}^2 \cdot \text{с)}^{-1}$. При диаметре конвертора $d=13$ см и длительности импульса $\tau \sim 70$ мкс число нейтронов, попавших в ловушку, составит $N_{\text{УХН}} \sim 2.7 \cdot 10^7$. При использовании цилиндрической ловушки с таким диаметром и длиной 30 см плотность нейтронов будет равна $n_{\text{УХН}} \sim 6.8 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. Следует отметить, что в одном из последних экспериментов на реакторе БИГР (ВНИИЭФ), где применялся способ получения УХН с помощью динамического конвертора, удалось достичь плотности нейтронов $26 \pm 5 \text{ см}^{-3}$ [3, 4].

Проведение измерений в условиях высокого нейтронного фона в реакторном зале не представляется возможным, поэтому необходимо осуществлять транспортировку контейнера с УХН от АЗ реакторного комплекса в измерительный зал. При

использовании трубопровода, проходящего через коллиматор и связывающего реакторный и измерительный залы, расстояние составит ~ 10 м. При скорости движения ловушки 1 м/с это расстояние может быть пройдено примерно за 10 с, что в 10^2 раз меньше периода полураспада свободного нейтрона. Поэтому потери УХН за счет распада во время транспортировки контейнера можно считать незначительными. Потери УХН при транспортировке будут определяться, главным образом, качеством ловушки (наличием дефектов, щелей, давлением остаточного газа и др.), надежностью пути и динамикой движения ловушки.

Схема возможного эксперимента по генерированию УХН на комплексе ТИРАН показана на рис. 6. Предполагается, что экспериментальная установка будет состоять из следующих компонентов: 1) экспериментального канала РУН, позволяющего обеспечить высокий и равномерный флюенс нейтронов во время облучения; 2) замедлителя на основе полиэтилена для получения тепловых нейтронов; 3) конвертора УХН на основе твердого соединения дейтерия, обладающего высокой эффективностью генерации УХН; 4) криогенной системы с жидким гелием для намораживания дейтерия; 5) ловушки УХН в виде цилиндрической капсулы, помещаемой в полость замедлителя; 6) трубопровода, проходящего через коллиматор и предназначенного для транспортировки ловушки в измерительный зал.

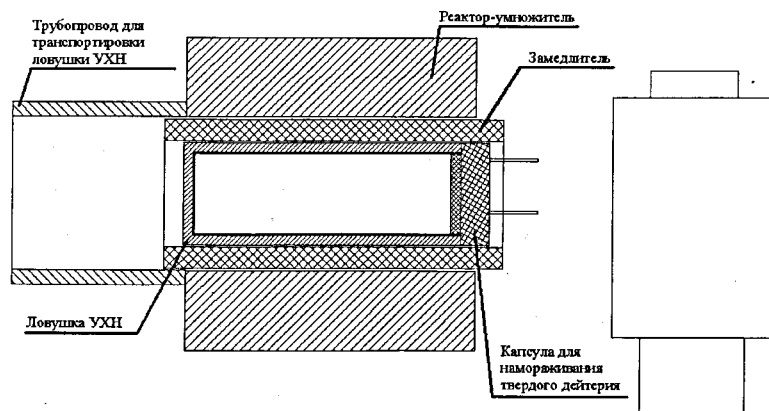


Рис. 6. Схема опыта по генерации УХН на комплексе ТИРАН

4. Оценка возможности изучения нейтрон-нейтронного рассеяния

На комплексе ТИРАН возможна постановка эксперимента по изучению нейтрон-нейтронного рассеяния, например, в рамках схемы, аналогичной схеме, реализуемой на реакторе ЯГУАР [5]. В первом приближении можно считать, что все параметры экспериментальной установки в экспериментах на ТИРАН и ЯГУАР одинаковы, и различие состоит лишь в объеме полости, где наблюдаются нейтрон-нейтронные столкновения. В этом случае отношение числа регистрируемых событий для экспериментов на ТИРАН и ЯГУАР будет пропорционально отношению объемов с нейтрон-нейтронными рассеяниями и длительностей импульсов делений. Если положить объемы полости в РУН и ЯГУАР равными примерно 8 и 1.4 дм³, длительности импульсов равными 70 мкс и 1 мс, то оценка отношения числа регистрируемых событий в экспериментах на ТИРАН и ЯГУАР даст величину $\sim 10^2$. Указанное значительное различие свидетельствует о перспективности комплекса ТИРАН как источника нейтронов в экспериментах по изучению нейтрон-нейтронного рассеяния.

Заключение

Показана перспективность реакторного комплекса ТИРАН как мощного импульсного источника тепловых нейтронов, пригодного для фундаментальных исследований и обеспечивающего флюенс нейтронов $\sim 5 \cdot 10^{14}$ см⁻² в объеме несколько дм³ при длительности ~ 70 мкс. Оценена возможность создания источника ультрахолодных нейтронов с плотностью $\sim 7 \cdot 10^3$ см⁻³ в объеме несколько дм³. Рассмотрена также возможность постановки экспериментов по изучению нейтрон-нейтронного рассеяния. Оценка числа регистрируемых событий в экспериментах на ТИРАН примерно в 10^2 раз превышает аналогичное число в подготавливаемом эксперименте на реакторе ЯГУАР.

Литература

1. Колесов В.Ф. Аperiodические импульсные реакторы. — Саров. Изд-во РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999. — 1032 с.

2. Леваков Б.Г., Лукин А.В., Магда Э.П., Погребов И.С., Снопков А.А., Терехин В.А. Импульсные ядерные реакторы РФЯЦ-ВНИИТФ. Под ред. А.В.Лукина. — Сисжинск. Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2002. — 608 с.

3. Багрянов Б.В., Карташов Д.Г., Кувшинов М.И. и др. Динамический конвертор ультрахолодных нейтронов на импульсном реакторе. // Ядерная физика, 1996, т. 59, № 11, с. 1983—1988.

4. Карташов Д.Г., Музыка А.Ю., Нежаев Г.В. и др. Перспективы развития метода динамических конверторов ультрахолодных нейтронов на импульсном реакторе БИГР. // ВАНТ, 1999, сер. Импульсные реакторы и ПКС, вып. 1-2, с. 49—52.

5. Bowman C.D., Levakov B.G., Lyzhin A.E., Lychagin E.V. et al. Collision Rate In The Proposed NN-Scattering Experiment At The Reactor YAGUAR.// In: IX International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei. Neutron Spectroscopy, Nuclear Structure, Related Topics. Dubna, May 23-26, 2001.

6. Игнатович В.К. Физика ультрахолодных нейтронов. — М.: Наука. 1986. — 272 с.

7. Серебров А.П., Митюхляев В.А., Захаров А.А. и др. Исследование твердодейтериевого источника ультрахолодных нейтронов. // Письма в ЖЭТФ, 1995, т. 62, вып. 10, с. 764-769.

8. Ахметов Е.З. и др. Нейтронная физика, 1976, ч.2, с.155.

ГЕНЕРИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ НА РЕАКТОРЕ БИГР

В.Н.Богданов, В.И.Ильин, М.И.Кувшинов, В.Т.Пунин,
В.В.Сажнов, И.Г.Смирнов, Ю.А.Трутнев, В.А.Устиненко

РФЯЦ-ВНИИЭФ

Реактор БИГР (быстрый импульсный графитовый реактор) [1] относится к классу аperiodических исследовательских импульсных реакторов самогасящего действия. Он был введен в эксплуатацию во ВНИИЭФ в 1977 г. и успешно используется как мощный источник нейтронного и гамма-излучений. Это единственный импульсный реактор на быстрых нейтронах, имеющий дисперсионное уран-графитовое топливо. Технология изготовления гомогенного твердого уран-графитового топлива, а также крупногабаритных монолитных кольцевых твэлов из него специально разработана для реактора БИГР. В реакторе БИГР в качестве топливного материала используется спрессованная однородная смесь двуокиси урана с графитом. Отношение числа ядер графита к числу ядер ^{235}U составляет ~ 16 . Обогащение урана изотопом ^{235}U равно 90%.

Компоновка реактора и технологического оборудования в реакторном здании схематично представлена на рис.1.

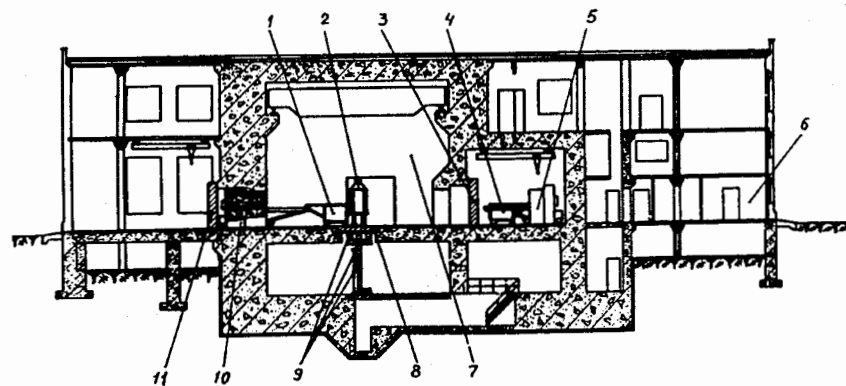


Рисунок 1 Схематический вид здания реактора БИГР в разрезе. 1, 4 — тележки для образцов; 2 — АЗ; 3, 11 — откатные стальные двери; 5, 10 — подвижная биологическая защита; 6 — лаборатории; 7 — реакторный зал; 8 — опорная плита; 9 — механизмы перемещения блоков регулирования реактивности.

АЗ не имеет отражателя и расположена в центре железобетонного каземата ($11.5 \times 10 \times 8 \text{ м}^3$), который обеспечивает необходимую защиту от излучений реактора и от

несанкционированных внешних воздействий на сам реактор. Центр АЗ расположен на высоте 1.7 м от пола.

Облучение объектов может производиться как в центральном канале АЗ (диаметр 100 мм, высота ~ 700 мм), так и непосредственно у боковой поверхности АЗ. В последнем случае не существует значительных ограничений на конструкцию и габариты (~0.9 м) облучаемых устройств. Доставка исследуемых объектов в зоны облучений (центральный канал, область снаружи АЗ) осуществляется дистанционно из смежных помещений.

Реактор БИГР обладает рекордными значениями флюенсов быстрых нейтронов в больших объемах, доступных для облучений:

~ $1 \cdot 10^{16}$ н/см² в центральном канале диаметром ~ 100 мм, высотой ~ 550 мм;
~ $1 \cdot 10^{15}$ н/см² на внешней поверхности АЗ диаметром ~ 800 мм.

На реакторе БИГР реализована и практически используется совокупность различных режимов работы, базирующихся на комбинированном использовании теплового самогашения и дополнительного изменения реактивности с помощью перемещения органов регулирования, в том числе и программно-управляемого.

Форма импульса определяется выбранным режимом работы. По заранее задаваемой программе можно видоизменять форму импульса и квазиимпульса, регулировать соотношение энерговыделений в пике и "хвосте" импульса, уровень мощности в "хвосте" импульса и в квазиимпульсе и т.д.

Совокупность реализованных в реакторе БИГР свойств:

- высокие уровни п-γ-излучений в больших объемах;
- легкий доступ к облучательным позициям;
- возможность регулирования в широких пределах флюенса нейтронов и γ-дозы при практически одинаковой форме импульса;
- большая свобода в варьировании временного темпа генерирования энергии в АЗ и, соответственно, п-γ-излучений (от длительности импульса 2мс до 0.5с и более); обеспечивает возможность применения реактора БИГР для реализации широкого круга исследовательских программ.

Для ряда применений реактора требуется получение интенсивных потоков замедленных нейтронов. Это достигается с помощью отражателя, изготовленного из материала, хорошо замедляющего нейтроны [2]. В данной работе приводятся параметры реактора БИГР и характеристики нейтронного излучения при размещении вблизи его АЗ отражателей, размеры которых сравнимы с размерами АЗ.

АЗ с графитовым отражателем

Отражатель размещался вплотную к наружной поверхности кожуха АЗ и был выполнен в виде прямоугольного параллелепипеда, передней (обращенной к АЗ) грани которого придана форма, близкая к форме кожуха. Характерный размер отражателя а~800мм (он определяется шириной проема в стене реакторного зала, через который осуществляется дистанционная доставка облучаемых устройств к АЗ). Поскольку такой размер сравним с длиной диффузии тепловых нейтронов в графите (L~500мм), то использованный отражатель не является "бесконечным". Для предотвращения локального всплеска делений в периферийной области АЗ, обращенной к отражателю,

использовался борный фильтр для поглощения замедленных нейтронов, возвращающихся из отражателя в АЗ.

Характеристики нейтронного поля измерялись с помощью различных энергочувствительных реакций, идущих под действием нейтронов. При этом использовались как малогабаритные ионизационные камеры деления, так и активационные индикаторы, число реакций в которых измерялось с помощью сцинтилляционного γ-спектрометра.

Результаты измерений показали, что максимальная плотность делений в графитовом отражателе достигается на глубине $r_0 \approx 230$ мм и для ^{235}U (n,f) в 9 раз превышает аналогичное значение в центре АЗ. Это означает, что при генерировании максимального импульса делений (280МДж) наибольшая плотность делений в образце из металлического урана (90% ^{235}U) в графитовом отражателе составит $5 \cdot 10^{14}$ дел/г. Отметим, что в соответствии с [2] $r_0 \approx \sqrt{t}$, где t - возраст тепловых нейтронов

Были измерены также распределения плотностей некоторых реакций по объему кубической полости, образованной в графитовом отражателе в области максимума плотностей беспороговых реакций. Эта полость (200× 200×200мм.) размещена осесимметрично в отражателе на глубине 200мм от его передней грани. Результаты показали, что плотность беспороговых реакций практически не изменяется по объему полости.

Из результатов измерений плотности делений ^{235}U и ^{239}Pu в кадмиевых фильтрах и без них в соответствии с [3,4] была определена эффективная температура T_n тепловой компоненты нейтронного потока. Для расчета затем флюенса тепловых нейтронов использовались для сравнения экспериментальные значения активационных интегралов реакций $^{235}\text{U}(n,f)$, $^{239}\text{Pu}(n,f)$ и $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$, давшие практически совпадающие результаты. Полученные значения температуры и флюенса тепловых нейтронов, соответствующего максимальному энерговыделению в АЗ 280МДж, приведены в таблице. Как видно из таблицы, флюенс по объему полости постоянен.

Таблица. Значения эффективной температуры T_n и флюенса тепловых нейтронов F_t в различных точках по оси графитового отражателя

Параметр	Осевая канал диаметром 30 мм					Полость 200×200×200мм		
	Координата r, мм					Передняя стенка	Центр полости	Задняя стенка
	100	150	240	340	500			
T_n, K	460	441	409	359	311	440	430	421
$F_t, 10^{14}$ нейтр./см ² 280 МДж	2,1	3,3	4,2	4,0	2,3	3,4	3,4	3,3

Было осуществлено генерирование нескольких импульсов делений при различном удалении графитового отражателя от кожуха АЗ. Регистрация формы импульса производилась с помощью детекторов (вакуумная камера деления, коаксиальный фотозлемент с пластмассовым сцинтиллятором), размещаемых в центральном канале АЗ и в коллимированном нейтронном пучке в соседнем с реакторным залом, помещении. Для регистрации формы импульса тепловых нейтронов одна камера

деления располагалась внутри отражателя на глубине 60 см. Сопоставление импульсов делений в АЗ без графитового отражателя [1] и при его наличии показывает, что при одинаковых стартовых периодах разгона характеристики импульсов делений в этих геометриях АЗ в целом близки друг к другу.

В то же время пик импульса в отражателе достигается на (0,8 – 1,0) мс позже, длительность импульса на половине высоты больше, а задний фронт более затянут. Подобная трансформация импульса быстрых нейтронов в замедлителе является типичной [5] и зависит как от соотношения временных параметров реактора (период, полуширина θ) и замедлителя (время жизни тепловых нейтронов l_0 , постоянная спада), так и от глубины точки наблюдения в отражателе. Для используемого графитового блока $l_0 \approx 1$ мс, т.е. $l_0 \approx \theta$ и некоторое уширение импульса в отражателе предопределено.

Используя данные по флюенсу тепловых нейтронов, получаем, что в графитовом отражателе максимальный поток тепловых нейтронов может достигать в пике импульса значения $7 \cdot 10^{16}$ нейтр./см² с. С помощью применяемых на реакторе БИГР режимов работы (импульсного, квазиимпульсного, статического [1]) поток тепловых нейтронов в отражателе может варьироваться от сколь угодно малого значения до указанного максимального.

Моделирование аварий типа RIA для твэлов реакторов ВВЭР

Результаты, полученные при исследовании полей замедленных нейтронов в графитовом отражателе на реакторе БИГР, были использованы для моделирования аварий с возрастанием реактивности (RIA – Reactivity Initiated Accident) и определения границ работоспособности твэлов реакторов ВВЭР в таких условиях.

- Сегодняшнее состояние и перспективы развития ядерной энергетики России требуют обоснования и повышения безопасности отечественных ЯЭУ и их конкурентоспособности на мировом рынке.

Для решения этих задач необходимо в первую очередь обеспечение аттестации и лицензирования существующего и перспективного топлива, что невозможно без экспериментальных исследований характеристик ядерного горючего. В связи с существующей тенденцией повышения выгорания топлива для улучшения экономических показателей АЭС особенно актуальным становится определение влияния степени выгорания топлива на пределы его работоспособности. Наиболее представительными являются реакторные исследования топлива, которые позволяют наиболее полно моделировать процессы, протекающие в энергетических реакторах.

Особенностью реактора БИГР является возможность генерации двух типов импульсов с полушириной $\theta \sim (2-10)$ мс и $\theta_2 > 0,4$ сек. Это позволяет:

- провести сравнение поведения топлива ВВЭР с PWR и BWR. В наиболее полной программе по испытаниям топлива, проводимой в Японии на реакторе NSRR [6,7] уже в течение более 20 лет с топливом PWR и BWR, используются импульсы реактора с полушириной $\theta \sim (3-15)$ мс.
- Провести анализ аварийных ситуаций с наиболее вероятной длительностью (полушириной) импульса энерговыделения $\theta \sim (1-3)$ сек.

В работах по обоснованию лицензионных критериев в условиях аварий с возрастанием реактивности для выгоревших твэлов типа ВВЭР-440, ВВЭР-1000

принимают участие РФЯЦ-ВНИИЭФ, ГНЦ РФ ВНИИНМ им. ак. А.А. Бочвара, ГНЦ РФ НИИАР (г. Димитровград) и РНЦ “Курчатовский институт”

Основными целями работ было:

- Получение экспериментальных результатов для обеспечения аттестации и лицензирования топлива.
- Создание базы данных для верификации кодов по расчетам поведения твэлов в аварийных ситуациях.

Практическое выполнение поставленной задачи потребовало проведения тщательного методического обоснования испытаний. При этом основной акцент был сделан на расчетные и экспериментальные методики определения энерговыделения и энтальпии топлива. На реакторе БИГР была проведена серия специальных методических экспериментов для верификации и калибровки методик, разработано математическое обеспечение для измерительных методик. Кроме того, в экспериментах со свежими твэлами ВВЭР-1000 отработаны методики измерения давления в ампуле с твэлом, внутри твэла, температуры поверхности твэла.

Схема проведения испытаний приведена на рис.2. Для повышения энерговыхода в топливо, особенно выгоревшего твэла состав отражателя был расчетно-экспериментальным образом оптимизирован, в частности в него введен блок из бериллия, окружающий ампулу с твэлом.

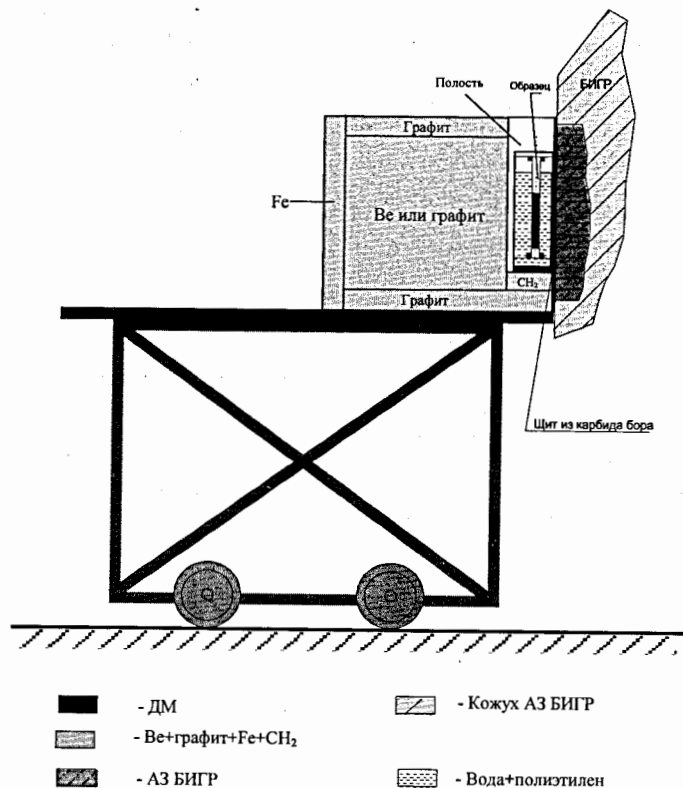


Рисунок 2 Схема проведения экспериментов.

В процессе испытаний регистрировались форма импульса излучений реактора БИГР (и, соответственно, форма импульса делений ядер урана в образце твэла), температура поверхности оболочки твэла, давление в ампуле, давление гелия в твэле, фиксируется момент разгерметизации оболочки по изменению давления в твэле или ампуле (Рис.3,4).

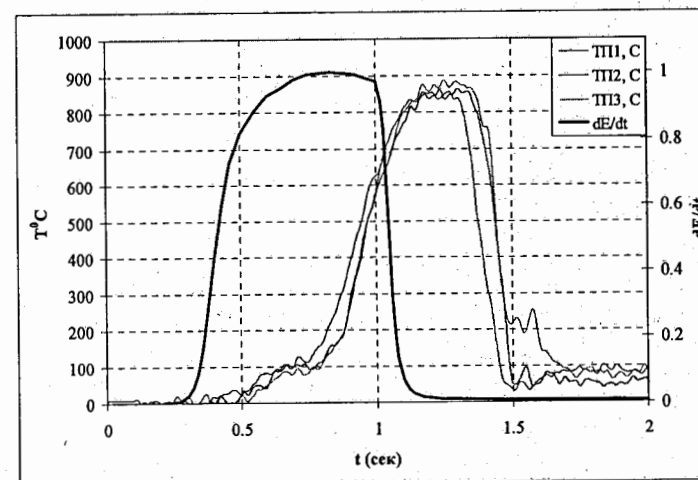


Рисунок 3 Зависимости скорости энерговыделения в топливе и температуры поверхности твэла от времени.

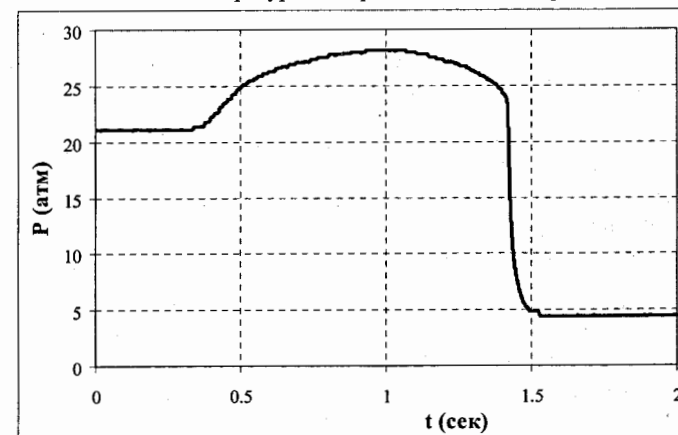


Рисунок 4 Зависимость давления внутри твэла от времени.

Были проведены облучения укороченных образцов необлученных штатных твэлов реакторов типа ВВЭР-1000, изготовленных во ВНИИНМ, и рефабрикованных образцов твэлов реакторов типа ВВЭР (ВВЭР-440 и ВВЭР-1000) с выгоранием ~ 50 МВт-сут/kgU и ~ 60 МВт-сут/kgU, изготовленных в НИИАР. В качестве материала оболочек использовались сплавы Э-110 и Э-635.

В результате работ:

- на базе импульсного ядерного реактора БИГР создан экспериментальный комплекс (единственный в России) для испытаний имитаторов твэлов реакторов типа ВВЭР, в том числе выгоревших. Уровень энерговывода в свежее топливо обогащением 4,4% составляет ~ 2 кДж/гUO₂, в выгоревшее ~ 1 кДж/гUO₂ (~ 50 МВт-сут/кгU при начальном обогащении 4,4 %).
- проведен цикл исследований поведения свежих твэлов ВВЭР-1000 в различных условиях для двух типов оболочек Э-110 и Э-635. Испытания проводились в воде (при атмосферном давлении и давлении ~ 150 атм) и в воздухе. Полуширины импульсов регулировались в диапазоне от ~ 2 мс до ~ 1 сек. Получен ценный материал для верификации расчетных кодов.
- проведены ампульные эксперименты с выгоревшими твэлами с выгоранием до ~ 60 МВт-сут/кгU при различных уровнях нагружения вплоть до разрушения.
- проработана возможность проведения исследований твэлов быстрых реакторов (включая реактор типа «БРЕСТ» в рамках президентской инициативы) в ампулах с соответствующим теплоносителем (и температурой) для исследования их поведения при различных условиях нагружения, и твэлов реактора РБМК.
- разработан комплекс программ для расчета величины и радиального распределения энерговывода в выгоревшее топливо, анализа результатов экспериментов.
- создан измерительный комплекс для регистрации формы импульса реактора и параметров имитатора твэла в процессе эксперимента.

Список использованной литературы.

1. Кувшинов М.И., Колесов В.Ф., Воинов А.М., Смирнов И.Г. Аperiодический импульсный реактор БИГР. // ВАНТ.-Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки.- 1988, вып.1, с. 3 -12.
2. Бать Г.А., Коченов А.С., Кабанов Л.П. Исследовательские ядерные реакторы. – 2 изд., М., Энергоатомиздат, 1985.
3. Ярына В.П. Методика измерений характеристик полей тепловых и надтепловых нейтронов с помощью активационных детекторов. – В кн. «Метрология нейтронных измерений на ядерно-физических установках.» – М.: ЦНИИАтоминформ, 1976, т.2, с.2-12.
4. Бекурц К., Виртц к. Нейтронная физика. – М.: Атомиздат, 1968.
5. Miley G.H., Dochi P.K.. Pulse-propagation experiments using a fast-burst reactor. – IEEE Trans. Nucl. Sci., 1965, vol.8, №2, p.437.
6. Ishikawa M., Inabe T. The nuclear safety research reactor (NSRR) in Japan. Advance in nuclear science and technology. New-York/London, 1979
7. Physics, Safety and Application of Pulse Reactors. Proc. of Intern., Embedded Topical Meeting, November 13-17, 1994, Washington D.C., p. 25-32.

ВОЗМОЖНОСТИ ПРОГРАММЫ ПРИЗМА-Д.

Я.З. Кандиев, О.В. Зацепин, А.Г. Михалькова, Д.Г. Модестов.

Российский Федеральный Ядерный Центр – Всероссийский Научно-Исследовательский Институт Технической Физики им. акад.

Е.И. Забабахина, 456770, Снежинск, Россия

1. Назначение программы ПРИЗМА.Д

Программа ПРИЗМА.Д создана на базе программы ПРИЗМА[1] и предназначена для решения методом Монте-Карло задач, связанных с расчетом ядерных реакторов и критических сборок, в качестве источника берутся точки деления, распределенные по собственной функции.

В зависимости от условий задачи из точек деления выпускаются:

- а) нейтроны делительного спектра,
- б) нейтроны и фотоны делительного спектра.

Программа позволяет решать широкий круг задач. Например, таких, как:

1. Оценка $K_{эфф}$ – эффективный коэффициент размножения нейтронов, $t_{ж}$ – среднее время жизни нейтрона от деления до деления, $\nu_{ср}$ – среднее число частиц, рожденных при делении. Эти стандартные величины оцениваются всегда;
 2. получение некоторых параметров (флюенс, спектр, доза) поля (n, γ) – излучения в ближней зоне реактора;
 3. воздействие (n, γ) – излучения на системы, помещенные в зоне реактора;
 4. выход (n, γ) – излучения реактора через коллиматор и моделирование траекторий частиц для получения результатов в системах за коллиматором;
 5. оптимизация защиты;
- и другие задачи.

В основу расчета задач на собственное значение по программе ПРИЗМА.Д положен описанный в [2] метод оценки по поколениям делений с постоянным числом точек в поколении.

Различие заключается в способе реализации этого метода. Программа ПРИЗМА.Д предназначена для расчета широкого круга задач, включающих такие, в которых необходимо ведение неаналогового способа моделирования траекторий (например, расчет прохождения излучения в образцы малых размеров, помещенные в центре канала импульсного реактора). По этой причине возникла необходимость разделить процесс генерации поколения (источник) и процесс моделирования траекторий частиц, испускаемых из точек деления очередного поколения. В результате, счет задач по программе ПРИЗМА.Д сводится к решению условно неоднородного линейного уравнения, в котором в качестве источника выступают точки деления текущего поколения.

2. Схема расчёта.

Схема моделирования основана на методе поколений точек делений. При этом число точек деления для каждого поколения остается постоянным (nf). Все результаты, снимаемые в процессе счета, приводятся в пересчете на одно деление. Для расчета задачи по программе ПРИЗМА.Д в исходных данных необходимо задать начальное распределение нейтронов в активной зоне системы. Обычно это равномерное по массе активной зоны пространственное распределение нейтронов делительного спектра.

Сначала включается модуль ОСД0, в котором моделируются траектории нейтронов источника до получения nf точек деления начального поколения.

Для того, чтобы распределение точек деления в поколении установилось в соответствии с собственной функцией, производится M «холостых прогонов» поколений модулем ОСД (стандартно $M=10$), при этом снятие результатов не производится. Так как специальных критериев выхода на собственную функцию в программе нет, то в сомнительных случаях число M можно увеличить.

Моделирование (при необходимости с применением неаналоговых способов) траектории нейтронов, испускаемых из банка точек деления текущего поколения, осуществляет модуль ОСК. Появившиеся в ходе моделирования частицы заносятся в

банк источниковых частиц. После ОСК работают модули OCN, OCF и далее по типам моделируемых частиц.

Схема расчета пакета траекторий в счетной части программы приведена на рисунке 1.

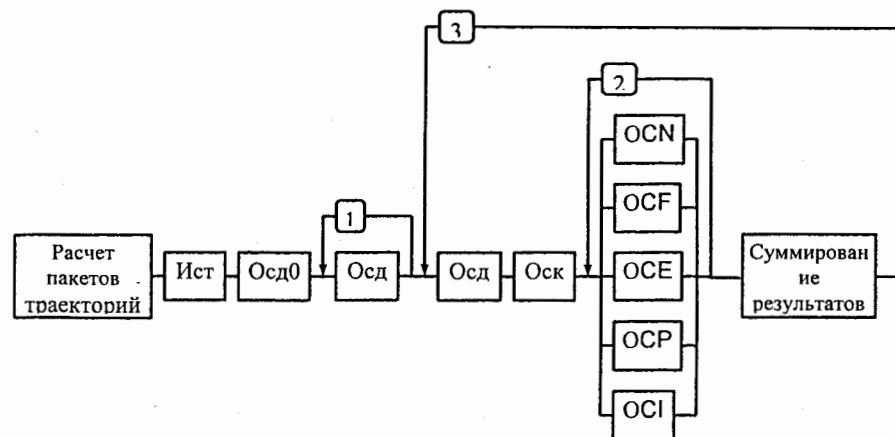


Рис.1.

Цикл (1) связан с «холостым прогоном» M поколений. Цикл (2) связан с расчетом вторичных частиц различной природы, которые родились при моделировании траекторий как в ОСК, так и счетных модулей внутри цикла (2). Иными словами, цикл (2) «крутится» пока банки источниковых частиц не пусты. Цикл (3) «крутится» пока время, заказанное на расчет, не истечет, или число рассчитанных поколений (число пакетов) не станет равным заданному числу.

3. Неаналоговое моделирование

Для решения задач, в которых необходимо вычислять функционалы, связанные с малыми вероятностями (например, задачи защиты от излучения, задачи детектирования и др.) реализована схема моделирования по ценности [3], позволяющая адаптировать алгоритм построения траектории к особенностям задачи.

При разработке этой схемы была использована идея поэтапного расчета сложных задач, согласно которой исходная задача разбивается на ряд подзадач, поддающихся решению, и последовательно проводятся независимые расчеты каждой из них (результаты расчета первой подзадачи служат источником второй подзадачи и т.д.).

Эта схема позволяет получать конечный результат в одном сквозном расчете, а разбиение на подзадачи использовать для поэтапного применения различных методов неаналогового моделирования. С этой целью нами выделено 4 вида задач с одномерной геометрией и простым соотношением между источником и детектором (элементарных задач), к комбинации которых можно свести большинство традиционных задач линейной теории переноса.

1. Прохождение излучения в оптически плотной среде.
2. Прохождение излучения в оптически прозрачной среде.
3. Прохождение излучения в детектор, расположенный в вакууме или чистом поглотителе.
4. Прохождение излучения в детектор, расположенный в излучающей и рассеивающей среде.

Для каждого вида задач выбраны схемы неаналогового моделирования и правила построения приближенной функции ценности и соответствующих неаналоговых распределений; создан аппарат "управления счетом", позволяющий, среди прочего, осуществлять переход от одной элементарной задачи к другой в процессе построения траектории.

4. Получение коррелированных результатов.

Часто возникает необходимость оценить вклад в результат от частиц, побывавших в той или иной ситуации. Для получения таких результатов был разработан метод меченых частиц. Суть метода заключается в следующем.

В исходных данных реализована возможность заказывать маркировку частицы определенным типом метки в зависимости от ситуации, в которой она находится, и задавать результаты по условиям. Простое условие представляет собой перечень типов меток, которыми должна быть помечена (или не помечена) частица. Соответствующий

результат заносится лишь в случае выполнения этого условия. Если два или несколько простых условий объединить, поставив перед каждым знак плюс (П) или минус (М), то получим сложное условие. В этом случае, если какое-либо простое условие выполняется, то результат фиксируется с соответствующим знаком. Сложное условие, в частности, задается в случае, когда необходимо оценить эффект влияния возмущений в многовариантном расчете задачи.

Имеется широкий круг задач (например, задачи по оптимизации формы и состава защиты от излучения), в которых полезно коррелировать расчеты разных вариантов задачи, когда траектории частиц в различных вариантах в начальной своей части, начиная от источника до зоны возмущения, совпадают. Задачи рассматриваются в следующей общей постановке.

В систему с источником и детектором вкладывается объем V , который вносит некоторую неоднородность в среду (объем может содержать в себе детектор). Требуется оценить влияние неоднородности для случаев:

1. Варианты с меняющимся составом. Варианты отличаются составом вещества, заполняющего объем V .
2. Варианты с нарастающим объемом V . Размеры объема меняются по правилу:
$$V(1) = V_1, V(2) = V_1 + V_2, \dots, V(k) = V_1 + V_2 + \dots + V_k.$$
3. Варианты с перемещающимся объемом. Варианты отличаются тем, что объемы $V(i)$, $i = 1, \dots, k$ помещаются в разные места системы, причем эти объемы могут различаться геометрией и составом.
4. Варианты с возмущением концентрации. Меняется концентрация элементов вещества, заполняющих некоторую область системы. Различие в концентрации задается через сложное вещество, составленное из нескольких простых веществ: меняется весовая концентрация одного или нескольких веществ (в частном случае меняется только плотность вещества, заполняющего область), при этом сумма весовых концентраций должна быть равна единице. В этом случае для всех вариантов задачи строится единая совмещенная траектория, соответствующая невозмущенному варианту, смещение траекторий для других вариантов компенсируется соответствующими весовыми множителями [2].

В задачах, соответствующих случаям 1-3, можно выделить два сорта траекторий – не пересекающих зону возмущения (они являются общими для всех вариантов задачи и составляют большую часть всех траекторий) и имеющих общую часть для всех вариантов задачи до тех пор, пока частица не попадает в зону возмущения. С учетом этой особенности был разработан и реализован специальный способ моделирования траекторий частиц.

Суть способа: каждому варианту задачи соответствует свой номер метки (на частицу источника наносятся все эти метки), при влете частицы в возмущенный объем, она расщепляется на две частицы - одна продолжает блуждание в геометрии, отвечающей варианту с возмущенным объемом с меткой, соответствующей этому варианту (остальные метки стираются); другая - в геометрии, отвечающей варианту с невозмущенным объемом (стирается метка, соответствующая варианту с возмущенным объемом, остальные сохраняются). В условия для получения результатов для каждого варианта входит соответствующий номер метки.

Допускается сочетание нескольких типов возмущений, при этом номера меток каждого типа должны идти по порядку (наименьший номер соответствует невозмущенному варианту) и не могут совпадать с номерами меток из другого типа возмущения. Всё это позволяет получать в одном расчете коррелированные результаты для нескольких десятков вариантов задачи.

Чтобы получить в расчете разность результатов между возмущенным и невозмущенным вариантами, необходимо задать сложное условие, состоящее из двух простых условий с соответствующими знаками.

В программе ПРИЗМА.Д существует возможность задавать и оценивать влияние любого из описанных выше типов возмущения. При этом возникает дополнительная проблема, связанная с тем, что возмущение, вносимое в систему, влияет на распределение точек деления (источника) каждого варианта задачи.

Для решения этой проблемы в общем случае моделирование историй нейтронов в модуле ОСК осуществляется по схеме «малых итераций по делениям», т.е. проводятся дополнительные итерации для установления точек деления.

Расчёты фоновых условий эксперимента.

Цель расчётов - выбор оптимальной геометрии и материалов для нейтронной защиты и коллимационной системы. Геометрия установки приведена на рис.2. Коллимационная система устроена таким образом, чтобы существенно уменьшить вероятность попадания в детектор нейтронов, родившихся в активной зоне (АЗ) реактора. Она имеет сложную геометрию. Составной частью этой системы является канал вывода нейтронов, рассеянных в результате n-n-столкновений в направлении детектора. Основные результаты, которые необходимо получить - это спектр нейтронов, падающих на детектор, число реакций ${}^3\text{He}(n,p)$ в детекторе, распределённых по времени.

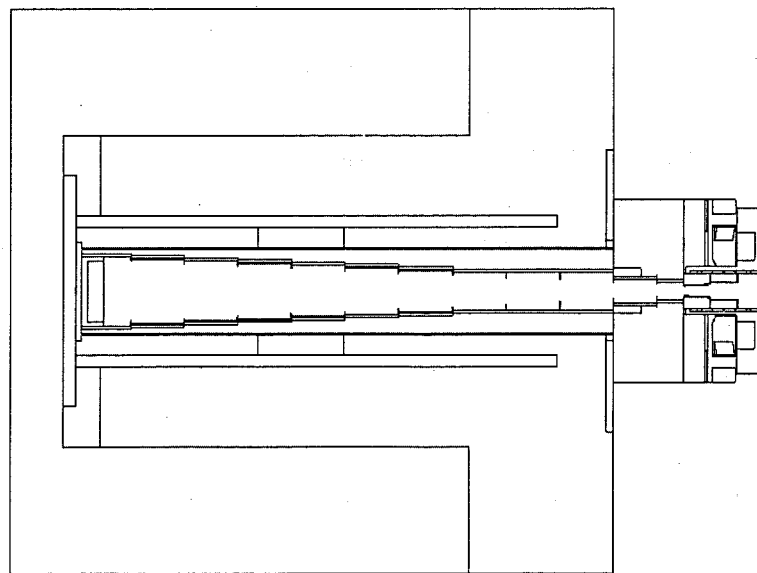


Рис. 2. Геометрия экспериментального канала.

Анализ задачи расчета фоновых характеристик позволил выделить следующие элементарные задачи:

1. Задача прохождения нейтронов в канал. Геометрия системы – цилиндрическая,

соосная с каналом. Способ решения - экспоненциальное преобразование.

2. Задача прохождения нейтронов в сферический детектор, описанный вокруг реального детектора. Геометрия системы - сферическая. Способ решения - экспоненциальное преобразование.
3. Задача прохождения нейтронов в сферический детектор, описанный вокруг реального детектора. Геометрия системы - сферическая. Способ решения - метод концентрических детекторов.

Был проведён цикл сквозных расчётов прохождения нейтронов из АЗ в детектор. Расчёты были проведены для двух коллимационных систем. Для первой системы фон существенно превысил предполагаемый сигнал от п-п-рассеянных нейтронов. Однако, на этих расчётах была отработана схема моделирования по ценности, которая без значительных изменений применялась в последующих расчётах. Большинство расчётов проводилось для второй системы с коническим коллиматором, использование которой позволило существенно снизить фон вблизи детектора. При оптимизации коллимационной системы варьировались состав и геометрия диафрагм и конического коллиматора. Т.к. каждый расчёт требует значительных затрат счётного времени, то применялась схема многовариантного расчёта, когда в одном расчёте получаются коррелированные результаты для заданных вариантов задачи. Кроме этого в расчётах широко использовался способ получения результатов по условиям. В частности, разбив систему на полосы вдоль оси канала и поставив в соответствие каждой полосе определённые номера меток, мы получили квадратную матрицу результатов, которая определила вклад в искомый результат от нейтронов, попавших в детектор после соударения в полосе Π_i при условии, что они перед этим соударились в полосе Π_j . Анализ этих результатов позволил подобрать параметры неаналогого моделирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Arnautova M.A., Kandiev Ya.Z., Lukhminsky B.E., Malishkin G.N. Monte-Carlo simulation in nuclear geophysics. In comparison of the PRIZMA Monte-Carlo program and benchmark experiments. Nucl.Geophys., 1993, '3, p. 407-418.

2. Бусленко Н.П., Голенко Д.И. и др. Метод статистических испытаний (метод Монте-Карло). М., Физматгиз, 1962
3. Дж. Спанье, Э. Гелбард. Метод Монте-Карло и задачи переноса нейтронов. Москва. Атомиздат 1972.
4. Ю.И. Чернухин, Я.З. Кандиев, Б.Г. Леваков, Д.Г. Модестов, Д.В. Хмельницкий. Прямое измерение сечения np - рассеяния на реакторе ЯГУАР. Совещание по исследованию в гигантских импульсах тепловых нейтронов от импульсных реакторов и ловушек больших ускорителей, 2005, Дубна, Россия.

ЯДЕРНО-ОПТИЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ КАК ДЕТЕКТОР НЕЙТРОНОВ

Л.Е.Довбыш, С.П.Мельников, В.Т.Пунин, А.А.Синянский

РФЯЦ "ВНИИ экспериментальной физики"

1. В нашем институте (ВНИИЭФ) в течение примерно тридцати лет проводятся исследования ядерно-возбуждаемой плазмы и возможности создания на ее основе мощных источников лазерного излучения [1]. Впервые генерация при возбуждении лазеров ядерными излучениями была получена во ВНИИЭФ в 1972 году. Тем самым была впервые экспериментально доказана возможность прямого преобразования ядерной энергии в лазерное излучение.

2. Для поиска лазерных сред с ядерной накачкой была необходима информация о спектрах люминесценции при возбуждении газовых сред высокого давления ядерными излучениями, в частности, осколками деления урана. Такие исследования проводились нами как часть лазерной программы на протяжении многих лет. Именно исследования по люминесцентным характеристикам газовых сред позволили сделать предположение о возможности создания нейтронного детектора, принцип работы которого заключается в прямом преобразовании кинетической энергии ядерных частиц (например, осколков деления урана) в люминесцентное излучение. Интенсивность люминесценции измеряется фотоприемным устройством, размещенным вне зоны облучения за биологической защитой реактора, оптическое излучение к фотоприемнику выводится с помощью световода. Если выход светового излучения монотонно зависит от нейтронного потока, то такой прибор можно использовать как нейтронный детектор.

3. Из основных проблем, которые необходимо решить при создании нейтронного детектора на основе ЯОП, можно выделить следующие:

- поиск оптимальной люминесцирующей газовой среды и изучение ее характеристик;
- разработка технологии изготовления тонкопленочных урановых слоев и корпуса детектора;
- разработка волоконных световодов для вывода люминесцентного излучения за биологическую защиту реактора с минимальными потерями.

При выборе газовой среды для нейтронного детектора необходимо учитывать ряд требований:

- монотонная зависимость мощности люминесценции от мощности возбуждения (нейтронного потока);
- высокое (около 1 атм) давление среды, которое определяется длиной пробега заряженных частиц (осколков деления урана) в среде и поперечным размером детектора;
- химическая стабильность газовой смеси (восстановление химического состава смеси после радиационного воздействия и отсутствие "выгорания", сведение к минимуму эффекта десорбции вредных примесей со стенок кюветы);
- максимально возможная эффективность люминесценции среды (отношение мощности люминесценции к вложенной в среду мощности) на отдельных спектральных линиях или в некотором диапазоне спектра;

• согласование длины волны светового излучения с полосами максимального пропускания световода, с помощью которого световое излучение выводится за пределы активной зоны реактора и подается на фотоприемник.

Из анализа литературных данных и с учетом нашего опыта можно сделать вывод, что для детектора целесообразно использовать чистые инертные газы или их смеси при давлении ~1 атм, которые излучают в видимой или ближней ИК областях спектра. Для возбуждения газовых сред можно применять слои ^{235}U с толщиной, примерно равной половине пробега осколка деления в материале слоя. Для вывода светового излучения из детектора и его передачи на оптический детектор следует использовать волоконные световоды из плавленого кварца высокой чистоты.

4. Исследования спектрально-люминесцентных характеристик инертных газов и их смесей наиболее подробно были выполнены на импульсных реакторах ГИР-2 и ВИР-2М [2].

5. Первая серия экспериментов была выполнена на импульсном реакторе ГИР-2 с длительностью импульса около 300 мкс.

Сферическая активная зона реактора ГИР-2 имеет диаметр 300 мм, изготовлена из сплава металлического урана и молибдена. Активная зона окружена отражателем нейтронов в виде колпака с толщиной стенок 60 мм. Материалом отражателя является гомогенная смесь полипропилена с окисью кадмия, что обеспечивает повышение выхода гамма-излучения и снижает возмущения от внешних устройств. Для более полного использования возможностей реактора как источника нейтронного излучения в отражателе имеется боковое отверстие диаметром 300 мм.

В импульсном режиме в активной зоне реактора выделяется энергия 7 МДж ($2,7 \times 10^{17}$ делений). При этом температура топлива увеличивается примерно на 400°C. Доза гамма-излучения за время импульса на внешней поверхности отражателя составляет 600 Гр; флюенс быстрых нейтронов в отверстии отражателя – 10^{14} см^{-2} .

6. В экспериментах на быстром импульсном реакторе ГИР-2 использовалась кювета с плоскими урановыми слоями. Схема кюветы показана на рис.1. Кювета представляет собой герметичный контейнер, в крышке которого установлены: а) индукционный датчик давления для определения энерговклада по скачку давления; б) оптический разъем для подсоединения световолока; в) окно из радиационно-стойкого кварца КУ-1 диаметром 15 мм. Для увеличения потока тепловых нейтронов кювета окружена полиэтиленовым замедлителем с толщиной около 30 мм.

Внутри кюветы расположены параллельно друг другу на расстоянии 2 см две плоские алюминиевые пластины с урановыми слоями. Размер алюминиевых пластин – $10 \times 6 \text{ см}^2$. На обращенные внутрь поверхности пластин методом магнетронного напыления нанесены урановые слои толщиной $5,6 \text{ мг/см}^2$ по металлическому ^{235}U . Урановые слои покрыты тонкой алюминиевой пленкой толщиной около $0,5 \text{ мг/см}^2$. Алюминиевая пленка, предназначенная для защиты уранового слоя от коррозии и от распыления осколками деления, незначительно (на 10-15%) снижает энерговклад в газ.

Удельная мощность накачки газовых сред зависит от вида и давления газа. При давлении неона 1 атм или давлении гелия 3 атм удельная мощность накачки в максимуме импульса достигает $1,5 \text{ кВт/см}^2$ ($0,45 \text{ Дж/см}^2$).

При проведении экспериментов кювета помещалась вблизи поверхности активной зоны реактора ГИР-2 вплотную к отверстию в отражателе. Схема эксперимента показана на рис.2.

Для вывода светового излучения из кюветы и его транспортировки к регистрирующей аппаратуре использовалась полированная изнутри алюминиевая труба с внутренним диаметром 45 мм и длиной около 5 м. На конце трубы размещен объектив, с помощью которого световое излучение фокусировалось на торец кварцевого волоконного световода длиной около 20 м и выводилась за биологическую защиту реактора в измерительную комнату, где располагались спектрограф.

Перед проведением эксперимента кювета откачивалась до давления $\sim 10^{-4}$ Торр и наполнялась исследуемыми газами. В данной серии экспериментов использовались инертные газы высокой чистоты с концентрацией примесей молекулярных газов не более 10^{-4} %.

Для измерения спектров люминесценции использовался спектрометр S2000 фирмы Ocean Optics. Спектрограф дает возможность регистрировать спектры люминесценции в диапазоне 175-875 нм с разрешением 0,4 нм. В спектрографе используется ПЗС-линейка, состоящая из 2048 элементов с размерами 12,5×200 мкм каждый. Чувствительность спектрографа составляет 86 фотонов на отсчет. Световое излучение подавалось на вход спектрографа с помощью длинного стекловолоконного световода (рис.2). В связи с тем, что для стекловолоконного световода наблюдается сильное поглощение светового излучения в УФ области спектра, реальный диапазон регистрации спектров составляет примерно от 350 до 875 нм.

Перед проведением экспериментов была выполнена абсолютная калибровка спектрометра S2000 с помощью эталонных ламп и найдена матрица поправочных коэффициентов для ПЗС-линейки с учетом спектральной чувствительности ПЗС-элементов.

Амплитудно-временные характеристики свечения ЯОП изучались с помощью кремниевого фотодиода ФД-256А с временным разрешением не хуже 5 нс. Фотодиод позволяет регистрировать световое излучение в диапазоне 400-1100 нм, максимальная чувствительность – в области 750-900 нм.

7. В экспериментах на реакторе ГИР-2 были исследованы спектры люминесценции неона, криптона, ксенона и измерены амплитудно-временные характеристики импульсов люминесценции (фотодиод ФД-256А) и импульсов давления (датчик ДМИ) при разных начальных давлениях неона, криптона и ксенона. Пример таких зависимостей показан на рис.3. Из данных, приведенных на этом рисунке, видно, что форма импульса люминесценции достаточно хорошо повторяет форму нейтронного импульса.

Зависимости световых выходов (рис. 4) от давления газа для неона, криптона и ксенона проводились во всем диапазоне чувствительности фотодиода ФД-256А без выделения отдельных линий или участков спектра с помощью светофильтров. Давления, при которых световых выходы для криптона и ксенона максимальны, составляют 0,15-0,20 атм, для неона – 0,3-0,5 атм. Максимальный выход люминесцентного излучения зарегистрирован для криптона.

Сравнение временных зависимостей люминесцентного и нейтронного излучений показано на рис.5, где в логарифмическом масштабе изображены передние фронты нейтронного и люминесцентного импульсов. Как видно из этих рисунков, для неона и ксенона наблюдается приблизительно линейная зависимость между выходом люминесцентного излучения и нейтронным потоком в диапазоне примерно трех порядков по нейтронному потоку. Для криптона при давлении 0,2 атм линейная зависимость нарушается.

8. Более подробно люминесцентные характеристики инертных газов и их смесей были изучены в экспериментах на водном импульсном реакторе ВИР-2М с более длинным нейтронным импульсом – около 3 мс.

В реакторе ВИР-2М ядерное топливо (уран с обогащением 90 % по изотопу ^{235}U) используется в виде раствора соли UO_2SO_4 в обычной воде. Объем топливного раствора составляет 104 л, концентрация урана – 67 г/л. Раствор находится в вертикально расположенном цилиндрическом корпусе реактора, который имеет высоту 2 м и диаметр около 0,7 м при толщине стенок 65 мм. В днище корпуса имеется вогнутая полусферическая полость с внутренним диаметром 300 мм.

Система управления и защиты дает возможность эксплуатировать реактор ВИР-2М в двух режимах работы – импульсном и статическом. В импульсном режиме диапазон достижимых и повторяемых значений энерговыделения $E=5-60$ МДж (от $1,7 \times 10^{17}$ до $2,1 \times 10^{18}$ делений). Отличие запланированного и фактического энерговыделения за импульс не превышает, как правило, $\pm 2,0$ МДж. Основные параметры импульсов реактора ВИР-2М приведены в таблице 1.

В статическом режиме постоянный уровень мощности, на который может быть выведен реактор, находится в пределах от практически нулевого значения до 30 кВт. Возможен также выход на значения мощности, измеряемые сотнями киловатт (до 1 МВт и более в режиме так называемого “квазиимпульса”).

9. Для изучения люминесцентных характеристик была изготовлена кювета с цилиндрическим урановым слоем, которая является прототипом нейтронного детектора. В этом случае возбуждение активных газовых сред осуществляется осколками деления урана, вылетающими из слоя при его облучении нейтронами. Схема кюветы приведена на рис.6.

Основным элементом газовой кюветы является цилиндрический урановый слой длиной 190 мм и внутренним диаметром 28 мм, который нанесен методом электролитического осаждения на внутреннюю поверхность алюминиевой трубки. Слой представляет собой смесь окиси (UO_2) и закиси (U_3O_8) урана. Масса металлического урана (с обогащением 90% по ^{235}U) равняется 0,9 г, средняя толщина слоя по металлическому урану – $5,2 \text{ мг/см}^2$.

Трубка с урановым слоем помещалась внутри корпуса кюветы с внешним диаметром 46 мм. На торцах корпуса закреплены два фланца диаметром 135 мм. На фланцах размещены кран для откачки и наполнения кюветы исследуемыми газами, окна из кварца КУ-1 толщиной 10 мм для вывода светового излучения и малогабаритный индукционный датчик давления ДМИ.

Для увеличения потока тепловых нейтронов корпус кюветы с урановым слоем помещены в полиэтиленовый замедлитель с внутренним диаметром 46 мм и внешним диаметром 108 мм.

Перед проведением эксперимента кювета откачивалась до остаточного давления около 10^{-4} мм рт. ст. и наполнялась исследуемыми газами. Система вакуумирования и газонаполнения, изготовленная из нержавеющей стали, состоит из двухступенчатой системы откачки, баллонов с рабочими газами, средств измерения вакуума и давления газов. Для наполнения кюветы использовались инертные газы He, Ne, Ar, Kr, Xe высокой чистоты с содержанием основного газа не менее 99,994 %. Концентрации примесей N_2 , CO_2 , CH_4 , O_2 , H_2 и H_2O не превышали соответственно $3 \cdot 10^{-4}$, $1 \cdot 10^{-5}$, $1 \cdot 10^{-5}$, $1 \cdot 10^{-4}$, $2 \cdot 10^{-4}$ и $3 \cdot 10^{-4}$ %.

10. При проведении экспериментов газовая кювета помещалась в центральный канал реактора ВИР-2М с внутренним диаметром 142 мм. В экспериментах на реакторе ВИР-2М размещение регистрирующей аппаратуры вблизи газовой кюветы затруднено тем, что эта аппаратура подвергается воздействию интенсивных импульсов нейтронного и гамма излучений. В связи с этим световое излучение из кюветы выводилось за пределы биологической защиты и регистрировалось фотоприемниками.

В данных экспериментах использовались три схемы измерений в зависимости от режима работы реактора:

Импульсный режим. Газовая кювета располагалась в активной зоне реактора. Для вывода светового излучения из активной зоны и его транспортировки к регистрирующей аппаратуре использовалась полированная изнутри алюминиевая труба с внутренним диаметром 66 мм. Часть светового излучения, отраженного от прозрачной кварцевой пластины, подавалась на фотозлемент Ф-28, который регистрировал форму светового импульса. В некоторых случаях (при калибровке ЯОП со смесью Ne-Kr) использовался фотоэлектронный умножитель ФЭУ-119. Расстояние от окна кюветы до кварцевой пластины (длина алюминиевой трубы) – 550 см. Световое излучение, прошедшее кварцевую пластину, фокусировалось на торец кварцевого моноволоконного световода длиной 30 м (диаметр волокна – 62,5 мкм) и выводилась за биологическую защиту реактора в пульттовую, где располагался спектрограф S2000 фирмы Ocean Optics.

Режим “квазиимпульсов”. При работе реактора в режиме “квазиимпульсов” проводилась проверка работоспособности ЯОП-детектора и его калибровка при малых нейтронных потоках. Для регистрации люминесцентного импульса использовался фотоэлектронный умножитель ФЭУ-119, который размещался в пульттовой вместо спектрографа S2000. Люминесцентное излучение на ФЭУ-119 подавалось с помощью алюминиевой трубы и волоконного световода (см. рис.2).

Статический режим. При работе реактора в статическом режиме мощность люминесцентного излучения была минимальной. В этом случае алюминиевая труба отсутствовала. Люминесцентное излучение передавалось на фотоэлектронный умножитель ФЭУ-119 с помощью только волоконного световода. При этом однолинзовый объектив размещался сразу же за окном кюветы.

11. В экспериментах на реакторе ВИР-2М исследованы инертные газы He, Ne, Ar, Kr, Xe и двойные смеси Ne-Ne(Ar,Kr,Xe); Ne-Ar(Kr,Xe); Ar-Kr(Xe); Kr-Xe. В данных экспериментах, где исследованы все инертные газы и все интересные для практических применений комбинации их двойных смесей, давление основного компонента (буферного газа) в зависимости от его вида равнялось 0,23-1,8 атм, а концентрация примеси – 0,1-3,3 %. Давления газовых сред выбирались таким образом, чтобы энерговклады в них были одинаковы (за исключением ксенона, для которого измерения были выполнены при трех разных давлениях).

В таблице 2 представлены все исследованные инертные газы и их смеси. В этой же таблице приведены начальные давления; скачок давления, измеренный датчиком давления, удельный энерговклад за импульс и амплитуда сигнала с фотоприемника.

12. К особенностям данных экспериментов следует отнести то обстоятельство, что измерение спектральных характеристик для всех инертных газов и их смесей выполнено в одинаковых экспериментальных условиях, что позволяет сравнивать интенсивности всех зарегистрированных люминесцентных линий.

На рис.7 и рис.8 в качестве примера приведены аппаратурные спектры для смесей Ne-Kr и Ar-Xe. Для того, чтобы можно было сравнивать интенсивности всех зарегистрированных спектральных линий необходимо выполнить корректировку аппаратурных спектров, зарегистрированных спектрографом S2000.

В данных экспериментальных условиях искажения спектров могут происходить по следующим основным причинам: а) зависимость чувствительности дифракционной решетки и ПЗС-элементов от длины волны светового излучения; б) изменение пропускания кварцевого окна кюветы при облучении; в) зависимость пропускания кварцевого световода от длины волны; г) зависимость коэффициента пропускания алюминиевой трубы от длины волны. В проведенных опытах удалось получить ранее отсутствующие данные об интенсивностях примерно 150 атомарных, молекулярных и ионных линий в диапазоне спектра 350-875 нм. Эти линии принадлежащих переходам HeI (5 линий), NeI (29), ArI (16), ArII (10), KrI (17), KrII (11), XeI (19), XeII (10), N₂ (1), N₂⁺ (3), NI (15), OI (9), CI (7). Скорректированные интенсивности спектральных линий люминесценции опубликованы в [3] в виде таблиц. В качестве примера приведена одна из них (таблица 3).

Полученные данные представляют интерес не только для нейтронного детектора на основе ядерно-оптического преобразования. Информация по спектрам люминесценции необходима для понимания кинетики процессов с участием ионов, электронов и возбужденных атомов в плазме инертных газов, а также для поиска сред, которые можно использовать при создании сцинтилляционных детекторов или источников лазерного излучения. В ближайшем будущем мы предполагаем изучить спектры люминесценции в диапазоне длин волн от 1 до 2 мкм. В настоящее время такая информация практически отсутствует.

13. Рассмотрим более подробно результаты, которые показывают связь между выходом люминесцентного излучения и нейтронным потоком.

В последующих экспериментах для более детального изучения зависимости люминесцентного выхода от нейтронного потока использовалась смесь Ne-Kr (1,7 % Kr) при давлении 0,64 атм.

На рис.9 и рис.10 в качестве примера показаны импульсы нейтронного и светового излучения для двух разных импульсов реактора ВИР-2М ($E = 55,2$ и $12,8$ МДж). В этих экспериментах использовалась смесь Ne-Kr (1,7% Kr) при давлении 0,64 атм. Для регистрации люминесцентного излучения использовался фотоэлектронный умножитель ФЭУ-119. Аналогичные результаты получены также для других газовых сред. Для большинства газовых сред формы импульсов люминесценции и нейтронного излучения близки друг другу.

Из данных, полученных для смеси Ne-Kr при работе реактора в импульсном режиме видно, что форма импульса люминесценции хорошо повторяет форму нейтронного импульса (рис.9, рис.10), что свидетельствует о линейной зависимости между выходом люминесцентного излучения и нейтронным потоком. Такой характер зависимости объясняется тем, что характерные времена всех плазменных процессов в газовых средах, приводящих к заселению возбужденных состояний атомов, и времена жизни возбужденных состояний значительно меньше длительности нейтронного импульса (импульса возбуждения).

Для изучения связи между световым выходом и нейтронным потоком в течение более длительных промежутков времени были выполнены измерения интенсивности люминесценции при работе реактора ВИР-2М в квазиимпульсном и статическом

режимах. Регистрация люминесцентного излучения осуществлялась с помощью ФЭУ-119. В режиме "квазипульса" пиковая мощность, выделяющаяся в активной зоне реактора, достигала 1 МВт, а при работе реактора в статическом режиме максимальная мощность составляла около 1 кВт. Из результатов измерений, приведенных на рис.11 и рис.12, видно, что интенсивность люминесцентного излучения достаточно хорошо "следит" за изменением плотности потока нейтронов.

14. Для того чтобы ЯОП можно было использовать как нейтронный детектор необходимо, чтобы выход люминесцентного излучения монотонно зависел от нейтронного потока. Наилучший вариант – линейная зависимость. Действительно, если подвести итог сравнению форм люминесцентных и нейтронных импульсов при разных режимах работы реактора ВИР-2М, то можно сказать, что световой выход линейно зависит от плотности потока нейтронов в широком диапазоне 10^8 - 10^{16} см⁻²·с⁻¹ (рис.13).

15. В данных экспериментах световое излучение передавалось из ЯОП на фотоприемное устройство с помощью световодной трубы и (или) стекловолоконного световода. При размещении нейтронных детекторов на основе ЯОП внутри активной зоны реактора наиболее приемлемым способом передачи светового излучения на фотоприемные устройства является использование стекловолоконных световодов. В этом случае необходимо решить две основные проблемы: а) согласование длины волны светового излучения ЯОП с окнами прозрачности световода, б) изменение прозрачности световода под действием реакторных излучений (радиационная стойкость световода). Наиболее подходящими для этих целей являются кварцевые световоды, которые имеют минимальные оптические потери в ИК области спектра, где наблюдается эффективная люминесценция инертных газов, и максимальную радиационную стойкость. Стойкость промышленного световода не достаточна для использования в условиях реакторного излучения, поэтому в нашем институте были проведены экспериментальные исследования по влиянию концентрации различных добавок для повышения радиационной стойкости световодов [4].

16. В качестве материала слоя делящегося вещества для ЯОП можно, в принципе, использовать различные изотопы (²³⁵U, ²³⁹Pu, ²³⁸U, ²³²Th и др.). Для регистрации тепловых нейтронов целесообразно применять ²³⁵U или ²³⁹Pu, а для регистрации быстрых нейтронов – ²³⁸U, ²³²Th и др., которые имеют энергетический порог деления. В данных экспериментах были использованы тонкие слои ²³⁵U, технология изготовления и свойства которых достаточно хорошо изучены во ВНИИЭФ и в НИИАР (г. Димитровград) [5]. Испытания слоев из ²³⁵U, выполненные на реакторе РБТ-6 до нейтронных флюенсов $\sim 10^{20}$ см⁻², показали, что ресурс работы металлических слоев с защитной алюминиевой пленкой превосходит 0,1% по выгоранию, а для интерметаллидных слоев – 0,4%. При этом стабильность основных характеристик слоев оставалась высокой.

17. К настоящему времени наибольшее распространение в качестве детекторов нейтронов на реакторах получили ионизационные камеры [6]. При одинаковых проблемах технологии изготовления и ресурса ЯОП имеют ряд выгодных отличий от камер деления: отсутствие напряжения питания на датчике, бескабельный вывод сигнала из активной зоны реактора, отсутствие необходимости установки аппаратуры усиления сигнала в непосредственной близости от датчика, возможность подключения тестирующих источников оптического излучения непосредственно в канал передачи сигнала от датчика к приёмнику без уменьшения характеристик надёжности канала, что позволяет проводить диагностику и калибровку канала передачи и обработки сигнала в

реальном масштабе времени, возможность управления с помощью оптического сигнала датчика непосредственно силовым фотозлектронным ключом, который размыкает электрические цепи средств аварийной защиты. Газовые ЯОП могут работать как детекторы ядерных частиц в различных режимах: в счетном сцинтилляционном режиме, когда плотность потока регистрируемых частиц пропорциональна частоте импульсов с фотоприемного устройства детектора, в режиме квазинепрерывного радиолуминесцентного свечения и режиме лазерной генерации. В последнем случае ЯОП представляет собой лазер с ядерной накачкой, который является пороговым устройством, срабатывающим при определенном уровне нейтронного потока, и это свойство лазера может быть использовано в системах аварийной остановки реактора при ошибке оператора в выборе требуемого периода разгона реактора. Порог срабатывания лазерного ЯОП можно изменять за счет выбора газовой среды, активной длины среды и коэффициентов отражения зеркал резонатора. Макет подобной системы, которая не потребляет энергии, в составе которой отсутствуют электрические сигналы, предложен в работе [7].

18. Таким образом, возможность создания нейтронного детектора на основе ядерно-оптического преобразователя представляется вполне реальной. Прототип нейтронного детектора в данных экспериментах показал свою работоспособность. Дальнейшая работа направлена на решение научных и технологических проблем, связанных с созданием миниатюрного нейтронного детектора с большим ресурсом работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sinyanskii A.A., Melnikov S.P. Research on development of continuous nuclear-laser setups in VNIIEF // Proceedings of SPIE. 1999. Vol.3686. P. 43-55.
2. Колесов В.Ф. Аperiodические импульсные реакторы. Саров, РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999.
3. Горбунов В.В., Григорьев В.Д., Довбыш Л.Е., Мельников С.П., Синицын А.В., Сиянский А.А., Цветков В.М. Спектры люминесценции плотных газов в области 350-875 нм при возбуждении осколками деления урана. I. Инертные газы и их смеси // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2004. Т.6. С.148-173.
4. Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривоносов В.Н., Мельников С.П., Сиянский А.А. Методическое обеспечение исследований по радиационной стойкости оптических элементов лазеров с ядерной накачкой. – Труды 2-ой Международной конф. "Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой", Арзамас-16, т.1, с.52-69 (1995).
5. Казаков Л.Л., Косулин Н.С., Череватюк В.Н. Результаты ресурсных испытаний энерговыделяющих элементов для лазеров с ядерной накачкой. – Труды 1-ой Международной конф. "Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой", Обнинск, т.3, с. 41-49 (1993).
6. Дмитриев А.Б., Малышев Е.К. Нейтронные ионизационные камеры для реакторной техники. М.: Атомиздат, 1975.
7. Кувшинов М.И., Смирнов И.Г., Воинов А.М., Довбыш Л.Е. Прямодействующая быстрая аварийная защита реактора с датчиком нейтронов на основе ядерно-оптического преобразователя. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, вып.2-3, с.117-119 (2000).

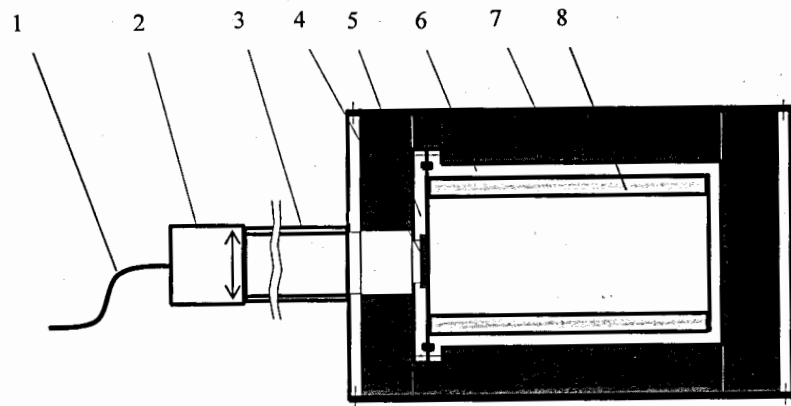


Рис.1. Схема ЯОП с плоскими урановыми слоями: 1 – световолоконный световод; 2 – фокусирующий объектив; 3 – полированная алюминиевая труба; 4 – окно для вывода излучения; 5 – крышка кюветы; 6 – корпус кюветы; 7 – полиэтиленовый замедлитель; 8 – подложка со слоем ^{235}U .

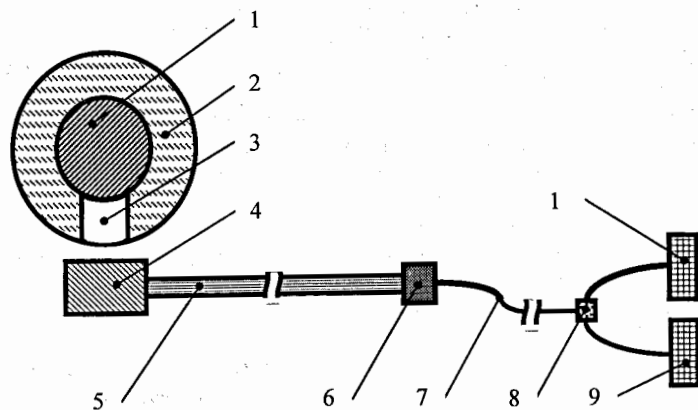


Рис.2. Схема экспериментов: 1 – активная зона реактора ГИР2, 2 – отражатель нейтронов, 3 – отверстие для вывода нейтронного излучения, 4 – ЯОП с плоскими урановыми слоями, 5 – полированная алюминиевая труба, 6 – объектив, 7 – кварцевый световод, 8 – оптический разветвитель, 9 – фотодиод ФД-256А, 10 – спектрограф S2000.

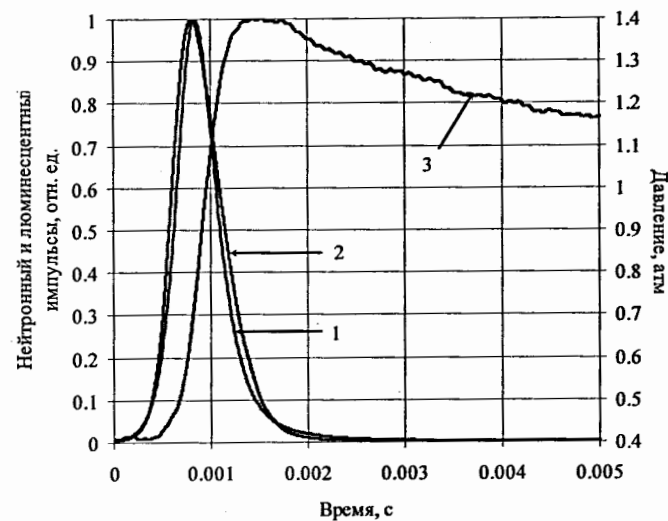


Рис.3. Импульсы светового излучения (1), нейтронного излучения (2) и скачка давления (3) для неона при давлении 0.6 атм.

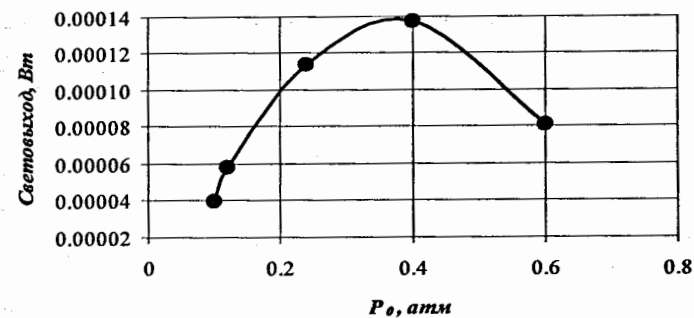


Рис.4. Зависимость выхода люминесцентного излучения от начального давления неона.

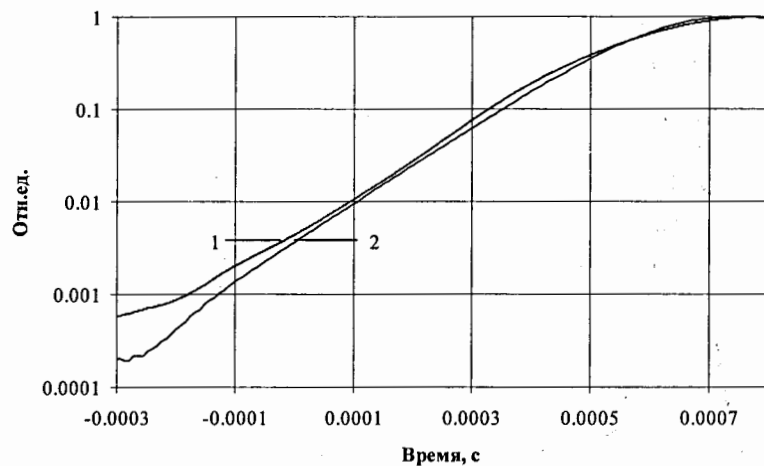


Рис.5. Сравнение передних фронтов импульсов люминесцентного (1) и нейтронного (2) излучений при давлении ксенона 0.16 атм.

Таблица 1

Основные параметры импульсов реактора ВИР-2М при энерговыделении 60 МДж

Минимальный период нарастания мощности, мс	1,03
Полуширина импульса, мс	2,6
Средняя энергия нейтронов в экспериментальных каналах, МэВ	0,65
Средняя энергия гамма-квантов, МэВ	1,6
Полный флюенс нейтронов, 10^{14} см^{-2} :	
на дне центрального канала	7,0
в полюсе полусферической полости	6,8
Флюенс нейтронов с энергией больше 0,1 МэВ, 10^{14} см^{-2} :	
на дне центрального канала	3,9
в полюсе полусферической полости	4,0
Поглощенная доза гамма-излучения в воздухе, 10^3 Гр :	
на дне центрального канала	4,6
в полюсе полусферической полости	4,8

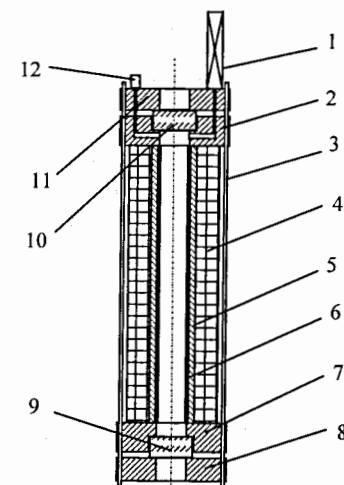


Рис.6. Схема кюветы с цилиндрическим урановым слоем: 1 – кран для откачки и наполнения кюветы газами; 2 – верхний фланец; 3 – крепежные шпильки; 4 – замедлитель (полиэтилен); 5 – корпус кюветы; 6 – урановый слой на цилиндрической подложке; 7 – нижний фланец; 8 – нижняя герметизирующая крышка; 9, 10 – кварцевые окна; 11 – верхняя герметизирующая крышка; 12 – датчик давления ДМИ-10-1.

Таблица 2

Результаты измерения энерговклада по скачку давления и сигналов с фотоприемника для инертных газов и их смесей

№ им п	E , МДж	Газовая среда	p_0 , атм	Δp , атм	w_3 , Дж/с м ³	U , отн. ед.
43	61,0	He	1,8	1,1	0,19	32
37	53,1	Ne	0,64	-	-	50
41	56,4	Ar	0,45	0,79	0,14	32
36	53,4	Kr	0,32	-	-	16
42	55,2	Xe	0,23	0,85	0,15	18
35	54,3	Xe	0,47	-	-	42
34	54,6	Xe	1,0	-	-	38
46	56,4	He-Ne (0,11 % Ne)	1,8	0,91	0,16	22
50	56,1	He-Ne (0,56 % Ne)	1,8	0,90	0,16	30
45	56,1	He-Ne (1,1 % Ne)	1,8	0,92	0,16	32
51	54,3	He-Ne (2,2 % Ne)	1,8	0,90	0,16	33
48	54,9	He-Ne (3,3 % Ne)	1,8	0,90	0,16	32
66	52,7	He-Ar (0,11 % Ar)	1,8	0,83	0,14	58
60	55,0	He-Ar (0,56 % Ar)	1,8	0,83	0,14	100
64	53,4	He-Ar (1,1 % Ar)	1,8	0,80	0,14	79
67	53,1	He-Ar (2,2 % Ar)	1,8	0,86	0,15	67
65	53,6	He-Ar (3,3 % Ar)	1,8	0,90	0,16	78
59	54,9	He-Kr (0,56 % Kr)	1,8	0,86	0,15	59
58	53,4	He-Xe (0,56 % Xe)	1,8	-	-	34
61	54,3	Ne-Ar (1,7 % Ar)	0,64	0,78	0,14	32
62	55,8	Ne-Kr (1,7 % Kr)	0,64	0,78	0,14	36
63	54,3	Ne-Xe (1,7 % Xe)	0,64	0,80	0,14	33
54	54,0	Ar-Kr (2,2 % Kr)	0,45	0,90	0,16	28
52	55,2	Ar-Xe (1,0 % Xe)	0,45	-	-	43
57	55,2	Ar-Xe (2,2 % Xe)	0,45	0,96	0,17	29
53	57,3	Kr-Xe (2,2 % Xe)	0,32	0,96	0,17	34

Примечание: E – энергосвечение в активной зоне реактора; p_0 – начальное давление газовой среды; Δp – скачок давления, измеренный датчиком ДМИ; w_3 – удельный энерговклад в газовую среду за импульс; U – амплитуда сигнала с фотоприемника Ф-28.

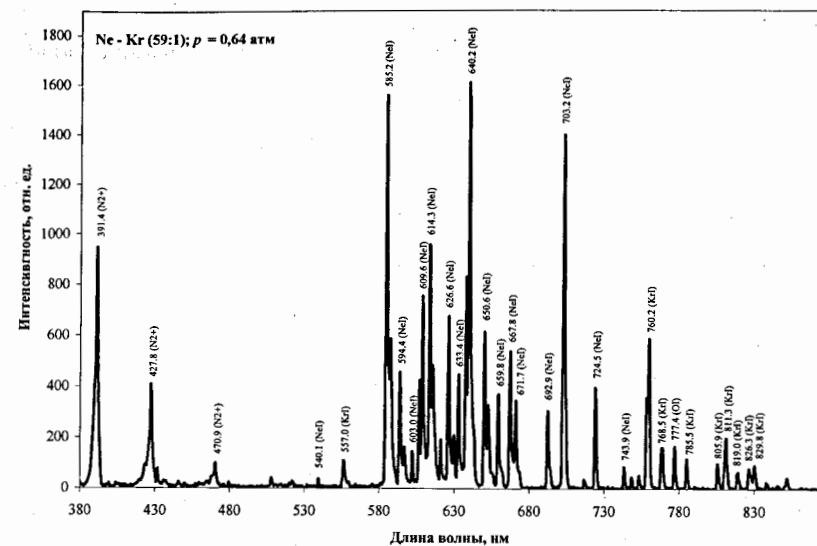


Рис.7. Спектр люминесценции смеси Ne-Kr (59:1) при давлении 0,64 атм.

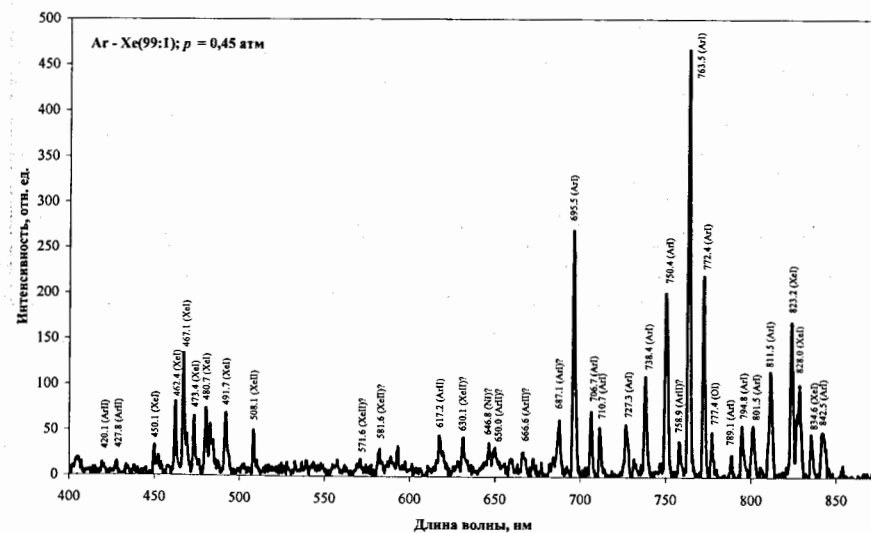


Рис.8. Спектр люминесценции смеси Ar-Xe (99:1) при давлении 0,45 атм.

Таблица 3
Интенсивность спектральных линий в смеси He – Ne при давлении 1,8 атм

Длина волны, нм	Атом или ион	Переход	Интенсивность, отн. ед.				
			He-Ne (29:1)	He-Ne (44:1)	He-Ne (89:1)	He-Ne (179:1)	He-Ne (899:1)
391.4	N ₂ ⁺	(B ² Σ _u ⁺) _{v=0} – (X ² Σ _g ⁺) _{v=0}	6400	2700	5900	4200	5700
427.8	N ₂ ⁺	(B ² Σ _u ⁺) _{v=0} – (X ² Σ _g ⁺) _{v=1}	970	600	1200	860	1200
470.9	N ₂ ⁺	(B ² Σ _u ⁺) _{v=0} – (X ² Σ _g ⁺) _{v=2}	200	240	330	310	290
521.9	NI	6s ² P _{3/2} – 3p ² S _{1/2} ^o	-	-	260	240	170
533.1	OI	5s ⁵ D _{4,3,2} ^o – 3p ⁵ P ₃	130	-	260	280	100
540.1	NeI	3p'[1/2] ₀ – 3s[3/2] ₁ ^o	480	530	380	530	120
585.2	NeI	3p'[1/2] ₀ – 3s'[1/2] ₁ ^o	25000	32000	49000	22000	5700
594.4	NeI	3p'[3/2] ₂ – 3s[3/2] ₂ ^o	530	590	520	900	-
603.0	NeI	3p'[1/2] ₁ – 3s[3/2] ₁ ^o	-	450	420	-	-
609.6	NeI	3p'[1/2] ₁ – 3s[3/2] ₁ ^o	820	1000	990	820	-
616.3	NeI	3p'[1/2] ₁ – 3s'[1/2] ₀ ^o	1800	1600	1200	1300	560
621.7	NeI	3p[3/2] ₁ – 3s[3/2] ₂ ^o	-	470	520	580	-
626.6	NeI	3p'[3/2] ₁ – 3s'[1/2] ₀ ^o	1100	860	900	1000	-
633.4	NeI	3p[5/2] ₂ – 3s[3/2] ₂ ^o	1000	930	1000	820	-
640.2	NeI	3p[5/2] ₃ – 3s[3/2] ₂ ^o	3000	2800	2600	2400	960
650.6	NeI	3p[5/2] ₂ – 3s[3/2] ₁ ^o	1800	1800	1500	1300	470
659.8	NeI	3p'[1/2] ₁ – 3s'[1/2] ₁ ^o	1000	710	1000	880	-
667.8	NeI	3p'[3/2] ₂ – 3s'[1/2] ₁ ^o	1600	1700	1500	1500	500
671.7	NeI	3p'[3/2] ₁ – 3s'[1/2] ₁ ^o	890	1100	860	780	-
692.9	NeI	3p[3/2] ₂ – 3s'[1/2] ₁ ^o	930	930	1000	1300	-
703.2	NeI	3p[1/2] ₁ – 3s[3/2] ₂ ^o	20000	19000	15000	10000	4300
724.5	NeI	3p[1/2] ₁ – 3s[3/2] ₁ ^o	11000	10000	6500	5000	1600
743.9	NeI	3p[1/2] ₁ – 3s'[1/2] ₀ ^o	2500	3600	2600	3300	-
777.4	OI	3p ⁵ P _{1,2,3} – 3s ⁵ S ₂ ^o	17000	20000	11000	15000	7100

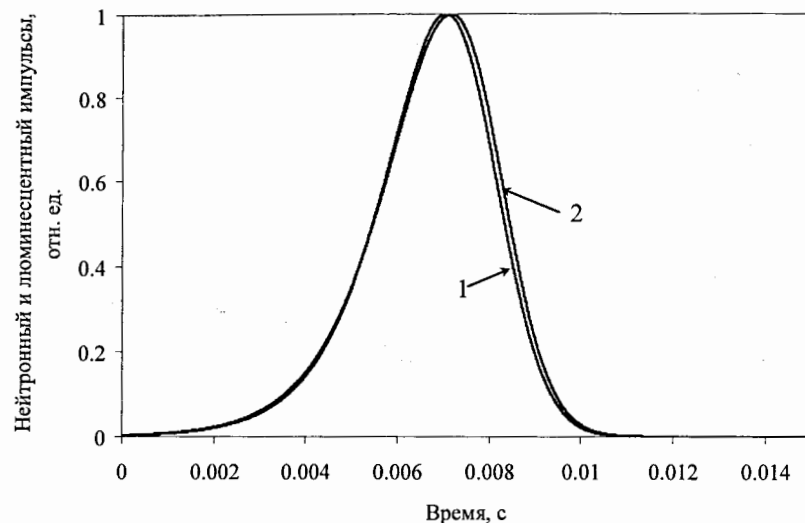


Рис.9. Нейтронный импульс (1) и люминесцентный импульс (2) для смеси Ne-Kr (1,7 % Kr) при давлении 0,64 атм ($E = 55,2$ МДж).

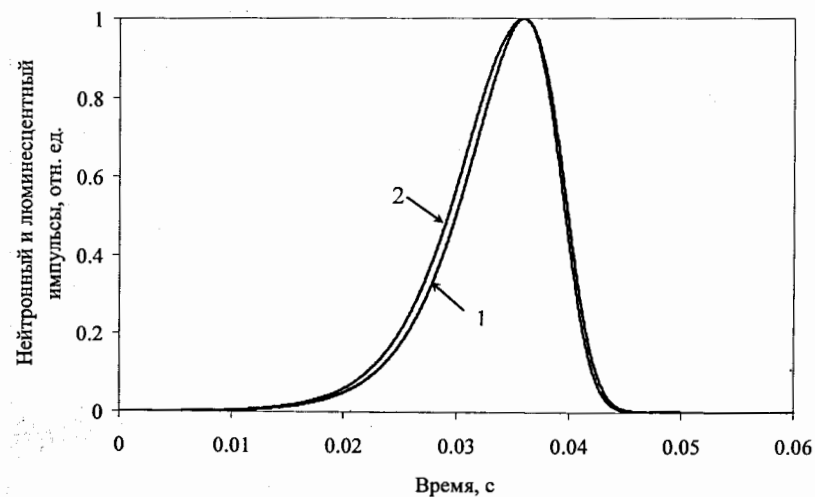


Рис.10. Нейтронный импульс (1) и люминесцентный импульс (2) для смеси Ne-Kr (1,7 % Kr) при давлении 0,64 атм ($E = 12,8$ МДж).

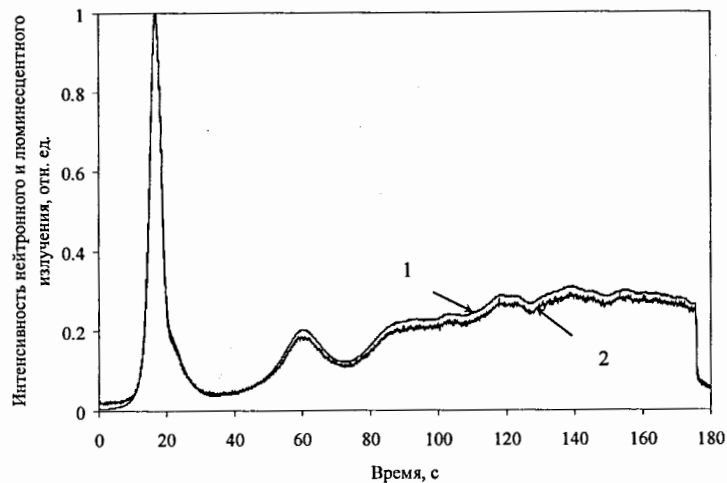


Рис.11. Изменение во времени интенсивности нейтронного (1) и люминесцентного (2) излучения для смеси Ne-Kr (1,7 % Kr) при давлении 0,64 атм. Реактор ВИР-2М работает в квазипульсном режиме (мощность в максимуме пика – около 1 МВт)

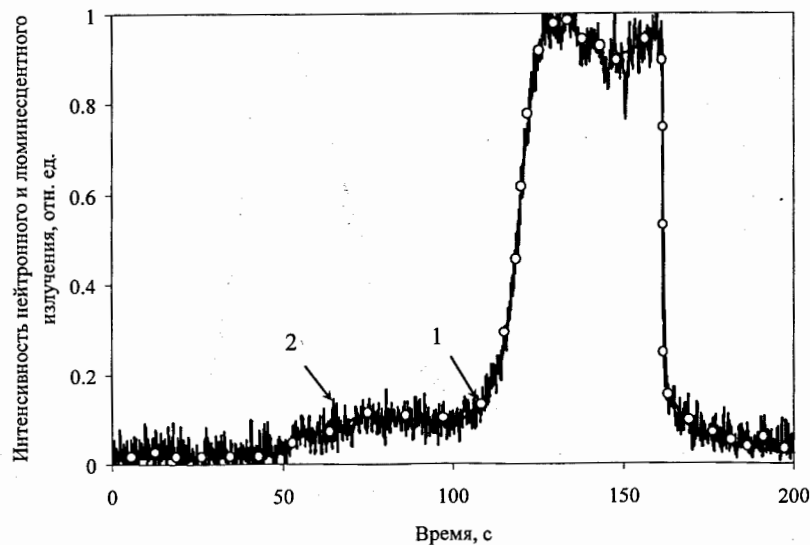


Рис.12. Изменение во времени интенсивности нейтронного (1) и люминесцентного (2) излучения для смеси Ne-Kr (1,7 % Kr) при давлении 0,64 атм. Реактор ВИР-2М работает в статическом режиме (мощность в максимуме – 1 кВт).

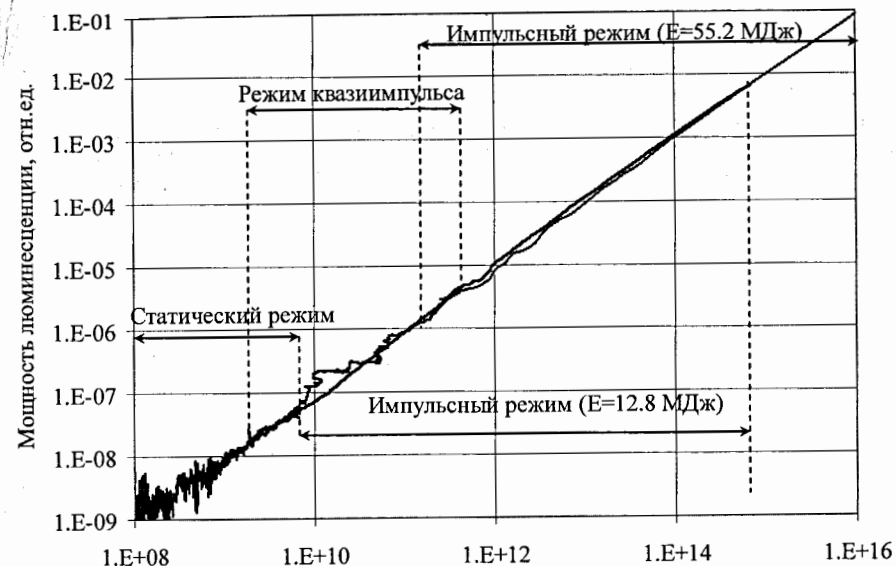


Рис.13. Зависимость мощности люминесценции от плотности потока тепловых нейтронов для смеси Ne-Kr (1,7 % Kr) при давлении 0,64 атм. Калибровка ЯОП выполнена при различных режимах работы реактора ВИР-2М.

Studies in Giant Pulses of Thermal Neutrons from Pulsed Reactor and in Traps in Large Accelerators: Proceedings of the International Workshop (Dubna, April 27–29, 2005). — Dubna: JINR, 2005. — 219 p.

ISBN 5-9530-0096-0

This issue includes reports that have been presented during the Workshop and devoted to a review of possibilities of generation of the giant thermal neutron pulses by means of the pulsed burst reactors (such as YAGUAR) or targets of high-energy proton accelerators (such as LHC, CERN) for fundamental physical investigation. The performed estimation has shown that these facilities open a new field of investigations in high-density fluxes of slow neutrons, which is not accessible at other approaches. The new possible experiments are, for example, measurement of neutron–neutron scattering cross section (experiment with a neutron gas) and investigation of structure and dynamics of solid state in super strong pulsed magnetic fields, under super high pulsed pressures, in light laser beams (experiment with a pulsed neutron beam). Here, for LHC the neutron experiments allow one to use *all* power of the super accelerator not interfering with other programs.

Научное издание

**Исследования в гигантских импульсах тепловых
нейтронов от импульсных реакторов и в ловушках
больших ускорителей**

Международное рабочее совещание

**Studies in Giant Pulses of Thermal Neutrons from Pulsed
Reactors and in Traps in Large Accelerators International
Workshop**

Proceedings

Д3,9-2005-144

Сборник отпечатан методом прямого репродуцирования
с оригиналов, предоставленных оргкомитетом.

Ответственный за подготовку сборника к печати *Е. В. Лычагин*.

Подписано в печать 21.10.2005.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 13,68. Уч.-изд. л. 21,28. Тираж 90 экз. Заказ № 55064.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/