

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН)

На правах рукописи

ЛЯШУК Владимир Иванович

**ИНТЕНСИВНЫЙ ЛИТИЕВЫЙ АНТИНЕЙТРИННЫЙ
ИСТОЧНИК И ВЗРЫВНОЙ НУКЛЕОСИНТЕЗ В
НЕЙТРОННЫХ ПОТОКАХ**

01.04.16 - физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва - 2017

Содержание

| | |
|--|----|
| Введение | 6 |
| Глава 1. Искусственные нейтринные источники низкой энергии | 15 |
| Выводы к главе 1 | 22 |
| Глава 2. Экспериментальный взрывной нуклеосинтез и образование трансурановых изотопов | 24 |
| Выводы к главе 2 | 30 |
| Глава 3. Перенос нейтронов в сложных многокомпонентных средах. Расчеты и верификация функционалов нейтронных полей. | 32 |
| 3.1. Перенос нейтронов в средах сложного состава и геометрии | 32 |
| Моделирование переноса нейтронов методом Монте-Карло | 32 |
| Моделирование траектории | 36 |
| Транспорт нейтронов в неоднородной среде | 37 |
| Аналоговое и неаналоговое моделирование. | 41 |
| Реализации переноса нейтронов методом Монте-Карло. . | 43 |
| 3.2. Методика расчетов функционалов нейтронных полей методом Монте-Карло в программе МАМОНТ | 45 |
| Общая характеристика программного кода. | 45 |
| Алгоритмы моделирования переноса нейтронов. | 46 |
| Библиотечный модуль | 48 |
| Геометрические модули | 48 |
| Рассчитываемые функционалы | 48 |
| 3.3. Моделирование функционалов нейтронных полей по базовым интегральным экспериментам с делительным спектром источника .. | 49 |
| Расчеты спектров нейтронного излучения из железных сфер | 50 |
| Спектры нейтронного излучения из полиэтиленовой сферы | 51 |
| Расчет пропускания нейтронов в эксперименте определения сечения увода под порог деления ^{238}U | 52 |
| 3.4. Моделирование функционалов переноса нейтронов по базовым интегральным экспериментам с термоядерным спектром источника | 54 |
| Моделирование переноса нейтронов с $E_n = 14$ МэВ в воде | 54 |
| Моделирование спектров нейтронов от $T(d,n)\alpha$ -реакции и накопления трития в литиевой среде | 55 |
| Выводы к главе 3 | 61 |

| | |
|--|-----------|
| Глава 4. Литиевый антинейтринный источник (литиевый бланкет) | 64 |
| 4.1. Жесткий антинейтринный источник с неуправляемым спектром | 65 |
| Эффективность литиевого бланкета | 65 |
| Энергетическая зависимость сечений изотопов лития. | |
| Константное обеспечение расчетов | 67 |
| Эффективность литиевого бланкета в сферически-симметричной геометрии с тяжеловодным замедлителем и отражателем | 70 |
| Тритиевая активность бланкета | 72 |
| Обсуждение схем Li-D ₂ O и D ₂ O-Li литиевого бланкета . . | 75 |
| Альтернативные варианты геометрии бланкета и его использования | 78 |
| 4.2 Жесткий антинейтринный источник с управляемым спектром . . | 81 |
| Обобщенная жесткость спектра | 83 |
| Схема с управляемым спектром | 85 |
| Определение потоков литиевых антинейтрино в схеме с управляемым спектром | 86 |
| $\tilde{\nu}_e$ –поток из литиевого бланкета | 86 |
| $\tilde{\nu}_e$ –поток из канала доставки лития | 87 |
| $\tilde{\nu}_e$ –поток из резервуара | 88 |
| Анализ работы источника в режиме управляемым спектром | 88 |
| 4.3 Задача уменьшения размеров бланкета при обеспечении его максимальной эффективности. | 93 |
| Бланкет на основе дейтерида лития | 93 |
| Бланкет на основе тяжеловодного раствора дейтерированной гидроокиси лития | 95 |
| Требования к чистоте изотопного состава лития | 98 |
| Бланкет на основе дейтерированной гидроокиси лития и дейтерированного моногидрата гидроокиси лития | 99 |
| Задача о выборе вещества для максимизации эффективности бланкета | 99 |
| Тритиевая активность бланкета на основе литиевых соединений и их растворов | 102 |
| О возможности использования других соединений лития в качестве материала бланкета | 102 |
| 4.4 Схема $\tilde{\nu}_e$ -источника с управляемым спектром на основе тяжеловодных растворов лития. | 107 |
| Расчет обобщенной жесткости H и сечений $(\bar{\nu}_e, d)$ - реакции для вариантов схемы $\tilde{\nu}_e$ -источника. | 107 |
| Требования к нейтронному источнику. | 112 |
| Возможная схема установки для поиска стерильных нейтрино | 112 |

| | |
|--|------------|
| Обобщенная жесткость суммарного $\bar{\nu}_e$ -спектра и его ошибки. | 114 |
| 4.5. Литиевый антинейтринный бланкет в схеме тандема с ускорителем и нейтронно-производящей мишенью | 119 |
| Антинейтринный литиевый источник в ускорительной схеме дожигания радиоактивных отходов | 119 |
| Преимущества и недостатки реакторного антинейтринного спектра. Сравнение с литиевым $\tilde{\nu}_e$ -спектром . . | 121 |
| Создание чисто литиевого $\tilde{\nu}_e$ -источника в тандеме бланкета и ускорителя | 125 |
| 4.6. Возможный эксперимент по поиску стерильных нейтрино | 134 |
| 4.7. Компактный литиевый антинейтринный источник. Эффективное решение схемы литиевого антинейтринного источника в ускорительной схеме. | 137 |
| 4.8. Антинейтринный литиевый источник на основе нейтронов (d,t)-реакции | 146 |
| Геометрия и моделирование. | 147 |
| Выводы к главе 4 | 150 |
| Глава 5. Возможные нейтронные источники для создания нейтринной фабрики в МэВ-ном диапазоне энергий | 153 |
| Введение | 153 |
| 5.1. Ядерные реакторы с постоянным потоком | 154 |
| 5.2. Импульсные ядерные реакторы | 156 |
| 5.3. Нейтронные источники на основе ускорителя и нейтронно-производящей мишени | 167 |
| 5.4. Использование электроядерных установок для получения жестких антинейтрино. | 178 |
| 5.5. Нейтронные генераторы | 180 |
| 5.6. Нейтронные источники взрывного типа | 189 |
| 5.7. Лазерные источники | 191 |
| 5.8. Использование ловушек больших ускорителей как источника нейтронов для литиевого бланкета | 192 |
| Выводы к главе 5 | 205 |
| Глава 6. Образование трансурановых изотопов в нейтронных потоках при искусственном взрывном нуклеосинтезе | 208 |
| Введение. Нейтронный захват в <i>r</i> - и <i>s</i> -процессах в астрофизических и искусственных условиях | 208 |
| 6.1. Адиабатическая модель образования трансурановых изотопов в условиях взрывного нуклеосинтеза | 213 |
| Особенности образования трансурановых изотопов при взрывном нуклеосинтезе | 213 |
| Учет динамики при образовании трансурановых ядер . . | 215 |
| 6.2. Получение трансурановых ядер в бинарной модели в условиях импульсного нейтронного потока | 225 |

| | |
|--|-----|
| 6.3. О возможности образования трансфермиевых изотопов во взрывном нуклеосинтезе. Бинарная модель | 229 |
| 6.4. Двух групповая модель образования трансурановых изотопов в условиях взрывного нуклеосинтеза | 231 |
| Выводы к главе 6 | 236 |
| Заключение | 238 |
| Литература | 241 |

ВВЕДЕНИЕ

Явления, происходящие в нейтронных потоках, чрезвычайно разнообразны. Исследования с нейтронными потоками, инициированные с фундаментальными целями, через короткое время - 10 лет после открытия нейтрона Чедвиком в 1932 г. привели к принципиальным технологическим прорывам в истории - созданию ядерных реакторов: в 1942 г. Э.Ферми запустил первый ядерный реактор в Чикаго; в 1946 г. под руководством И.В. Курчатова запущен первый советский реактор. Сейчас, по прошествии всего 80 лет с открытия нейтрона, вклад ядерной энергетики в общее производство электроэнергии составляет ~11%. Дальнейший прорыв может быть связан с решением проблемы термоядерного синтеза, например, при реализации идеи гибридного термоядерного синтеза с использованием уранового blankets (^{238}U) на быстрых нейтронах, получаемых в реакциях синтеза в дейтерий-тритиевой смеси.

Изначально, фундаментальные исследования образования радиоактивных изотопов в нейтронных потоках дало понимание этих процессов и ярким примером является теория синтеза и распространенности элементов во Вселенной (slow- и rapid-процессы нейтронных захватов). С другой стороны, знание и умение численно моделировать эти процессы позволяет постоянно нарабатывать в реакторах радионуклиды (примерно 3500 наименований), широко востребованные в обществе.

Можно привести еще много примеров, когда фундаментальные исследования в нейтронных потоках (изучение конденсированных состояний, структурная нейтронография, магнитных свойств вещества, работы по трансмутации радионуклидов) открывают новый взгляд на природу явлений и становятся востребованными.

Данная работа также посвящена изучению физических процессов в интенсивных нейтронных потоках и их применению для фундаментальных экспериментов: 1) разработке основных принципов создания интенсивного антинейтринного источника с жестким спектром на основе литиевого blankets и 2) разработке моделей и расчетам образования трансураниевых изотопов в условиях искусственного взрывного нуклеосинтеза.

При облучении изотопа ^7Li нейтронами образуется короткоживущий ^8Li ($T_{1/2} = 0.84$ с), который при β^- -распаде испускает антинейтрино с жестким спектром - $E_{\text{max}} = 12.96$ МэВ. Этот распад лежит в основе идеи создания литиевого blankets (конвертора) как источника жестких антинейтрино. Идея применения лития для создания антиней-

тринного источника высказана Л. А. Микаэляном, П. Е. Спиваковым и В. Г. Циноевым в 1965 г. (подробней см в главе 1). К сожалению, такой перспективный источник не был создан.

Для создания такого источника необходимо изучить требования по вариантам blankets (изотопная чистота, возможные литий-содержащие соединения), что может позволить компактный источник (что исключительно важно для осцилляционных экспериментов) и снять проблему доступности значительной массы высокочистого изотопа ${}^7\text{Li}$. Необходимо рассмотреть возможные варианты компоновки источника и исследовать изменение его характеристик. Необходимо проанализировать возможные схемы работы установки и рассчитать ожидаемые антинейтринные потоки в параметрическом представлении. Для (n,γ) -активации лития необходимо обеспечить максимальный нейтронный поток. Антинейтринный источник должен характеризоваться высокой эффективностью, т.е., образование максимально возможного числа антинейтрино на нейтрон источника. Необходимо обеспечить максимально жесткий $\tilde{\nu}_e$ -спектр данного источника (в схеме с делящимися изотопами). Анализ и моделирование вариантов данного литиевого $\tilde{\nu}_e$ -источника должен быть максимально детальным.

Такие исследования были проведены в данной работе. Конкретизированы требования по изотопной чистоте лития и дейтерия. Подробно рассмотрены возможные литиевые соединения (26 вариантов неорганических и органических литиевых составов) и предложены наиболее перспективные варианты как для достижения максимальной эффективности $\tilde{\nu}_e$ -источника, так и для резкого снижения необходимой массы высокочистого изотопа ${}^7\text{Li}$. Рассмотрены и рассчитаны варианты геометрии источника. Детально проанализированы схемы с различными режимами.

Предложена постановка осцилляционного эксперимента на нейтринном детекторе JUNO с использованием литиевого blankets как $\tilde{\nu}_e$ -источника. Предлагается использовать схему тандема литиевого blankets плюс протонный ускоритель с нейтронно-производящей мишенью. Получено, что за пять лет проведения эксперимента можно достигнуть рекордной чувствительности $\text{Sin}^2(2\theta) \leq \sim 0.001$ для $\Delta m^2 > 0.2 \text{ eV}^2$ на доверительном уровне 95%.

Представлено оригинальное решение проблемы blankets для схемы тандема с ускорителем, что позволило резко сократить массу высокочистого лития (в 150 раз в сравнении с вариантом использования металлического лития) и значительно уменьшить его линейные размеры. Результат важен как для реализации антинейтринного ис-

точника, так и для постановки короткобазового эксперимента по исследованию осцилляций.

Все проведенные и представленные работы являются полностью оригинальными и сделаны впервые.

Вторая проблема, рассматриваемая в данной работе - образование трансурановых изотопов во экспериментальном взрывном нуклеосинтезе. Результаты изотопного анализа в эксперименте "Майк" выявили образование тяжелых изотопов с массовыми числами до $A = 255$, что для облучаемого в устройстве стартового изотопа ^{238}U означало захват 17 нейтронов. А в выходах проведенного в 1964 г эксперимента "Паг" зарегистрирован ^{257}Fm , что означало захват 19 нейтронов. Такой многократный захват нейтронов не достижим в любых высокопоточных реакторах.

В выходах при массовом числе $A > 250$ была зарегистрировано необъяснимое аномальное превышение образования нечетных по A ядер. Обнаружено, что кривая выходов для нечетных изотопов при $A > 250$ проходит выше кривой, соединяющей выходы четных ядер. Т.е., при $A > 250$ происходит инверсия в выходах. Явление получило название нечетно-четного эффекта.

Для объяснения феномена требуется включить в модель образования трансуранов известные естественные процессы, сопровождающие взрывной нуклеосинтез: динамику явления, особенности нейтронных потоков, распадные процессы. Сложность интерпретации экспериментов усугубляется отсутствием надежных ядерных констант по ряду изотопов за границей линии β^- -стабильности.

Создана расчетная (статическая) модель образования трансуранов при взрывном нуклеосинтезе (в интервале $\Delta t \approx 1$ мкс) - r -процессе. Статическая модель не учитывает динамику процесса, особенности нейтронного спектра и распадные процессы. Статическая модель хорошо воспроизводит выходы при $A < 250$, но инверсно воспроизводит образование нуклидов при $A > 250$. Модель дополнена элементами динамики (адиабатическая модель), учитывающие падение температуры процесса при импульсном нуклеосинтезе. Особенности нейтронного спектра (наличие медленной компоненты потока) учтено в двух-групповой модели. Модель позволяет исследовать временную динамику образования изотопов при сложном составе - два и более стартовых (облучаемых) изотопов - бинарная модель. Расчет влияния запаздывающих процессов [(β^-, f) - запаздывающего деления и (β^-, n) - испускания запаздывающих нейтронов] сделан в рамках бинарной модели, позволяющей моделировать нуклеосинтез для мишеней сложного нуклидного состава.

Предложенные модели являются полностью оригинальными. Учет элементов динамики искусственного импульсного нуклеосинтеза, медленной компоненты нейтронного потока, учет распадных процессов (расчет в рамках бинарной модели) продемонстрировали, что учет предложенных механизмов позволяет явно улучшить соответствие расчетов с экспериментом и корректируют выходы в согласии с проявлением нечетно-четного эффекта.

Диссертация состоит из шести глав. Представленные работы посвящены: 1) разработке основных принципов создания интенсивного $\tilde{\nu}_e$ -источника на основе литиевого blankets, анализу и расчету предложенных режимов, схем и геометрий; обсуждается постановка возможного эксперимента по поиску стерильных нейтрино на создающемся нейтринном детекторе JUNO; 2) обсуждению предложенных моделей образования трансуранов при взрывном нуклеосинтезе (учет динамики, введение медленной нейтронной компоненты, исследованию образования трансуранов для сложных составов стартовых изотопов на основе бинарной модели). Должное внимание в работе посвящено методике - статистическому моделированию (метод Монте-Карло) переноса нейтронов в сложных многокомпонентных средах при энергии $E_n < 20$ МэВ, поскольку значительная часть результатов для источника нейтронов с делительным спектром получена по программе MAMONT (MATHematical MOdelling of Neutron Trajectories), где диссертант является автором.

В первой главе рассмотрены возможные и применяемые искусственные нейтринные источники низкой энергии (ядерный реактор, изотопные источники, направленный источник на основе β -пучков). Отмечены преимущества и недостатки ядерного реактора и изотопных источников для нейтринных экспериментов. Рассмотрены возможности исследований на результирующем антинейтринном спектре (от ядерного реактора плюс от литиевого blankets).

В осуществление нейтринных экспериментов большой, пионерский вклад внесли зарубежные ученые: Рейнес (F. Reines), Коуэн (C. L. Cowan), Клапдор (H. V. Klapdor), Боум (F. Boehm), Авиньон (F. T. Avignone), Вогель (P. Vogel), Незрик (F. A. Nezrik), Пасиерб (E. Pasierb), Дж. Бакал (J. Bahcall) и др.

Значительный, фундаментальный вклад внесли российские физики (Л.В. Микаэлян, П.Е. Спивак, С.М. Фейнберг, Я. В. Шевелев, А. А. Боровой, В. А. Любимов, М.А. Марков, Г. Т. Зацепин, А.Е. Чудаков, В.М. Лобашов, И.И. Ткачев, В. А. Кузьмин, Г. В. Домогацкий, В. Н. Гаврин, О.Г. Ряжская, М. Б. Волошин, А. С. Старостин и со-

трудники их лабораторий) в разработку нейтринных источников, детекторов и методов регистрации нейтрино.

Вторая глава посвящена проведенным экспериментам по взрывному нуклеосинтезу. Отмечены характерные особенности импульсного процесса и существующие подходы для моделирования выходов трансурановых изотопов. Указаны модели, предложенные для объяснения инверсии выходов при $A > 250$.

Глава 3 содержит краткое описание статистических методов для моделирования переноса нейтронов в многокомпонентных средах сложной геометрии. Рассмотрены стандартные алгоритмы (описание функции источника, моделирование траектории, выбор столкновения, упругое и неупругое рассеяние, розыгрыш возбуждения ядра и др.). Рассмотрены аналоговое и неаналоговое моделирование (оценки по пробегам, по пересечениям, различные весовые схемы, расщепление траекторий. схема "рулетки"). Кратко указаны некоторые программные реализации переноса нейтронов.

В главе дано описание алгоритмов, реализованных в программе MAMONT и расчеты, проведенные для верификации алгоритмов. Даны описания алгоритмов локальных оценок и реализация "весовых" схем при транспорте нейтронов. Представлены математические алгоритмы, применяемые для рассчитываемых функционалов переноса. Верификация проведена по расчетам ряда базовых интегральных экспериментов (класс реперных экспериментов по переносу ионизирующих излучений для проверки методики расчетов и используемых ядерно-физических констант): расчеты спектров утечки нейтронов из железных и полиэтиленовых сфер, по измерению сечения увода под порог деления ^{238}U , расчеты спектров нейтронов (от источника с энергией 14 МэВ), выходящих из водяных сфер, спектры нейтронов, выходящих из литиевых сфер и накопление трития и др.

Глава 4 посвящена разработке основных принципов, лежащих в основе при создании интенсивного литиевого $\tilde{\nu}_e$ -источника. Определена эффективность blankets и представлены результаты детального анализа нейтронных полей в blankets. Выделены принципиальные схемы с литиевым blanketом. Оценена тритиевая активность и получены зависимости накопления активности от параметров схемы. Сделаны рекомендации по выбору модели для работы blankets в режиме с неуправляемым (нерегулируемым) спектром (или, неуправляемым режимом работы).

Детально разработана схема работы нейтринного источника с управляемым спектром: заданы ключевые параметры, получены аналитические выражения для потоков

литиевых антинейтрино в месте расположения детектора. Параметрически исследованы зависимости антинейтринных потоков.

Введено определение жесткости результирующего спектра. Получены зависимости нейтринных сечений $(\bar{\nu}_e, d)$ -реакции [в (n, p) and (n, n) -каналах] и $(\bar{\nu}_e, p)$ -взаимодействия от результирующей жесткости и порогов регистрации.

Для проведения осцилляционных экспериментов на реакторе предложен альтернативный подход к значительному снижению ошибок счета (в два и более раз), обусловленных неопределенностями реакторного $\tilde{\nu}_e$ -спектра. Для короткобазовых осцилляционных экспериментов предлагается источник с управляемым $\tilde{\nu}_e$ -спектром в схеме с принудительной циркуляцией активируемого литий-содержащего вещества в замкнутой петле. Благодаря жесткости результирующего антинейтринного спектра и хорошо определенному литиевому $\tilde{\nu}_e$ -спектру появляется уникальная возможность снижения ошибок счета, вызванных реакторным спектром. Показано, что при повышении порога регистрации антинейтрино данные ошибки могут быть снижены более, чем в два раза.

Сформулирована и решена задача уменьшению размеров источника и минимизации массы изотопа ^7Li путем анализа замедляющих свойств кандидатов на использование в качестве материалов blankets. Проведен тщательный, детальный анализ замедляющих свойств рассмотренных литиевых веществ для blankets и проработаны предложения по применению литий-содержащих соединений при их использовании в конверторе, требования к степени замещения водорода дейтерием в дейтерированных литиевых соединениях. Исследована возможность использования 26 веществ в качестве материала blankets: при решении задачи по поиску литий-содержащих веществ получены функциональные зависимости, позволившие выявить ряд перспективных соединений, обеспечивающих значительное уменьшение размеров $\tilde{\nu}_e$ -источника и высокую эффективность при резком сокращении массы высокочистого изотопа ^7Li .

Детально рассмотрена схема создания антинейтринного источника на основе нейтронного источника с термоядерным спектром. Предложена принципиально новая компоновка blankets из слоя бора, слоя лития и тяжеловодного отражателя. Исследована зависимость эффективности такого источника от параметров blankets, Получена, что возможно поднять эффективность при введении сравнительно тонкого слоя бора и обеспечить рост образования ^8Li на $\sim 19\%$.

Детально разработан и рассчитан принципиально новый тип нейтринного источника: тандем литиевого конвертора плюс ускоритель с нейтронно-производящей мишенью. Рассмотрены варианты мишени (вольфрамовая, висмутовая, свинцовая) и определена оптимальная геометрия. Рассчитаны нейтронные выходы из мишеней при энергии протонов в интервале 50-300 МэВ. Проведено моделирование образование изотопа ${}^8\text{Li}$ в литиевом конверторе и получена зависимость эффективности конвертора от энергии протонов.

Предложен осцилляционный эксперимент по поиску стерильных нейтрино с литиевым blanketом (в тандеме с ускорителем) на детекторе JUNO. Оценены длины осцилляций для схем (3+1) и (3+2) с введением стерильных нейтрино. Получено, что за пять лет проведения эксперимента можно достигнуть чувствительности $\text{Sin}^2(2\theta) \leq \sim 0.001$ для $\Delta m^2 > 0.2 \text{ eV}^2$ на доверительном уровне 95%.

Предложена эффективная схема компактного литиевого источника на ускорителе. В схему источника введен углеродный слой, позволяющий сократить необходимую массу лития до 120-130 кг при одновременном уменьшении линейных размеров в 2.5 раза (до 1.3-1.4 м). При этом получено значительное сокращение необходимой массы тяжелой воды и значительно улучшается радиационная обстановка вне источника: ток утечки нейтронов уменьшен в 40 - 60 раз.

В пятой главе рассмотрены возможные источники нейтронов при создании интенсивного нейтринного источника (нейтринной фабрики). Рассмотрены ядерные реакторы (с постоянным потоком и импульсные), их преимущества и недостатки. Представлена возможная схема интенсивного антинейтринного источника на основе импульсного реактора Ягуар. Дан обзор существующих и создаваемых нейтронных источников на основе ускорителя и нейтронно-производящей мишени. Рассматриваются электроядерные установки - мощные нейтронные источники для трансмутации и наработки электроэнергии. Даны характеристики нейтронных генераторов. Осуждается применение мощных взрывных источников для экспериментальных целей. Указано на возможное применение ловушек больших ускорителей для создания мощных импульсов нейтрино при сбросе протонного пучка в ловушку.

Последняя - 6-я глава посвящена образованию трансуронов во взрывном нуклеосинтезе - r -процессе. Рассмотрена модель нуклеосинтеза и возможные упрощения в расчете с учетом специфики процесса. Особенностью взрывных процессов является малое время протекания цепной реакции (либо реакций термоядерного горения) в сравнении с временами распада образующихся нуклидов. Это позволяет разделить весь

процесс нуклеосинтеза на два этапа – процесс образования нейтронно-избыточных нуклидов в мощном нейтронном потоке за счет нейтронных захватов и, на втором, значительно более медленном этапе – процесс распада образующихся ядер. Детально обсуждается константное обеспечение расчетов. Предложена динамическая модель, позволяющие учесть температурную зависимость в интервале реакций многократных захватов. В модели интервал многократных (n,γ) -захватов разбивается на подинтервалы и уравнения нуклеосинтеза последовательно решаются для каждого временного шага.

В соответствии с существующими расчетами в модель введена медленная нейтронная компонента (двух-групповая модель), что позволило улучшить соответствие с экспериментом для проблемной области при $A > 260$ для каждого из изотопов.

Рассмотренный подход позволяет вводить два и более стартовых изотопов (бинарная модель). В рамках бинарной модели в дополнение к урановой стартовой заправке введена плутониевая и получено значительное улучшение соответствия эксперименту. Дальнейшее важное улучшение модели связано с учетом поправок на запаздывающие процессы. Распадные процессы, протекающие после нуклеосинтеза, ведут к перераспределению выходов трансуранов и потере концентраций изотопов в изобарных цепочках. Этот процесс изменения концентраций учтен с помощью введенного коэффициента потерь. Такие расчеты проведены в рамках бинарной модели (с введением двух облучаемых стартовых изотопов ^{238}U и ^{239}Pu).

Модельный учет элементов динамики (адиабатический процесс), учет меленной составляющей нейтронного потока, введение бинарной стартовой смеси ($^{238}\text{U} + ^{239}\text{Pu}$) и учет запаздывающих распадов - все эти механизмы "работают" на улучшение согласия с экспериментальными данными в области массовых чисел $A > 250$, где зарегистрирована аномалия в выходах трансурановых изотопов (нечетно-четный эффект).

Проблема создания литиевого антинейтронного источника (литиевого бланкета-конвертора) изучалась автором совместно с Ю. С. Лютостанским [312]. Защищаемые в настоящей диссертации результаты получены автором лично, в т. ч.:

- исследованы зависимости функционалов нейтронных полей (включая выходы ^8Li) в схемах бланкета типа "слойки" и выбор их параметров;
- получены зависимости эффективностей активации лития от изотопной чистоты бланкета, изучена возможность снижения жестких требований к изотопной чистоте - именно такое изучение позволило сделать заключение, что максимально возможное снижение чистоты ^7Li [в сравнении с 0.9999] - не более, чем в два раза;

- проведён анализ замедляющих свойств перспективных кандидатов на материал литиевого blankets, включая дейтерированные материалы; моделирование замедления, диффузии и захвата нейтронов для литий-содержащих материалов; требование высокой замедляющей способности было положено в основу при выборе материала blankets;

- исследованы растворимости литий-содержащих материалов, их химическая и температурная стабильность, технологичность для решения задачи максимизации выхода ^8Li при минимально возможных размерах источника (требующем также меньшей массы высокочистого изотопа ^7Li) и для решения принципиального вопроса о возможности реализации схемы принудительной циклической прокачки литиевого вещества в замкнутой петле;

- проведено параметрическое исследование характеристик схемы антинейтринного источника с принудительной циклической прокачкой литий-содержащего материала (в т.ч., зависимости характеристик от введенного определения обобщенной жесткости); указано на уникальную возможность регулирования жесткости результирующего спектра без прерывания эксперимента;

- введено определение обобщенной жесткости результирующего спектра и получены зависимости сечений реакций на протоне и дейтроне от обобщенной жесткости при изменении порога регистрации.

Исследования жесткого антинейтринного источника, представленные в диссертации, безусловно, являются перспективными. В настоящее время, сформировалась инициативная группа физиков из ведущих ядерных центров (США, Англии, Швейцарии, Японии, Италии), ставящих целью создание литиевого антинейтринного источника в схеме тандема ускорителя с нейтронно-производящей мишенью и литиевым blankets на базе детектора KamLAND (Bungau A., Adelman A., Alonso J. R., et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. 141802) и ссылающаяся на идеи, представленные в данной диссертации. Авторы проекта литиевого антинейтринного источника представили обширное предложение - "white paper" (A. Adelman et al, Cost-effective Design Options for IsoDAR, arXiv:1210.4454v1) с оценкой стоимости создания установки, технических рисков, надежности, применения для других исследований, что подтверждает серьезность активности в реализации намерений и перспективность антинейтринного источника на основе литиевого blankets для фундаментальных исследований.

Основные результаты диссертации и выводы приведены в заключении.

ГЛАВА 1

ИСКУССТВЕННЫЕ НЕЙТРИННЫЕ ИСТОЧНИКИ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ

Искусственные нейтринные источники низкой энергии условно можно разделить на изотопные, ядерный реактор, ядерные и термоядерные взрывы. Однако, это деление очень условно, поскольку нейтринный поток от ядерного реактора и при ядерных взрывах также обусловлен β -распадом ядер-продуктов деления.

В упрощенной схеме нейтринных осцилляций с двумя ароматами вероятность “выживания” нейтрино данного типа с энергией E_ν на расстоянии L от источника определяется как:

$$P(E_\nu, L, \theta, \Delta m^2) = 1 - \text{Sin}^2 2\theta \times \text{Sin}^2(1.27 \Delta m^2 [\text{эВ}^2] \times L [\text{м}] / E_\nu [\text{МэВ}]), \quad (1.1)$$

где $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ для двух массовых состояний, θ - угол смешивания.

Максимальный переход между двумя ароматами достигается при удалениях от источника, кратных длине осцилляции $L_{oscillation} [\text{м}] \approx 2.48 E [\text{МэВ}] / \Delta m^2 [\text{эВ}^2]$. Отсюда видно, что интенсивные нейтринные источники низкой энергии (с энергией в МэВ-ом диапазоне) исключительно важны и обеспечивают возможность исследования осцилляций в экспериментах с короткой базой.

Среди искусственных нейтринных источников максимальную плотность потока обеспечивает ядерный взрыв. Нейтринный поток от ядерного взрыва может быть оценен по выделенной энергии, которая определяется с большими погрешностями. Возможность использования ядерных взрывов для целей нейтронной активации обсуждается также в главе "Возможные нейтронные источники".

В нейтринных экспериментах ядерный реактор используется как максимально доступный интенсивный антинейтринный источник, что является его наиболее "сильным" преимуществом. Плотность $\tilde{\nu}_e$ -потока от ядерного реактора определяется его мощностью P и на удалении R равна:

$$F [cm^{-2} \cdot s^{-1}] \cong \bar{n} P / 4\pi R^2 \bar{E} = 1.5 \cdot 10^{12} P [MW] / R^2 [m], \quad (1.2)$$

где $\bar{n} \cong 6$ - среднее число -распадов двух фрагментов деления, $\bar{E} \cong$ - средняя энергия, выделяемая при делении. Так, при мощности $P = 2800$ МВт (реактор в Буже [Bugeu], Франция) и на расстоянии $R = 18$ м плотность нейтринного потока составит $F \cong 1.3 \cdot 10^{13} cm^{-2} \cdot s^{-1}$.

Антинейтринный спектр ядерного реактора на 99% формируется суммарно основными топливными изотопами – ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu . Итоговый антинейтринный спектр реактора резко падает с увеличением энергии (почти на порядок при $E_{\bar{\nu}} \sim 4$ МэВ), что с учетом квадратичной зависимости сечения от энергии - $\sigma \sim E_{\bar{\nu}}^2$ существенно ограничивает исследования.

Традиционно исследуются и регистрируются реакции:



Здесь отметим, что резкое падение реакторного антинейтринного спектра сильно осложняет регистрацию взаимодействия с дейтроном в заряженном канале.

При работе с реакторным антинейтринным спектром также возникают серьезные проблемы, связанные с неопределенностью суммарного реакторного нейтринного спектра. Так, при энергии ~ 4 МэВ ошибки нейтринного спектра от основных топливных изотопов не превышают $\sim 5\%$ и далее резко растут: так, для ^{241}Pu при 6 МэВ ошибки достигают 8%, а при 8 МэВ - 35%. Дополнительные сложности возникают из-за изменения состава топлива при его выгорании, что ведет к временной эволюции суммарного антинейтринного спектра реактора в течении кампании (подробней см. в разделе: "Преимущества и недостатки реакторного антинейтринного спектра. Сравнение с литиевым $\tilde{\nu}_e$ -спектром").

Сложность экспериментов с реакторными $\tilde{\nu}_e$ обусловлена малостью сечений, а по энергии продукты реакции попадают в область естественной радиоактивности. Ядерный реактор является довольно чистым источником антинейтрино: примесь ν_e при $E_{\bar{\nu}} > 1.8$ МэВ (порог $(\tilde{\nu}_e, p)$ -реакции) не превышает 0.01%. Проблемы нейтринных экспериментов на реакторе, экспериментальные результаты и вопросы нейтринной физики низких энергий подробно обсуждаются в монографии [1].

Возможность проведения экспериментов на более жестком (в сравнении с реакторным) спектре может быть реализована на основе β^- -активного изотопа ^8Li ($T_{1/2} = 0.84$ с, $E_{\bar{\nu}}^{\text{max}} = 13$ МэВ). Идея создания антинейтринного источника на основе изотопа ^8Li при облучении нейтронами в реакторе изотопа ^7Li принадлежит Л.В. Микаэлян, П.Е. Спиваку и В.Г. Циноеву [2, 3]. Предлагалось создать источник на базе импульсного реактора. Рассмотрено два варианта источника. В первом варианте большая масса

высокоочищенного лития (25 т) размещается в виде контейнерных блоков, устойчивых в поле высокой интенсивности и температур. Требование к материалу контейнеров - слабое поглощение нейтронов и γ -квантов. Предусмотрено значительное уменьшение размеров реактора (сокращение графита с 5000 до 1000 т), мощность системы охлаждения в сравнении со схемой без лития. Во втором варианте рассмотрено механическое перемещение контейнеров с литием со скоростью 10 м/с к сборнику, установленному на расстоянии 3.5 м от детектора. В этом варианте масса лития - 10 т при уменьшении массы урана, графита и мощности в 2.1 раза. Реализация второго варианта требует существенного усложнения конструкции реактора и создания внутри него транспортных устройств. Была предложена интересная идея создания антинейтринного источника на основе импульсного реактора РИНГ [4], но, к сожалению, это предложение не было реализовано.

Литиевый антинейтринный источник на основе реактора предоставляет широкие возможности для нейтринных экспериментов [3, 5]. Рассмотрена возможность размещения контейнера с литием в тяжеловодном отражателе реактора типа ПИК [5, 6] при максимально близком размещении измерительной камеры от антинейтринного источника. Оценены параметры такого источника при мощности реактора в 100 МВт: масса изотопа ${}^7\text{Li}$ - 1.5÷2.0 т (с примесью ${}^6\text{Li}$ - не выше $3 \cdot 10^{-3}$ %); коэффициент конверсии - 0.2 нейтрона/деление; плотность $\tilde{\nu}_e$ -потока для детектора на удалении 4.7 м от центра активной зоны оценена как $6.7 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ для антинейтрино с делительным спектром и $2.2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ для литиевых $\tilde{\nu}_e$.

Постановка экспериментов с литиевым $\tilde{\nu}_e$ -источником перспективна при исследовании $(\tilde{\nu}_e, d)$ -взаимодействий. Оба канала имеют высокие пороги, что существенно усложняет набор статистики при работе на реакторном $\tilde{\nu}_e$ -спектре. Осцилляции могут наблюдаться в заряженном канале, а отношение $R = \sigma_m / \sigma_{np}$ числа отсчетов в заряженном канале к числу отсчетов в нейтральном является мерой осцилляции, связанной с массой нейтрино. При подтверждении гипотезы о тяжелых стерильных нейтрино эта особенность может быть использована при регистрации осцилляций (о поиске стерильных нейтрино см. также раздел: "Возможный эксперимент по поиску стерильных нейтрино"). Эта особенность может быть использована при исследовании осцилляций. В таблице 1.1 представлены значения $(\tilde{\nu}_e, d)$ -сечений с антинейтрино от деления ${}^{235}\text{U}$ по разным данным.

В случае суммарного нейтринного спектра, образованного потоками $\tilde{\nu}_e$ от реактора и от литиевого конвертора сечения σ_{np} и σ_{nn} могут увеличиваться в несколько раз (в зависимости от вклада литиевых $\tilde{\nu}_e$ в суммарный спектр) и значительные неопределенности в нахождении отношения R , возникающие в мягком реакторном спектре, могут быть исключены.

Таблица 1.1

Сечения каналов ($\tilde{\nu}_e, d$)-реакции

| σ_{np} , 10^{-44} см ² /деление | σ_{nn} , 10^{-44} см ² /деление | $R = \frac{\sigma_{nn}}{\sigma_{np}}$ | ссылка |
|--|--|---------------------------------------|--------|
| 3.08 | 1.15 | 0.37 | [7] |
| 3.85 | 1.82 | 0.47 | [8] |
| 2.95 | 1.08 | 0.37 | [9] |
| 2.90 | 1.09 | 0.38 | [10] |
| 2.78 | 0.95 | 0.34 | [11] |
| 4.14 | 1.84 | 0.44 | [12] |
| 4.02 | 1.55 | 0.39 | [13] |

Определим кпд конвертора η как число образовавшихся изотопов ${}^8\text{Li}$ на одно деление в активной зоне [14, 15]. Сечение в np - и nn -каналах будет линейно зависеть от кпд. Действительно, суммарное число $\tilde{\nu}_e$ равно:

$$N_{\tilde{\nu}_e} = N_{AZ} + \eta \frac{N_{AZ}}{n}, \quad (1.3)$$

где N_{AZ} - число $\tilde{\nu}_e$ от активной зоны, n - число $\tilde{\nu}_e$ от активной зоны на одно деление ($n \approx 6.14$). Второе слагаемое определяет число литиевых антинейтрино.

Тогда, сечение ($\tilde{\nu}_e, d$)-реакции в np - и nn -каналах, нормированные на одно деление, будут также аддитивными величинами:

$$\sigma_{np} = \sigma_{np}^{AZ} + \eta \times \sigma_{np}^{Li}, \quad (1.4)$$

$$\sigma_{nn} = \sigma_{nn}^{AZ} + \eta \times \sigma_{nn}^{Li}, \quad (1.5)$$

где сечение антинейтрино от активной зоны (σ_{np}^{AZ} , σ_{nn}^{AZ}) и от литиевого конвертора (σ_{np}^{Li} , σ_{nn}^{Li}) рассчитываются отдельно, каждое со своим $\tilde{\nu}_e$ -спектром.

Существенный рост суммарных значений σ_{np} и σ_{nn} (в несколько раз) дос-

тигается даже при $\eta \lesssim 0.1$.

В работе [16] указано на возможность создания интенсивного нейтринного источника при конверсии нейтронов в нейтрино (антинейтрино) в условиях импульсной термоядерной реакции, инициированной лазерным импульсом. Отмечается ряд возможных реакций, ведущих к испусканию нейтрино при β -распаде образуемого изотопа: ${}^9\text{Be}(n,\alpha){}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{B}(n,\gamma){}^{12}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}(p,n){}^{12}\text{N}$, ${}^{27}\text{Al}(n,2n){}^{26}\text{Al}$ и др. Для конверсии предлагается создание "нейтринных" мишеней в виде сферического слоя вещества, в центре которого осуществляется микровзрыв. Внутренний радиус мишени определяется условиями неразрушения ($t^\circ < t^\circ_{\text{плавление}}$), толщина - сечением реакции. Оценки при взрывном тепловыделении $E = 10^4$ Мдж дают внутренний размер мишени (1÷1.5) м и толщину мишени (10÷15) см для реакций (n,p), (n, α), (n,2n) и (1÷1.5) м для реакции (n, γ).

Приведена оценка для наиболее перспективных, по мнению авторов, реакций [16]: для требуемой чистота мишени из ${}^{11}\text{B}$ - примесь сильного поглотителя ${}^{10}\text{B}$ - не более 10^{-5} ; выход нейтрино в реакции ${}^{27}\text{Al}(n,2n){}^{26}\text{Al}$ - 1/65 от числа нейтронов. Предлагаемая схема "лазерной фабрики" - взрывная камера радиусом (5-7) м с соответствующей защитой и системой ввода лазерного пучка и мишеней в виде сфер. Отмечается, что возможно получение $3 \cdot 10^{16}$ нейтронов за импульс, что для реакции ${}^{11}\text{B}(n,\gamma){}^{12}\text{B}$ обеспечит $\tilde{\nu}_e$ -поток $10^{11} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ на удалении 10 м от взрывной камеры. Однако, наличие в природной боре сильного поглотителя нейтронов изотопа ${}^{10}\text{B}$ обуславливает необходимость исключительно высокой чистоты ${}^{11}\text{B}$, что технологически сложно реализовать (о требуемой чистоте ${}^{11}\text{B}$ и ${}^7\text{Li}$ см. подробнее в разделе: "Антинейтринный источник с неуправляемым спектром").

Сравнительный анализ возможности использования ряда изотопов для создания $\tilde{\nu}_e$ -источников при (n, γ)-активации проведен в работе [15]. Высокие требования к изотопной чистоте стартового состава (для подавления негативного фактора - поглощения нейтронов), используемого для (n, γ)-активации могут быть исключены при использовании таких моноизотопных элементов, как ${}^{19}\text{F}$, ${}^{27}\text{Al}$ и ${}^{55}\text{Mn}$ (см. табл. 1.2).

Однако, нейтринный спектр фтора уступает литиевому и борному спектру по жесткости и (n, γ)-сечение стартового изотопа мало. Изотоп ${}^{55}\text{Mn}$ имеет большее (n, γ)-сечение, но обеспечивает более мягкий спектр в сравнении с ${}^{28}\text{Al}$. Среди других изотопов таблицы интерес представляют ${}^{87}\text{Rb}$ и ${}^{99}\text{Tc}$. Преимущество ${}^{87}\text{Rb}$ состоит в том, что нет необходимости в высокой очистке от примеси - изотопа ${}^{85}\text{Rb}$. Преимущество технеция в большой величине (n, γ)-сечения. Значительные массы изотопа ${}^{99}\text{Tc}$ накапливаются в

ядерных реакторах при делении ^{235}U . Технециум-99 является β^- -активным с периодом $T_{1/2} = 2.1 \times 10^5$ лет и средней энергией $\bar{E}_{\beta^-} = 0.10$ МэВ. Гамма-излучение при β^- -распаде является очень мягким - $E_{\gamma}^{\max} = 591$ кэВ. Поэтому, с точки зрения жесткости спектра и возможности очистки (от ^6Li) изотоп ^7Li обладает несомненными преимуществами как кандидат на создание интенсивного жесткого $\tilde{\nu}_e$ -источника.

Таблица 1.2

Сравнительные параметры $\tilde{\nu}_e$ -источников

| Parameters of β^- -Isotopes | | | | | | | | | |
|---|---------------|-----------------|-----------------|------------------|------------------|-----------------|------------------|------------------|-------------------|
| | ^8Li | ^{12}B | ^{20}F | ^{28}Al | ^{38}Cl | ^{42}K | ^{56}Mn | ^{88}Rb | ^{100}Tc |
| $E_{\tilde{\nu}}^{\max}$, MeV | 13.0 | 13.4 | 5.40 | 2.9 | 4.9 | 3.5 | 2.8 | 5.3 | 3.4 |
| $\bar{E}_{\tilde{\nu}}$, MeV) | 6.5 | 6.8 | 2.9 | 1.6 | 1.9 | 1.8 | 1.2 | 2.6 | 1.9 |
| $T_{1/2}$ | 0.842 s | 0.020 s | 11.0 s | 2.246 m | 37.18 m | 12.36 h | 2.58 h | 17.8 m | 15.8 s |
| Starting Isotopes and their Parameters | | | | | | | | | |
| | ^7Li | ^{11}B | ^{19}F | ^{27}Al | ^{37}Cl | ^{41}K | ^{55}Mn | ^{87}Rb | ^{99}Tc |
| $\sigma_{n,\gamma}$ (b) | 0.045 | 0.0055 | 0.0096 | 0.23 | 0.043 | 1.46 | 13.3 | 0.12 | 20.0 |
| content (%) | 92.5 | 80.0 | 100. | 100. | 24.23 | 6.730 | 100. | 27.83 | - |
| Admixture Isotopes and their Parameters | | | | | | | | | |
| | ^6Li | ^{10}B | - | - | ^{35}Cl | ^{39}K | - | ^{85}Rb | - |
| σ_{α} (b) | 936.9 | 3837. | - | - | 44.1 | 2.1 | - | 0.48 | - |
| content (%) | 7.5 | 20.0 | - | - | 75.77 | 93.258 | - | 72.17 | - |

Примером интенсивного источника является нейтринный источник базе изотопа Ar-37 , изготовленный в сотрудничестве ряда ядерных центров России [17]. Изотоп Ar-37 имеет период полураспада 35.01 суток и энергию испускаемых нейтрино - 813 кэВ (9.8%) и 811 кэВ (90.2%). Метод изготовления был разработан в ИИЯ РАН В.Н. Гавриным с сотрудниками.

Источник был изготовлен облучением прессованного оксида кальция CaO в течение 133 дней в реакторе на быстрых нейтронах БН-600 (Белоярская АЭС, г. Заречный, Россия). После доставки источника из г. Заречный на Баксан и перед началом калибровки на галлиевой мишени SAGE в БНО ИИЯ РАН, средняя активность источника составляла 409 кКи, что примерно равно $1.5 \cdot 10^{16}$ нейтрино/сек. Это очень большая активность; примерно через 9 месяцев она упала в 300 раз и составила $\sim 5 \cdot 10^{13}$ нейтрино/сек.

Ранее для калибровки галлиевых детекторов (SAGE, GALLEX/GNO) использовался нейтринный источник высокой интенсивности ^{51}Cr [18, 19].

В работе [20] описано создание нейтринного источника большой активностью (6.2×10^{16} Бк), основанном на электронном захвате на ^{51}Cr : $^{51}_{24}\text{Cr} + e^- \rightarrow ^{51}_{23}\text{V} + \nu_e$. Энергия испускаемых нейтрино - 431 кэВ (9.86%) и 751 кэВ (90.14%). Источник был изготовлен для эксперимента GALLEX с солнечными нейтрино. 36 кг стартового изотопа ^{50}Cr были обогащены в Курчатовском институте до 38.6% (в сравнении с природными 4.25%) и затем подверглись нейтронной активации в течение 23.8 дней на реакторе в Гренобле. Далее, источник (в виде цилиндрической втулки диаметром 50 см) был установлен в центре детектора GALLEX для облучения ^{71}Ga -мишени в период с 23.06.1994 до 10.10.1994. При выборе изотопного нейтринного источника авторы исходили из необходимости как можно ближе приблизиться к спектру солнечных нейтрино. Результаты данной полномасштабной проверки полностью согласовались с полной эффективностью эксперимента.

Другим интересным примером использования нейтринного источника является применение изотопа ^8Li для калибровки детектора Sudbury Neutrino Observatory (SNO). Детектор SNO заполнен тяжелой водой. При взаимодействии солнечных борных нейтрино с дейтроном изучается заряженный и нейтральный канал, упругое рассеяние на электроны. Бета-распад изотопа ^8Li интересен для целей калибровки детектора SNO, поскольку его β -спектр по форме и максимальной энергии (12.96 МэВ) близок (по форме и граничной энергии) к нейтринному от ^8B . Изотоп ^8Li создается при облучении изотопа ^{11}B нейтронами с энергией 14 МэВ от (DT)-генератора в реакции $^{11}\text{B}(n, \alpha)$. Образующийся ^8Li вытягивается гелиевым потоком в распадную камеру для облучения детектора SNO. Сложная система сбора и транспортировки изотопа ^8Li к распадной камере обеспечивает скорость порядка 3×10^{-7} атомов ^8Li на один нейтрон генератора при полном флюенсе $1 \cdot 10^8$ нейтронов/с [21].

Пионерскими работами, давшими первые указания на наличие у электронного антинейтрино массы в интервале 17-40 эВ явились эксперименты, проведенные в ИТЭФ в 80-ых годах [22, 23]. Был построен уникальный безжелезный спектрометр [24] для регистрации электронного спектра в β -распаде трития. Нейтринным источником являлся тритированный валин ($\text{C}_5\text{H}_{11}\text{NO}_2$) с активностью $3.7 \cdot 10^7$ Бк/см², наносимый на алюминиевую фольгу. В работе [23] было оценена масса $\tilde{\nu}_e$ как (34.8 ± 1.9) эВ.

В ИЯИ РАН академиками РАН В.М. Лобашевым и И.И. Ткачевым были инициирован и ведется эксперимент "Троицк-ню-масс", нацеленный на измерение массы $\tilde{\nu}_e$ по β -спектру распада трития вблизи граничной энергии. Источник (Windowless Gaseous Tritium Source - WGTS) является сложной системой с непрерывной подачей трития, поддержки режима и обеспечения его циркуляции. Тритиевый источник (как часть конструкции в WGTS) представляет собой трубу из нержавеющей стали (длиной 3 м и 5 см в диаметре), в которую инжектируется тритий и обеспечивается плотность $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и магнитное поле от 0.8 до 5 Тл [25]. Электроны распада транспортируются по волнообразному магнитному каналу спектрометру. Такая конструкция позволяет исключить прямое попадание молекул трития в спектрометр. В конструкции предусмотрены различные схемы насосов (диффузионные, бустерные, ртутные, аргонные), осуществляющие непрерывную циркуляцию трития в системе. Исследования ИЯИ РАН по поиску массы $\tilde{\nu}_e$ тесно связаны с поиском тяжелых стерильных нейтрино - см. работу [26].

Интересна идея создания (анти)нейтринных пучков при ускорении ионов бета-активных изотопов [27]. Ионы данных изотопов претерпевают распад в ускорительном распадном кольце и создают после прямой секции с длинным пролетом пучки $\tilde{\nu}_e$ или ν_e в зависимости от типа ускоренных ионов - β^- или β^+ . Энергия нейтринных пучков определяется величиной Q_β - энергией распада. Этапу ускорения ионов предшествует стадия интенсивного создания бета-активных изотопов. Рассматривается использование дейтронного или протонного пучка с энергиями порядка десятком МэВ для образования бета-активных изотопов. После экстракции ионы β -активных ионов выводятся в ускорительное кольцо и затем на длинную распадную секцию для формирования направленного нейтринного пучка [28].

Выводы к главе 1

В главе дан краткий обзор используемых и перспективных нейтринных источников низких (МэВ-ых) энергий: ядерный реактор, изотопные источники, ядерные взрывы. Именно источники в таком энергетическом диапазоне применяются для постановок короткобазовых экспериментов по исследованию нейтринных осцилляций. Наибольшим преимуществом ядерного реактора, как антинейтринного источника, является большой $\tilde{\nu}_e$ -поток. На реакторе традиционно исследуются реакции $(\tilde{\nu}_e, p)$,

$(\tilde{\nu}_e, d)$, являющиеся пороговыми. С ростом энергии реакторный $\tilde{\nu}_e$ спектр быстро падает. Работа на таком спектре существенно осложнена, учитывая квадратичную зависимости сечения от энергии - $\sigma \sim E_{\tilde{\nu}}^2$. Большим недостатком реакторного антинейтринного спектра является его неопределенность, возрастающая (например, для ^{241}Pu при 8 МэВ ошибки достигают 35%) с ростом энергии.

Проблема может быть решена при создании литиевого конвертора - на основе β^- -активного изотопа ^8Li ($T_{1/2} = 0.84$ с, $E_{\tilde{\nu}}^{\text{max}} = 13$ МэВ). Идея использования изотопа лития принадлежит Л.В. Микаэлян, П.Е. Спиваку и В.Г. Циноеву. Однако, такой источник (на основе импульсного реактора с литиевыми блоками) не был создан.

Перспективна постановка экспериментов по исследованию $(\tilde{\nu}_e, d)$ -взаимодействий с литиевым $\tilde{\nu}_e$ -источником. Показано, что уже при 10%-ой при эффективности литиевого blankets сечение в нейтральном канале σ_{np} возрастает в ~ 2.4 раза, а в заряженном σ_m возрастает в 5 раз.

Рассмотрена перспектива создания некоторых антинейтринных источников на основе β -распадчиков. В частности, создание жесткого источника на основе реакции $^{11}\text{B}(n, \gamma)^{12}\text{B}$ сильно осложнено жесткими требованиями по изотопной чистоте ^{11}B .

Изотопные нейтринные источники успешно применяются в осцилляционных экспериментах для целей калибровки: Ar-37 (изготовлен в ИЯИ РАН для калибровки на галлиевой мишени SAGE в БНО ИЯИ РАН); ^{51}Cr (использовался в SAGE, GALLEX/GNO); в эксперименте SNO использовался ^8Li , получаемый в реакции $^{11}\text{B}(n, \alpha)$ и вытягиваемый в сложной технологии гелиевым потоком в распадную камеру; тритиевый источник (ИТЭФ, эксперимент "Троицк-ню-масс" в ИЯИ РАН). Развивается сложное и интересное направление создания (анти)нейтринных пучков при ускорении ионов бета-активных изотопов.

Отметим, что основным недостатком изотопных источников, получаемых при активации в реакторах, является быстрая потеря активности.

Авторские результаты, изложенные в данной главе опубликованы в работах [14, 15].

ГЛАВА 2.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ВЗРЫВНОЙ НУКЛЕОСИНТЕЗ И ОБРАЗОВАНИЕ ТРАНСУРАНОВЫХ ИЗОТОПОВ

В земных условиях взрывной нуклеосинтез реализуется в условиях ядерных и термоядерных взрывов, где при кратковременной экспозиции ($\leq 10^{-6}$ с) обеспечивается экстремальный поток нейтронов ($10^{24} \div 10^{25}$) нейтрон/см² для временного интервала $t \leq 10^{-6}$ с, во время которого интенсивно происходят реакции нейтронных захватов), что обеспечивает уникальный инструмент для ядерных исследований. Так, в экспериментах "Цикломен" (Cyclomen) и "Хач" (Hutch) на мишенях достигнуты максимальные интегральные потоки - до 2.4×10^{25} нейтрон/см² ("Hutch") [29].

В условиях такого взрывного процесса осуществляется последовательный захват нейтронов (в природе многократные последовательные захваты нейтронов реализуются в звездах - *r*-процесс) при облучении урановых и трансураниевых мишеней и ведет к образованию нейтронно-избыточных изотопов, получение которых недоступно в лабораторных условиях. Так, максимальный поток, достигнутый на реакторах - $5.5 \cdot 10^{15}$ нейтрон/(см²·с) в высокопоточном реакторе HFIR [30, 31], где процесс образования трансураниевых изотопов длится месяцами и где нейтронные захваты конкурируют с β -распадами, т.е., в пределах долины стабильности. Такой реакторный процесс накопления изотопов называется *s*-процесс ("slow"). Поскольку периоды β -распадов превышают ~ 0.1 с, то в условия ядерных и термоядерных взрывов образуются ядра, удаленные от линии β -стабильности, а возврат в долину стабильности происходит при последующих β^- -распадах.

Впервые трансураниевые элементы были обнаружены в продуктах термоядерного взрыва "Майк" в 1952 г. с мишенью ²³⁸U [32, 33, 34], где при изотопном анализе впервые зарегистрировали новые элементы - эйнштейний и фермий.

Для моделирования образования трансураниевых изотопов необходимо учитывать динамику процесса (т.е., вводить в задачу температурные, нейтронные и другие поля в функции от времени) и знать ядерно-физические константы образующихся нуклидов.

Задача о выходе трансураниевых допускает упрощение: так, термоядерная реакция синтеза ($^2\text{H} + ^3\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + n + 17.6\text{МэВ}$) длится $\approx 10^{-7}$ с, время многократных захватов нейтронов не превышает 10^{-6} с [35, 36], что позволяет пренебречь β -распадом (и тем более α -распадом) при образовании трансураниевых изотопов. Другой важный момент - скорость образования тяжелых изотопов становится значительной при замедлении

нейтронов ниже порога реакции (n,f), (n,2n) и, тем более, (n,3n), т.к., скорость (n, γ)-захвата становится значительной при энергиях ниже порога данных реакций. Так, для стартового изотопа ^{238}U пороги данных реакций следующие: 0.42 МэВ и 6 МэВ, соответственно [37].

При анализе зависимости выхода изотопов с ростом массового числа Камерон [32] принял следующую интерпретацию: если 1) концентрация нейтронов в устройстве равномерна и 2) сечение (n, γ) с ростом A не растет, то кривая выхода должна быть выпукла "вниз". Наблюдаемый выход изотопов позволил сделать вывод о росте (n, γ)-сечения и энергии связи присоединяемого нейтрона с ростом A . Полученные скачки от четных и нечетных выходов указывали на различие в 1.5 раза сечений захвата четными и нечетными изотопами.

При расчете выходов трансурановых изотопов полный флюенс нейтронов от устройства "Mike" разбивался на 10 интервалов [33]. Полагалось, что нейтронный поток при энергии $E_n > 10$ кэВ определяется только эффективностью рождения нейтронов. И поэтому, единственным параметром, позволяющим подогнать расчетные выходы изотопов к экспериментальным является поток нейтронов при $E_n < 10$ кэВ. Однако, для получения удовлетворительного согласия с экспериментом авторы вынуждены были предположить существование двух тепловых потоков ($1.21 \cdot 10^{24}$ и $4.81 \cdot 10^{24}$ нейтрон/см²), облучавших 99.99% и 0.01% атомов мишени, соответственно. Графики "а", "b" и "с" на рис. 2.1 приведены в подтверждение трудностей достижения численного согласия с экспериментом [33]. Однако, в противоречии с результатами [33] в следующем эксперименте "Anacostia" [36] удовлетворительное согласие было получено в одном потоке ($3 \cdot 10^{24}$ нейтрон/см²) для мишени из ^{238}U . Однако, такое согласие было достигнуто при отсутствии в изотопных пробах большого (в сравнении с "Mike") числа нуклидов - $A = 241, 247 \div 251, 253$. Вопрос о постоянстве нейтронного потока в устройстве оставался открытым.

Наиболее полную зависимость выхода изотопов от массового числа удалось получить в эксперименте "Par" [38] с мишенью из ^{238}U . При моделировании выхода полагалось, что: 1) в процессе захвата нейтронов деление не происходит; 2) при последующем β -распаде спонтанного деления нет. Серьезная проблема возникла в объяснении наблюдаемого нечетно-четного эффекта. А именно: если соединить одной ломаной линией выходы для A -четных изотопов, а другой ломаной - A -нечетных изотопов, то линия с четными A -массовыми числами пройдет выше (что естественно, по-

сколькx $\sigma_{n\gamma}$ для нечетных изотопов ${}_{92}\text{U}$ больше, чем для четных). Но при $A > 250$ в эксперименте "Par" кривые "менялись местами" (см. рис. 2.2).

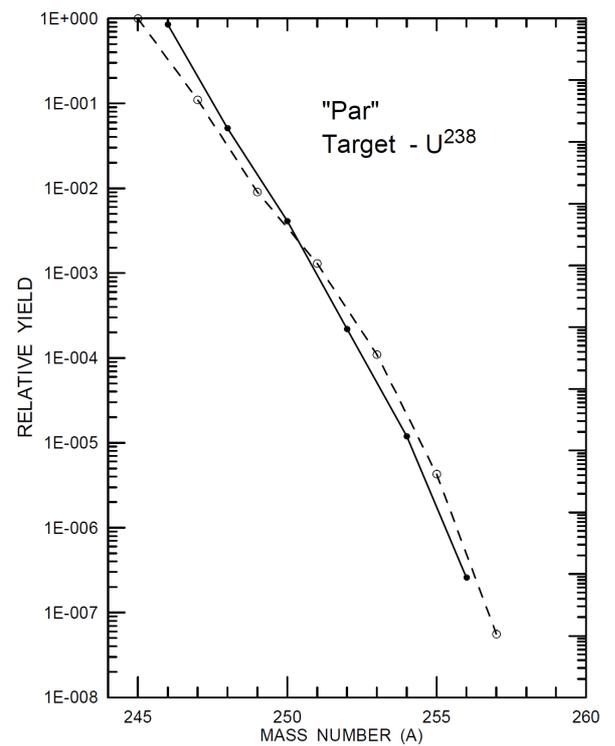
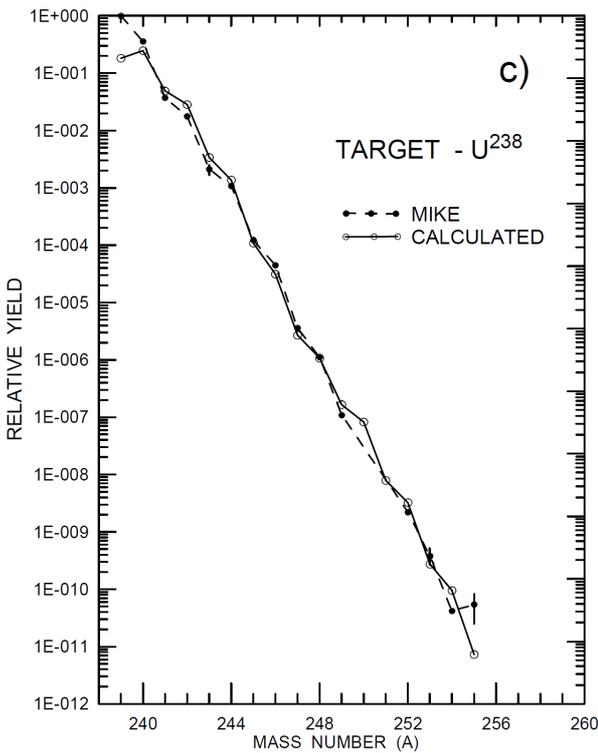
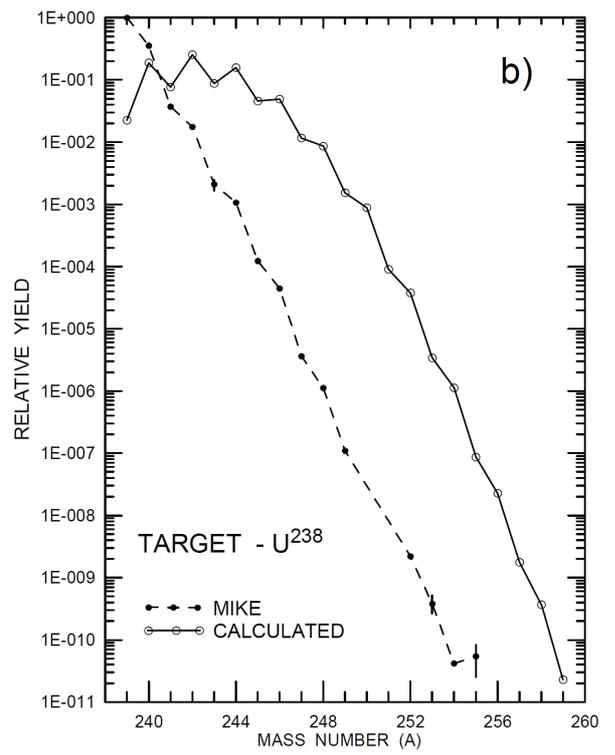
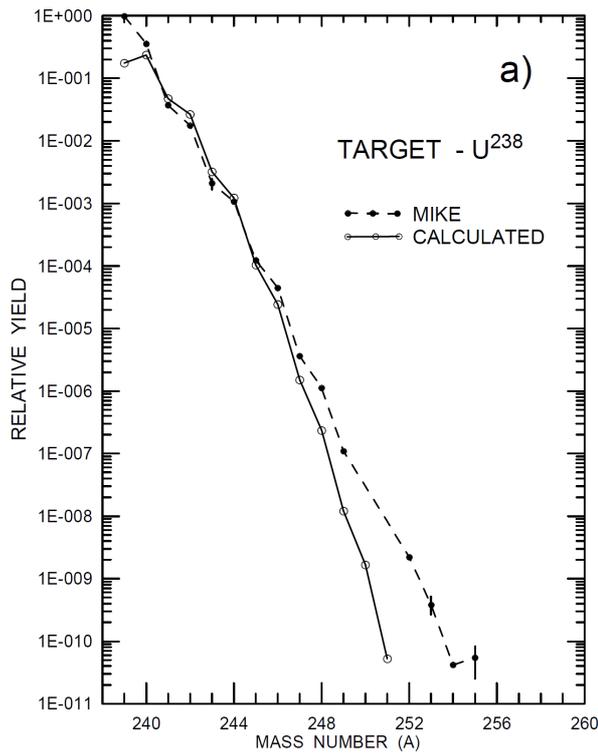


Рис. 2.1. Сравнение расчетов с экспериментальными выходами изотопов в эксперименте "Mike" при различных флюенсах теплового потока, нейтрон/см²: а) $1.21 \cdot 10^{24}$; б) $4.81 \cdot 10^{24}$; в) $1.21 \cdot 10^{24}$ (99.99% мишени) + $4.81 \cdot 10^{24}$ (0.01% мишени).

Рис.2.2. Обращения нечетно-четного эффекта по данным эксперимента "Par": сплошная линия - выходы для четно-четных изотопов урана; пунктир - для четно-нечетных изотопов урана.

Для объяснения такой инверсии при $A > 250$,были выдвинуты две гипотезы. В первой полагалось, что занижение выходов четных по A ядер при $A > 250$ связано с делением в цепочках β -распадов. Согласно второй гипотезе - в ходе (n,γ) -захватов ядро может потерять или приобрести протон и тогда дальнейшие захваты идут в нечетной по Z -цепи.

Экспериментальные данные об эффекте обращения в эксперименте "Par" были подтверждены в следующем испытании - "Barbel" [39] с мишенью ^{238}U установленной специально в высокопоточной области устройства с целью исключить затруднения в интерпретации выходов во взрыве "Mike". При расчетах выходов полагалось, что β -распады не происходят, а в учет принимались только реакции (n,γ) -захвата. Показано, что обнаруженное количество трансуранов обеспечивается 7.6% массы мишени, а остальные 92.4% массы мишени не принимали участие в (n,γ) -активации и были разрушены до начала последовательных многократных захватов. Было высказано дополнительное предположение о существовании в устройстве более, чем одной высокопоточной зоны. Филдс (Fields P.R.) и Даемонд (Diamond H.) высказали еще одно предположение, что в мишени в реакциях (d,n) и $(d,2n)$ образуется нептуний. В этом случае суммарный выход трансуранов обеспечивается двумя стартовыми изотопами - ураном и нептунием. Эта гипотеза развивалась в работе [40], где оценен вклад нечетных по Z -изотопов протактиния и нептуния в суммарном выходе (в реакциях $^{238}\text{U}(n,p)^{238}\text{Pa}$, $^{238}\text{U}(d,n)^{239}\text{Np}$). Сечения захвата нечетных по Z элементов систематически выше, чем у четных по Z . Считается, что образование Pa и Np идет раньше (n,γ) -реакций, которые целесообразно учитывать при $E_n < 100$ кэВ. В термоядерной реакции облучение урана быстрыми нейтронами вызывается реакциями (n,f) , $(n,2n)$, $(n,3n)$, (n,p) . Столкновение быстрых нейтронов с дейтронами и тритонами увеличивает их энергию и ведет к реакциям (d,γ) , (d,n) , $(d,2n)$, $(d,3n)$, (t,γ) , (t,n) , $(t,2n)$, $(t,3n)$ на уране. Получено, что в мишени возможно образование протактиния с относительной концентрацией - 10^{-3}Pa/U и нептуния с концентрацией - $\leq 10^{-3}\text{Np/U}$, что позволило провести подгонку расчетов к экспериментальным данным для нейтронов с усредненной энергией $E_n = 20$ кэВ и интегральным потоком $7 \cdot 10^{24}$ нейтрон/см². Аналогичный вывод о возможном вкладе нептуния в инверсию выходов при $A > 250$ сделан и в работе [41].

Проблему зависимости $\sigma_{n\gamma}$ с ростом массового числа A предполагалось решить в эксперименте "Твид", но с более тяжелой мишенью - ^{242}Pu . Однако, анализ выходов изотопов в "Твид"показал более резкий спад в зависимости от A и в выходах не были обнаружены изотопы с $A = 257$ [35]. В очередном эксперименте - "Cyclamen" с мише-

нию ($^{238}\text{U} + ^{243}\text{Am}$) выходы тяжелых изотопов также существенно не прояснили проблемы зависимости сечений от A , хотя вклад ^{257}Fm вырос на порядок. Однако, более тяжелые нуклиды с $A > 257$ обнаружены не были [42].

Вопросам восстановления (n,γ) -сечений и других характеристик тяжелых элементов по их выходам посвящена работа [36].

Естественное объяснение обращения нечетно-четного эффекта процессами запаздывающего деления предложено В.И. Кузнецовым [43].

Отметим здесь основные представления о запаздывающем делении [43, 44]. Схема β -распада материнского ядра и варианты последующего деления представлены на рис. 2.4. При надбарьерном делении энергия заселяемого при β -распаде уровня E_i превышает высоту бóльшего (внутреннего) барьера E^A , а во втором - $E_i < E^A$.

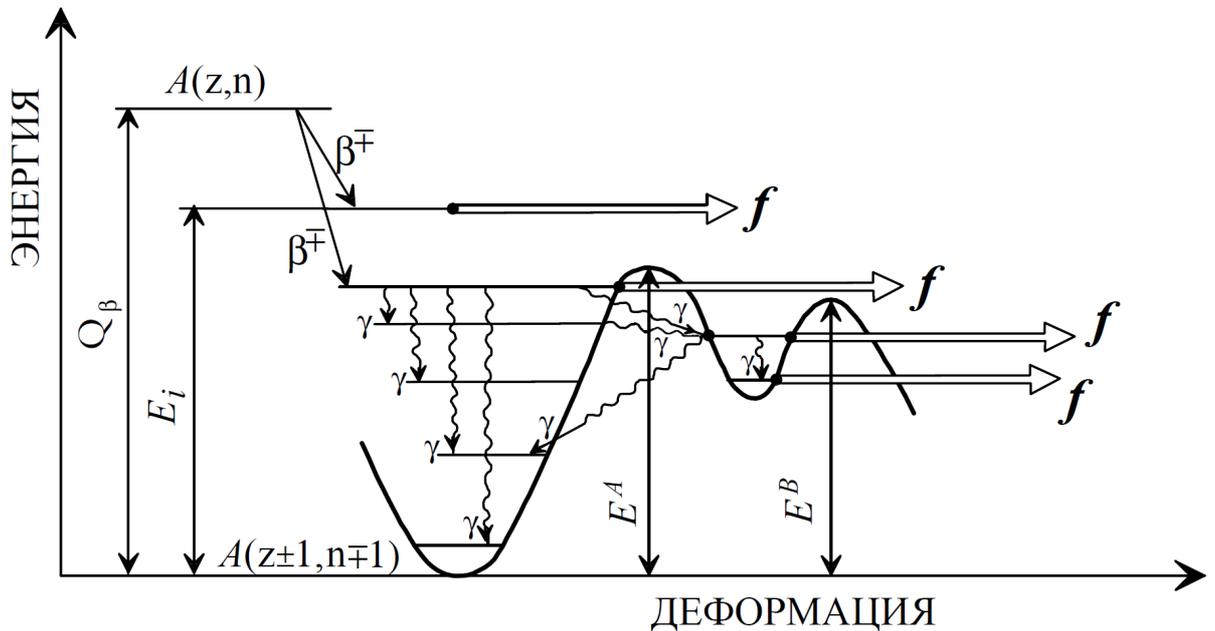


Рис.2.3. Схема запаздывающего деления при β -распаде.

Конкурирующим к зараздывающему делению является процесс запаздывающего испускания нейтронов возбужденным дочерним ядром после β -распада материнского ядра. При $E_i < B_n$ (энергии связи нейтрона) происходит запаздывающее деление при выполнении условия $E_i > B_f^n$ (приведенной высоты); $B_f^n = B_f - \delta$, где δ учитывает проницаемость барьера. Если $E_i > B_n$, то, как правило, испускается нейтрон: $\Gamma_n \gg \Gamma_f$.

Возбуждение дочернего ядра может сниматься и γ -квантами в первой и второй потенциальных ямах и с переходами между ними. Запаздывающее деление при $E_i < E^B$ может происходить только из состояний во второй потенциальной яме.

Вероятность запаздывающего деления с уровня E_i определяется произведением вероятности канала деления на вероятность b заселения уровня E_i :

$$P_f^\beta(E_i) = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_t} b(E_i), \quad (3.1)$$

где $\Gamma_t = \Gamma_f + \Gamma_n + \Gamma_\gamma$; $b(E_i)$ используется для определения силовой функции β - распада:

$$S_\beta(E_i) \equiv \frac{b(E_i)}{f(z, Q_\beta - E_i) \times T_{1/2}}, \quad (3.2)$$

где f - функция Ферми, учитывающая влияние кулоновского поля ядра при β -распаде полупериодом $T_{1/2}$.

Суммируя по уровням E_i с весом $\Gamma_f(E_i) / \Gamma_t(E_i)$, имеем:

$$P_f^\beta(E_i) = \frac{\sum_i f(z, Q_\beta - E_i) \times S_\beta(E_i) \times [\Gamma_f(E_i) / \Gamma_t(E_i)]}{\sum_i f(z, Q_\beta - E_i) \times S_\beta(E_i)}, \quad (3.3)$$

При подборьерном делении величины $\Gamma_f(E_i) / \Gamma_t(E_i)$ определяются через вероятности реализации различных путей к делению дочернего ядра.

В работе [45] сделана оценка влияния запаздывающего деления на выход изотопов в эксперименте "Hutch", единственном, где обращение нечетно-четного эффекта не зарегистрировано. Расчет проведен на основе простой модели с одним изотопом в мишени и $\sigma_{n\gamma} = \text{const}$ для всех нуклидов образующихся при многократном захвате. Другие процессы не учитывались. Выход n -го изотопа определялся по формуле:

$$N_n = N_0 \exp(-\sigma_{n\gamma} \Phi) \times (\sigma_{n\gamma} \Phi)^n / n!, \quad (3.4)$$

где N_0 - число атомов мишени при $t = 0$; Φ - интегрированный по времени поток нейтронов.

Вероятность запаздывающего деления определена в четырех вариантах с использованием различных функций S_β по данным работ [46, 47, 48] для вариантов (1 - 4) и работ [49, 50] для варианта 5, соответственно. Использовались массовые формулы из работ [51 - 54] для вариантов (1 - 5). Барьеры деления опирались на: данные, использующие статистическую модель (для варианта 1); экспериментальную систематику (для варианта 2); данные работы [54] для вариантов 3, 4, 5. Далее, вероятности запаздывающего деления использованы для восстановления (по экспериментальным данным "Hutch") выходов по каждому массовому числу A на момент окончания многократных захватов. Результаты данного моделирования продемонстрировали

крайне сильную модельную зависимость выходов (различие в десятки раз) и представлены на рис. 2.4.

Сделан вывод, что восстановленные выходы могут быть использованы для нахождения (n,γ) -сечений. Отмечается, что вариант 3 ведет к крайне большим (нефизическим) величинам сечений, большой разброс в оценках величин запаздывающего деления требует уточнения методов расчета и продолжения исследования влияния запаздывающего деления на выходы трансуранов во взрывном нуклеосинтезе.

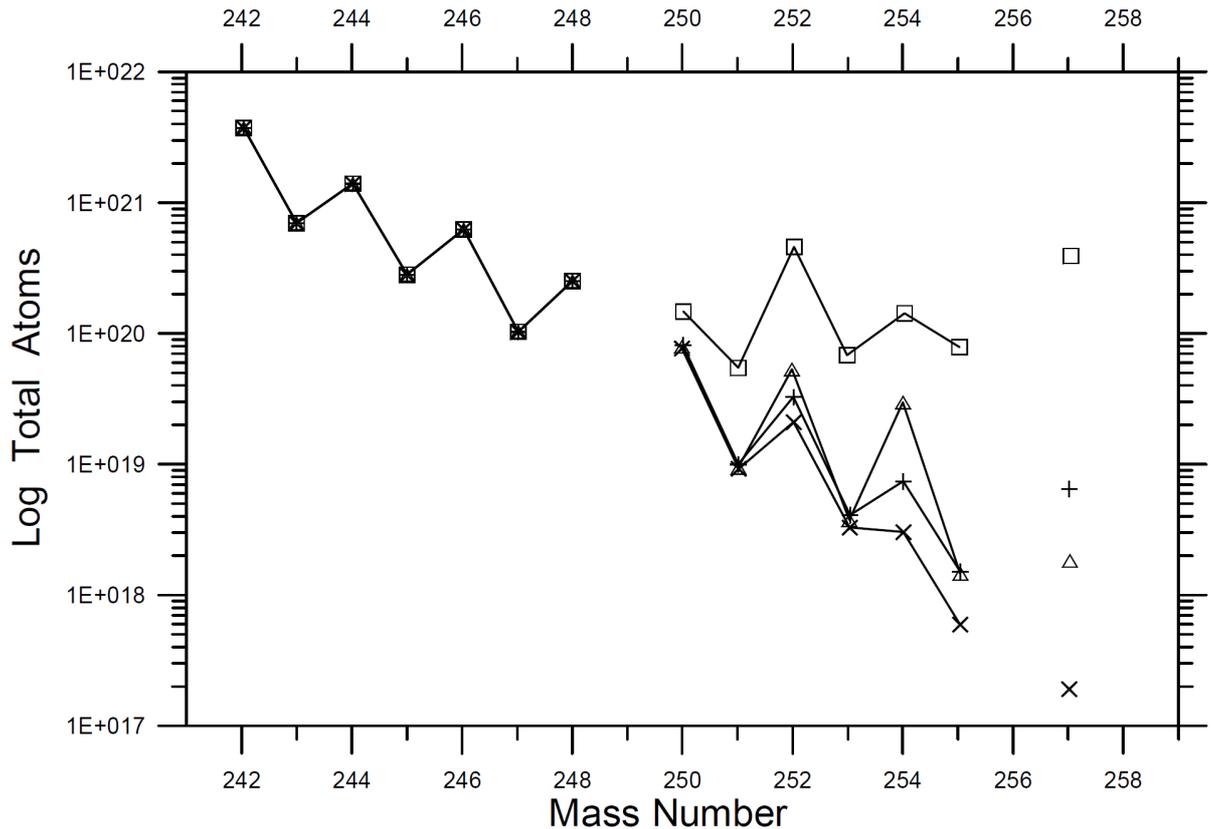


Рис.2.4. Сравнение расчетов с экспериментальными выходами трансурановых изотопов в испытании "Hutch". Варианты расчета: \triangle - первый, \square - второй, $+$ - четвертый. \times - экспериментальные выходы.

Выводы к главе 2

Искусственный взрывной нуклеосинтез характеризуется экстремальными нейтронными потоками с флюенсом $\sim 10^{24} \div 10^{25}$ нейтрон/см² и малой длительностью - $\sim 10^{-6}$ с. В этих условиях из стартовых изотопов экспериментального устройства образуются нейтронно-избыточные ядра с большим избытком нейтронов. Использование урановых и других тяжелых мишеней позволяет получить трансурановые изотопы, синтез

которых недоступен в реакторных условиях. Для моделирования выходов трансурановых изотопов необходимы их ядерно-физические константы, многие из которых неизвестны. При анализе выходов трансуранов по проведенным экспериментам обнаружен нечетно-четный эффект: при массовом числе $A > 250$ наблюдается большое превышение выходов нечетных изотопов и ломаная прямая, соединяющие выходы для нечетных изотопов лежит выше соответствующей ломаной для выходов четных изотопов. Иными словами, при $A > 250$ наблюдается инверсия в выходах (или обращение выходов) нечетных и четных изотопов.

Для объяснения эффекта сделано предположение об образовании изотопов Nr и Pa и их влиянии на перераспределение выходов при $A > 250$. Однако, в эксперименте "Сусламен" предположение не подтвердилось.

На возможность влияния запаздывающего деления на коррекцию выходов указал В.И. Кузнецов. Однако, не проведены численные расчеты влияния запаздывающих процессов (запаздывающего деления и запаздывающего испускания нейтронов) на изменение выходов трансурановых изотопов. На возможность объяснения эффекта запаздывающего деления на инверсию в выходах указывает то, что (β^-, f) -процесс "работает" при $A \geq 250$, где и наблюдается нечетно-четный эффект. Безусловным недостатком расчетов является их статичность: в моделях не учитывается динамики взрывного нуклеосинтеза.

ГЛАВА 3.

ПЕРЕНОС НЕЙТРОНОВ В СЛОЖНЫХ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СРЕДАХ. РАСЧЕТЫ И ВЕРИФИКАЦИЯ ФУНКЦИОНАЛОВ НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ

Задачи о переносе нейтронов и расчете функционалов нейтронных полей входят в широкий круг проблем, связанных с переносом излучения от источников, поглощения в средах, и являются предметом интенсивных исследований. Множество каналов взаимодействия нейтронов с ядрами, с гамма-излучением ведут к разнообразным радиоактивным превращениям и эффектам, обуславливая необходимость изучения и учета этих процессов.

Прохождения нейтронов и других видов излучения через вещество является вероятностным процессом. Кинетические уравнения, применяемые в данных случаях, позволяют эффективно рассчитывать сравнительно простые задачи, поскольку аналитические выражения сильно усложняются при рассмотрении конкретных условий сложной среды и геометрии. Наиболее эффективный подход - исследовать нейтронные поля методом статистического моделирования (метод Монте-Карло).

Постановка задач о расчете различных функционалов, исследование их поведения в зависимости от многих переменных, возможность прослеживания траекторий для накопления локальных оценок при транспорте нейтронов от источников с различным пространственно-энергетическим и угловым распределением, а также характерные особенности расчета нейтронных полей в сложных средах для энергий от тепловой и до ~ 15 МэВ - все эти многочисленные факторы определили математическую постановку и методику решения задачи о переносе нейтронов в трехмерном программном коде МАМОНТ (Mathematical Modeling of Neutron Trajectories), реализующей транспорт нейтронов методами Монте-Карло. Программа применялась для расчетов нейтронных полей в литиевом blanket (литиевом антинейтринном источнике). Верификация работы программы проведена при расчетах базовых интегральных экспериментов с различными источниками в средах разного состава.

3.1. Перенос нейтронов в средах сложного состава и геометрии

Моделирование переноса нейтронов методом Монте-Карло.

В общем виде под полем излучения понимают временное пространственно-энергетическое угловое распределение излучения в рассматриваемой среде. Применительно к моделированию нейтронного поля методом Монте-Карло это означает, что для данного момента времени t (с момента рождения нейтрона) каждый нейтрон ха-

рактируется положением в пространстве \vec{r} , направлением движения $\vec{\omega}$ и энергией E . Таким образом, задача моделирования нейтронных полей сводится к нахождению векторов $\vec{\zeta}(\vec{r}, \vec{\omega}, E, t)$ в семимерном фазовом пространстве.

При этом делается естественное (для широкого круга задач нейтронной физики) допущение [55], что нейтроны не взаимодействуют друг с другом (вследствие их малой концентрации) и, что характер взаимодействия не зависит от предыстории нейтрона. Если свойства среды меняются со временем, то необходимо учитывать нестационарную кинетику транспорта нейтронов, хотя в ряде случаев задачу можно свести к квазилинейному приближению.

Моделирование переноса нейтронов сводится (с учетом принятых допущений) к прослеживанию независимых "историй" нейтронов, фиксированию и интегрированию различных характеристик в процессе переноса. История нейтрона начинается с его рождения, реализуется заданием функции распределения источников $f(\vec{r}_0, \vec{\omega}_0, E, t)$. Знание элементного состава среды и ее плотности $\rho(\vec{r}, t)$, а также микроскопических сечений изотопов $\sigma_{\text{total}}(E)$ позволяют случайным образом разыграть длину ℓ свободного пробега нейтрона. Декартовы координаты конечной точки траектории следующие:

$$\begin{cases} x_1 = x_0 + \omega_x \ell \\ y_1 = y_0 + \omega_y \ell \\ z_1 = z_0 + \omega_z \ell, \end{cases} \quad (3.1.1)$$

где (x_0, y_0, z_0) - исходные координаты. Далее, с учетом полных макроскопических сечений элементов среды вероятностно разыгрывается: с каким ядром произошло столкновение нейтрона. На следующем шаге вероятностно определяется - поглощается нейтрон или рассеивается и (при продолжении истории) определяются энергия и направление вылета после рассеяния. В случае поглощения история заканчивается.

Рассеянный нейтрон может вылететь за пределы интересующей нас зоны (и тогда его история прерывается), но может замедлиться до температуры среды. В этом случае его история прослеживается до поглощения или вылета за пределы рассматриваемой геометрии. При многократном моделировании таких историй получают значения усредненных потоков $\langle F \rangle$, близкие к дифференциальным $F(\vec{r}_0, \vec{\omega}_0, E, t)$. Для найденного потока искомые функционалы вычисляются интегрированием по фазовому объему. Так, выход некоторого изотопа Y в реакции с нейтронами определяется следующим образом (при стационарном процессе):

$$Y = \sum_k \int_V \int_{4\pi} \int_{E_1}^{E_2} \Sigma_k(\vec{r}, E) \langle F \rangle(\vec{r}, \vec{\omega}, E) d\vec{r} d\vec{\omega} dE, \quad (3.1.2)$$

где интегрирование выполняется по всему объему V (содержащему k -ый изотоп) в телесном угле 4π ; E_1 и E_2 - максимальная энергия источника и энергия замедления, соответственно; Σ_k - макросечение k -го изотопа для рассматриваемой реакции; суммирование выполняется по всем k изотопам, генерирующим искомым выход.

Исходным моментом в статистическом моделировании является получение случайной равномерно распределенной на интервале $(0, 1)$ величины γ , с помощью которой строятся конкретные распределения. Обычно, для моделирования используются псевдослучайные числа получаемые (рекуррентными формулами, методом вычета) стандартными RND-функциями.

Алгоритмы моделирования переноса нейтронов методом Монте-Карло и оценки различных функционалов разрабатывались ранее для решения реакторных и иных нейтронных задач (см., например, [56 - 61]). Рассмотрим некоторые алгоритмы для стационарных условий.

Моделирование траектории начинается с имитации испускания из источника. Задаем функцию источника $S(\vec{r}, \vec{\omega}, E)$, определяющую плотность рождения, угловое распределение и энергетический спектр нейтронов. Функция источника нормируется на его мощность, которую удобно (для многих задач) полагать равной единице:

$$\int_V \int_{4\pi} \int_{E_1}^{E_2} S(\vec{r}, \vec{\omega}, E) d\vec{r} d\vec{\omega} dE = 1. \quad (3.1.3)$$

Для большого числа задач в функции источника возможно разделение переменных, тогда:

$$S(\vec{r}, \vec{\omega}, E) = S_1(\vec{r}) \times S_2(\vec{\omega}) \times S_3(E), \quad (3.1.4)$$

где каждая из функций S_1 , S_2 , S_3 моделируется отдельно. Координата, направление движения и энергия нейтрона - случайные величины, подчиняющиеся статистическому распределению с законами S_1 , S_2 , S_3 , соответственно.

Рассмотрим практически важный пример изотропного равномерно распределенного по объему источника с делительным спектром на примере сферического источника с радиусом R и центром в точке (x_c, y_c, z_c) . В этом случае переменные разделяются.

Определим функцию $S_1(\vec{r})$ источника. Возможен следующий алгоритм для розыгрыша точки рождения \vec{r} : получаем три случайных числа $(2\gamma_1 - 1)$, $(2\gamma_2 - 1)$, $(2\gamma_3 - 1)$. При выполнении условия

$$(2\gamma_1 - 1)^2 + (2\gamma_2 - 1)^2 + (2\gamma_3 - 1)^2 < 1 \quad (3.1.5)$$

координаты точки испускания равны: $x_0 = x_c + R(2\gamma_1 - 1)$, $y_0 = y_c + R(2\gamma_2 - 1)$, $z_0 = z_c + R(2\gamma_3 - 1)$. В противном случае разыгрывается новая тройка чисел γ_1 , γ_2 , γ_3 и процедура повторяется. Метод моделирования случайных распределений путем исключения решений, не удовлетворяющих заданным условиям называется методом исключения (или методом отбраковки) и широко применяется в практике расчетов Монте-Карло.

Определим функцию $S_2(\vec{r})$ источника. Рассмотрим алгоритм моделирования изотропного единичного случайного вектора направления вылета нейтрона. Удобно перейти к сферической системе координат (см. Рис. 1), где $\vec{\omega}$ - направления движения нейтрона.

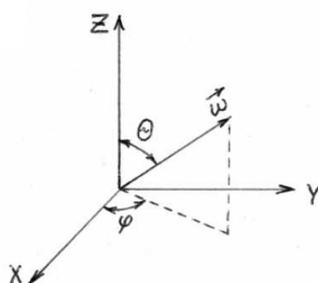


Рис. 3.1.1. К моделированию функции источника.

Из интеграла плотности углового распределения P имеем:

$$\int_{4\pi} P(\vec{\omega}) d\vec{\omega} = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi = \frac{1}{4\pi} (\cos\theta) \Big|_0^\pi \varphi \Big|_0^{2\pi} = 1, \quad (3.1.6)$$

откуда следует, что $\cos\theta$ и φ равномерно распределены в интервалах $(-1, 1)$ и $(0, 2\pi)$, соответственно, и моделируются так:

$$\cos\theta = (2\gamma_1 - 1), \quad \varphi = 2\pi\gamma_2 \quad (3.1.7)$$

Переходя к декартовой системе координат, получаем простые алгоритмы розыгрыша направляющих косинусов:

$$\begin{aligned} \omega_x &= \sqrt{1 - (2\gamma_1 - 1)^2} \times \cos(2\pi\gamma_2) \\ \omega_y &= \sqrt{1 - (2\gamma_1 - 1)^2} \times \sin(2\pi\gamma_2) \\ \omega_z &= (2\gamma_1 - 1) \end{aligned} \quad (3.1.8)$$

Определим функцию $S_3(\vec{r})$ источника. Делительный спектр часто аппроксимируют формулой Уатта с плотностью

$$P(E) = c \times \exp(-E/T) \times \text{sh}(b\sqrt{2E/T}), \quad (3.1.9)$$

где b и T - параметры, c - нормировочная постоянная.

Случайная энергия E моделируется по формуле

$$E = T \left[\frac{(\xi + b)^2}{2} - \ln \gamma \right], \xi \quad (3.1.10)$$

где ξ - нормально распределенная случайная величина с параметрами $m = 0$, $\sigma = 1$.

Нормальное распределение

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-(x-m)^2/2\sigma^2\right], \quad (3.1.11)$$

для этих параметров (0, 1) разыгрывается как сумма случайных величин γ_i в виде

$$\xi_n = \sqrt{\frac{3}{n}} \sum_{i=1}^n (2\gamma_i - 1), \quad (3.1.12)$$

где с ростом n быстро устанавливается асимптотика. На практике часто ограничиваются $n = 12$: $\xi = \xi_{12}$.

Если переменные в функции источника (3.1.3) не разделяются (как, например, источники, получаемые в реакциях [62] : $\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$, $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$, $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$ характеризуются энергетически-угловым распределением с сильно выраженной азимутальной асимметрией), то возникает задача моделирования многомерной случайной величины с зависимыми координатами, решаемая последовательным моделированием координат. Для нейтронов решение такой задачи наиболее часто реализуется заданием вероятностей вылететь из источника в определенном интервале: угла, энергии, пространственной координаты. При детальном задании таблиц достигается хорошая точность при резком снижении времени счета.

Моделирование траектории. Здесь работает стандартный подход: дифференциальное уравнение (связывающее вероятность $P(\ell)$ пробега длиной больше, чем ℓ [вероятность $P(\ell+d\ell)$ пробега длиной больше, чем $(\ell+d\ell)$] и полное микроскопическое сечение среды Σ_t)

$$\frac{P(\ell+d\ell) - P(\ell)}{d\ell} = -P(\ell)\Sigma_t \quad (3.1.13)$$

имеет стандартное решение:

$$P = \exp(-\Sigma_t \ell). \quad (3.1.14)$$

Тогда, вероятность пробега в интервале $(0, \ell)$ равна $(1 - P)$ и является случайной величиной $\gamma \in (0,1)$. Далее, $(1 - P) = 1 - \exp(-\Sigma_t \ell) = \gamma$, $(1 - \gamma) = \exp(-\Sigma_t \ell)$, откуда (с учетом одинакового распределения γ и $(1 - \gamma)$) получают (метод обратных функций):

$$\ell = -\frac{\ln \gamma}{\Sigma_t} \quad (3.1.15)$$

Транспорт нейтронов в неоднородной среде. Рассмотрим алгоритм моделирования в типичном случае кусочной неоднородности. Пусть нейтрон рассеивается в точке "О" в направлении вектора $\vec{\omega}$ и пересекает кусочно-однородные среды с макросечениями Σ_{t_i} . Рассмотрим пример на рис. 3.1.2. Для моделирования необходимо найти длины ($d_1 \div d_4$ - т.е., по числу возможно пересекаемых сред) вдоль траектории. Далее, получаем случайное число γ и для следующих сумм по порядку их следования

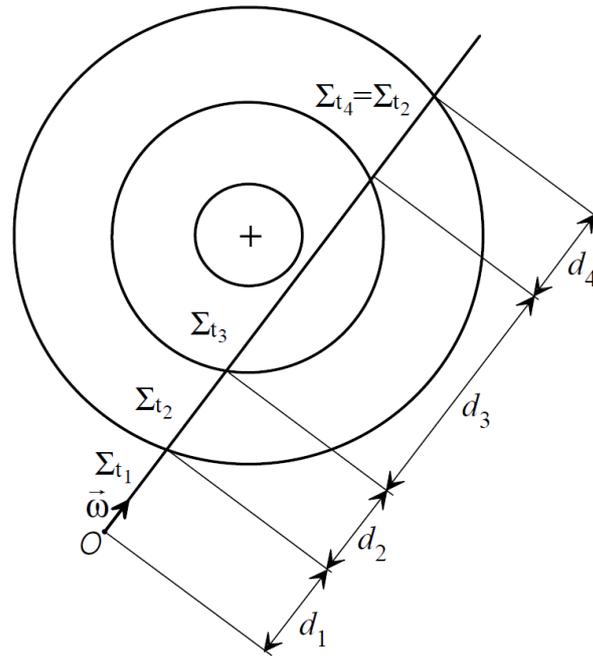


Рис.3.1.2. Моделирование в случае кусочно неоднородной среды.

$$\begin{aligned} & d_1 \Sigma_{t_1}, \\ & d_1 \Sigma_{t_1} + d_2 \Sigma_{t_2}, \\ & d_1 \Sigma_{t_1} + d_2 \Sigma_{t_2} + d_3 \Sigma_{t_3}, \\ & d_1 \Sigma_{t_1} + d_2 \Sigma_{t_2} + d_3 \Sigma_{t_3} + d_4 \Sigma_{t_4} \end{aligned} \quad (3.1.16)$$

проверяем выполнение неравенства: $\sum_{j=1}^i d_j \Sigma_{t_j} \geq -\ln \gamma$. В случае выполнения условия траекторию заканчиваем в среде с номером i , а при невыполнении ни одного из неравенств - траектория заканчивается в среде $(i + 1)$. При этом отрезок x_i траектории, лежащий в i -ой $(i + 1)$ -ой среде определяется из неравенства:

$$\sum_{j=1}^{i-1} d_j \Sigma_{t_j} + x_i \Sigma_{t_i} \geq -\ln \gamma \quad (3.1.17)$$

Разработан и более общий метод - "метод" максимального сечения, не предполагающий кусочной однородности среды. Выбирается "total"-сечение $\Sigma_{t_{\max}}$ так, что $\Sigma_{t_{\max}} \geq \Sigma_t(\vec{r})$ и вводится понятие фиктивной среды с полным сечением $\Sigma_{t_{\max}}$ и соответственно с сечением $[\Sigma_{t_{\max}} - \Sigma_t(\vec{r})]$ фиктивного рассеяния без изменения направления движения нейтрона. Тип взаимодействия (рассеяние, фиктивное рассеяние, поглощение, и т.д.) моделируются с вероятностями $\Sigma_s(\vec{r})/\Sigma_{t_{\max}}$, $[\Sigma_{t_{\max}} - \Sigma_t(\vec{r})]/\Sigma_{t_{\max}}$, $\Sigma_c(\vec{r})/\Sigma_{t_{\max}}$. Длина пробега моделируется по формуле:

$$\ell = -\frac{\ln \gamma}{\Sigma_{t_{\max}}} \quad (3.1.18)$$

Получаемое распределение длин свободных пробегов между физическими столкновениями соответствует реальному распределению - закону (3.1.15).

На следующих этапах моделирования траектории определяется с ядром какого изотопа произошло столкновение. При принятой (в модели) последовательности (1, 2, 3, ..., N) данных по изотопам столкновение произойдет с изотопом, соответствующим номеру j_{\min} :

$$\gamma \Sigma_t \leq \sum_{i=1}^{j_{\min}} \sigma_{t_i}, \quad (3.1.19)$$

где σ_{t_i} - макросечение i -го изотопа.

Далее, аналогично (3.1.19) определяется тип взаимодействия с учетом парциальных вероятностей каналов реакций. Если происходит поглощение, то моделирование траектории прекращается. В случае реакций (n,f), (n,2n), (n,3n) необходимо моделировать "истории" образовавшихся нейтронов. При рассеянии различают упругий и неупругий каналы с соответствующими сечениями: $\sigma_s = \sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{inelastic}}$. В упругом процессе при $E_n \leq 0.1$ МэВ рассеяние практически изотропно в системе центра масс (с.ц.м.). При больших энергиях возникает существенная анизотропия в с.ц.м. Для неупругого процесса различают каналы с образованием компаунд-ядра при возбуждении на дискретные уровни j или в непрерывную часть спектра (континуум):

$$\sigma_{\text{inelastic}}(E) = \sum_{j=1}^N \sigma_{\text{inelastic}}^j(E) + \sigma_{\text{inelastic}}^{\text{continuum}}(E) \quad (3.1.20)$$

При упругом изотропном рассеянии для данного случайного изотропного в с.ц.м. вектора рассеяния нейтрона законы кинематики определяют энергию и направление движения нейтрона после взаимодействия:

$$\frac{E'}{E} = \frac{1}{2}[(1+\alpha) + (1-\alpha)\mu_c], \quad (3.1.21)$$

$$\text{где } \alpha = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2, \quad (3.1.22)$$

$$\mu = \frac{1 + A\mu_c}{\sqrt{1 + 2A\mu_c + A^2}}. \quad (3.1.23)$$

Здесь E и E' - энергия до и после рассеяния; A - отношение массы ядра к массе нейтрона; μ и μ_c - косинус угла рассеяния в с.ц.м. и лабораторной системе, соответственно.

При упругом анизотропном рассеянии в с.ц.м. дифференциальное сечение можно представить в виде:

$$\sigma_e(E, \mu) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=0}^{\infty} B_l(E) \times P_l(\mu) \quad (3.1.24)$$

где μ - косинус угла рассеяния в лабораторной системе (л.с.); $P_l(\mu)$ - полином Лежандра порядка l ; $B_l(E)$ - коэффициенты разложения; обычно в разложении ограничиваются шестью-восемью членами (P5 ÷ P7 - приближения).

Из соотношения

$$2\pi \int_{-1}^1 \sigma_e(E, \mu) d\mu = \sigma_{elastic}(E) \quad (3.1.25)$$

имеем:

$$\frac{2\pi}{\sigma_{elastic}(E)} \int_{-1}^1 \sigma_{elastic}(E, \mu) d\mu = \int_{-1}^1 P(E, \mu) d\mu = 1 \quad (3.1.26)$$

где $P(E, \mu)$ - плотность распределения вероятности рассеяния в интервал $d\mu$ около угла рассеяния θ , $\mu = \cos\theta$.

Алгоритм нахождения угла рассеяния следующий:

$$\frac{2\pi}{\sigma_{elastic}(E)} \int_{-1}^1 \sigma_{elastic}(E, \mu) d\mu = \int_{-1}^{\mu} \sigma_{elastic}(E, \mu) d\mu = \gamma, \quad (3.1.27)$$

т.е., с вероятностью γ рассеяние будет происходить в интервале углов $(-180^\circ \div \arccos\mu)$ относительно направления налетающего на ядро нейтрона. Отбор угла, удовлетворяющего γ можно проводить методом исключения.

Наряду с разложением (3.1.24) дифференциальное сечение можно представить в виде разложения по степеням угла μ :

$$\sigma_{elastic}(E, \mu) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=0}^{\infty} \tilde{B}_l(E) \times \mu^l \quad (3.1.28)$$

При розыгрыше косинуса μ можно воспользоваться методом Неймана, предварительно нормировав величину сечения на его максимальную величину $\sigma_{elastic}(E, \mu) / \text{Sup}[\sigma_{elastic}(E, \mu)]$. Далее, выбирают γ_1 и γ_2 и проверяют неравенство:

$$\sigma_{elastic}(E, \mu) = \text{Sup} [\sigma_e(E, \mu)] > \gamma_1 \quad (3.1.29)$$

где $\gamma_3 = 2\gamma_2 - 1$.

При выполнении считают, что γ_3 соответствует распределению (3.1.28). В противном случае процедура повторяется.

Рассмотрим неупругое рассеяние нейтронов. Часть кинетической энергии нейтрона переходит в энергию возбуждения ядра E_x . С учетом этого общий вид формул (3.1.21-3.1.23) сохраняется с заменой параметра A на B , где

$$B = \sqrt{A^2 - E_x A(A+1)} / E. \quad (3.1.30)$$

При малых возбуждениях учитываются дискретные уровни j с энергиями $E_x^j (j=1, 2, \dots, N)$. С ростом энергии возбуждения плотность уровней растет и моделируется непрерывным распределением. при этом плотность распределения энергии испускаемого нейтрона в испарительной модели подчиняется закону:

$$P(E) \sim \frac{E}{T^2} \exp(-E/T), \quad (3.1.31)$$

где T - температура ядра.

Для моделирования используют известный результат: функция случайных величин в виде

$$\zeta = -\ln(\gamma_1, \gamma_2, \dots, \gamma_{n+1}) \quad (3.1.32)$$

имеет плотность распределения

$$P_\zeta(x) = x^n e^{-x} / n! \quad (3.1.33)$$

Тогда плотность моделируется случайной величиной

$$\zeta = -T \ln(\gamma_1 \gamma_2) \quad (3.1.34)$$

Для обрезанного распределения, ($E_1 < E < E_2$ или $0 < E < E_2$) параметры которого даны в различных версиях библиотек оцененных данных ENDF/B, моделирование проводится аналогично с использованием метода исключения для ζ , попадающего вне интервалов (E_1, E_2) или ($0, E_2$).

Аналоговое и неаналоговое моделирование. В рассмотренных выше алгоритмах переноса нейтронов, основанных на реальных вероятностях физических процессов, отражена тенденция к наиболее детальному воспроизведению процесса переноса. Данный подход к моделированию нейтронных полей и расчету их функционалов называется аналоговым и является наиболее распространенным.

В рамках аналогового подхода рассмотрим регистрацию на примере нейтронного потока. Произведение дифференциального потока на макросечение среды

$$F(\vec{\xi}) \times \Sigma_t(\vec{\xi}) = R(\vec{\xi}) \quad (3.1.35)$$

дает величину дифференциальной плотности столкновений. Тогда оценка плотности потока по столкновениям $F_{\text{interaction}}(\vec{\xi})$ достигается суммированием числа столкновений в малом объеме $\Delta\vec{\xi} = \Delta V \times \Delta\vec{\omega} \times \Delta E$ фазового пространства с последующей нормировкой на объем $\Delta\vec{\xi}$, статистику (число историй N) и мощность источника α :

$$F_{\text{interaction}}(\vec{\xi}) \approx \frac{\alpha}{\Delta\vec{\xi} \cdot N} \sum_i \frac{1}{\Sigma_t(\vec{\xi})} \quad (3.1.36)$$

Аналогично можно получить оценку $F_a(\vec{\xi})$ по числу поглощений i в объеме $\Delta\vec{\xi}$:

$$F_a(\vec{\xi}) \approx \frac{\alpha}{\Delta\vec{\xi} \cdot N} \sum_i \frac{1}{\Sigma_a(\vec{\xi})} \quad (3.1.37)$$

Возможны и другие асимптотические оценки: по пробегу, по пересечениям и их комбинации.

Однако, возможности аналогового подхода ограничены, что особо проявляется при регистрации событий с малой вероятностью.

Принципиально более широкие возможности предоставляются при неаналоговом подходе, когда моделирование вектора $\vec{\xi}$ осуществляется с учетом вероятности рассматриваемых процессов. Кратко рассмотрим некоторые реализации неаналогового моделирования.

Наиболее часто используемыми являются методы введения статистического веса. При столкновении с ядром вероятность поглощения нейтрона равна σ_a / σ_t , а вероятность "выжить" есть $(1 - \sigma_a / \sigma_t)$. Запрещая поглощение, вводят статистический вес нейтрона:

$$w_i = w_0 \prod_{j=1}^{j=i} w_j \quad (3.1.38)$$

где $w_i \equiv (1 - \sigma_a / \sigma_t)_j$ - есть вероятность выжить в j -ом столкновении, а начальный ста-

тический вес w_0 полагают равным единице. В этой схеме, например, вероятность поглощения равна:

$$P_a^{\text{nonanalalog}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sum_j (w_{j-1} - w_j) \approx P_a, \quad (3.1.39)$$

где i - индекс суммирования по траектория, P_a - вероятность поглощения при аналоговом моделировании. Данная неаналоговая оценка является несмещенной (т.е., $M_{P_a}^{\text{nonanalalog}} = P_a$) и не уступает аналоговой по дисперсии: $D_{P_a}^{\text{nonanalalog}} \leq D_{P_a}^{\text{analalog}}$.

Существуют различные схемы введения веса. В схеме, учитывающей вылет нейтрона из некоторой области запрещается вылет, а точка взаимодействия разыгрывается на отрезке до пересечения с границей в направлении движения нейтрона. При этом статистический вес w_i умножается на вероятность $F_i(l_i)$ не вылететь из области траектории с индексом j :

$$w_i = w_0 F_0(l_0) \times F_1(l_1) \times \dots \times F_i(l_i) \quad (3.1.40)$$

Траектория нейтрона продолжается до поглощения в данной области или до уменьшения веса ниже назначенного значения.

Возможно объединение данных схем введения веса, когда запрещается поглощение и вылет из области. История такого нейтрона бесконечна и расчет необходимо продолжать до достижения назначенного малого статистического веса.

Рассмотрим схему с расщеплением траекторий (без размножения нейтронов). При определении характеристик нейтронного поля в некоторой области скорость регистрации может быть низкой. Тогда, для нейтрона, попадающего в данную область (или близкую к ней) с некоторого столкновения i расщепляют траекторию: и создают m идентичных нейтронов с весом (w_i/m) и далее прослеживают каждую из m независимых траекторий. Различают однократное и многократное расщепление число узлов ветвлений траектории больше одного).

Противоположной к расщеплению процедурой является рулетка. Здесь при уходе нейтрона из "ценных" областей происходит "уничтожение" нейтрона с вероятностью P , а для "выживших" частиц вес увеличивается в $1/(1 - P)$ раз.

Метод существенной выборки предложен для решения задач, когда необходимо увеличить число регистрируемых событий в "ценных" областях и ограничить число траекторий в менее ценных пространственных объемах.

Для расчета геометрически подобных задач разработан метод подобных траекторий, позволяющий построить траекторию с коэффициентом подобия. Изменение длин

свободного пробега учитывается в статистическом весе нейтрона.

Схемы с весовыми методами позволяют более эффективно решать задачи переноса излучения и существенно снизить ошибки в вычисляемых функционалах [63]; так, при регистрации поглощения в некотором объеме вклад будут давать все столкновения, при этом математическое ожидание вклада равно регистрируемой величине.

Метод Монте-Карло позволяет дать статистическую оценку погрешности расчетов, а в ряде случаев и аналитические выражения [56, 57]. Вероятная относительная ошибка δ моделируемой величины ζ :

$$\delta \approx \frac{0.67}{M\zeta} \sqrt{\frac{D\zeta}{N}}, \quad (3.1.41)$$

где N - число испытаний (деревьев траекторий).

Реализации переноса нейтронов методом Монте-Карло. Алгоритмы моделирования переноса нейтронов методом Монте-Карло реализованы в ряде известных программ, таких как ММКФК [64], MCU [65], BLANK [66], библиотека модулей для расчета реакторов [67], BRAND [68], МАЛЮТА [69], 05R [70], TART [71], SORS [72], MONK [73], GEM [74], MORSE [75], MCNP [76] и др. Отметим некоторые особенности физических алгоритмов и возможности для расчетов.

Пакет программ MCU ориентирован на решение задач переноса излучения (нейтронов, гамма-квантов) в реакторе. Моделирование столкновений осуществляется в многогрупповом приближении или при непрерывном изменении энергии. В программах предусмотрено групповое и подгрупповое представление сечений. В пакете существует несколько физических модулей взаимодействия нейтронов с ядрами и используются различные библиотеки нейтронных данных. Выбор модели взаимодействия определяется конкретной задачей. детально описываются процессы взаимодействия в области термализации. Рассеяние в тепловом равновесии моделируется как в модели одноатомного газа, так и с учетом химических связей в молекулах, жидкостях, кристаллической решетке. Введены модули неаналогового моделирования методом расщепления траекторий, рулетки, изменения функции распределения длин пробегов. Набор геометрических модулей позволяет моделировать перенос в основных геометрических телах и их комбинациях.

Программа BLANK одномерного расчета поля нейтронов создана для моделирования переноса нейтронов в бланкете термоядерного реактора. Особенностью является детальный учет анизотропии упругого рассеяния и неупругих реакций в средах с ис-

точником жестких нейтронов. Программа использует комбинацию метода Монте-Карло при $E_n = 14 \div 0.1$ МэВ и P_1 -приближение для $E_n < 0.1$ МэВ, где степень требований к детальному описанию взаимодействия снижается. Введено моделирование энерговыделения и радиационных повреждений на данном материале. Транспорт нейтронов осуществляется аналоговыми методами. Источник задан с разделяющимися пространственной и энергетической частями. Распределение источника: для плоской геометрии - равномерное, для сферической и цилиндрической геометрии - равномерное и изотропное в заданной центральной области. Варианты источника: моноэнергетический, реакция синтеза с нормальным законом, табулированная функция.

Библиотека модулей [67] ориентирована на расчет переноса нейтронов в тяжеловодных реакторах аналоговыми методами и охватывает значительное множество реакторных конфигураций. Столкновение моделируется как в групповом представлении, так и в непрерывной шкале энергий. Используется система нейтронных констант БНАБ [77]. В тепловой области перенос моделируется в многогрупповом приближении.

Комплекс программ BRAND для расчета переноса нейтронов и гамма-квантов ориентирован на неаналоговое моделирование в трехмерной геометрии. Алгоритмы переноса сконструированы на увеличение вероятности проникновения излучения в направлениях с меньшей оптической толщиной. После каждого взаимодействия в пространство 4π создается многолучевая звезда векторов с определенной дискретностью и по каждому направлению $\vec{\omega}$ на заданном расстоянии ℓ оценивается оптическая плотность τ_i . Если в данном направлении граница области (где рассматривается перенос) находится на расстоянии $\ell_i < \ell$, то значение τ_i пересчитывается $\tau_i = (\ell / \ell_i) \times \tau_i$. Строится угловая плотность $f(\vec{\omega}) = \psi(\tau)$, убывающая с ростом τ . Направление рассеяния определяется по плотности $f(\vec{\omega})$ с введением соответствующей поправки на статистический вес.

В программных кодах МАЛЮТА, MONK, GEM реализовано нетрадиционное представление сечений. В программе МАЛЮТА, ориентированной на расчет пространственно-энергетической задачи о реакторной ячейке, введены точечные данные оцененных сечений. По данной энергии нейтрона сечение находится соответствующей интерполяцией. В программе MONK и GEM полагается, что скорости изменения вероятностей реакций (σ_i / σ_t) меньше скорости изменения полного сечения, что обусловило групповое представление величин (σ_i / σ_t) и точечное задание сечений σ_i . В

программном коде GEM реализован метод максимального сечения.

Код MORSE - многоцелевая трехмерная программа транспорта нейтронов и гамма-квантов. Введены модули расщепления траекторий и рулетки. В программе предусмотрены большие возможности выбора программных детекторов для регистрации энергетических, угловых, временных характеристик потоков нейтронного и гамма-излучения. Предусмотрены режимы нахождения альбедных характеристик поверхностей, исследование временных зависимостей переноса в защите и критических сборках. Комбинаторная геометрия в геометрических модулях позволяет моделировать перенос в реальных объектах очень сложной геометрии.

3.2. Методика расчетов функционалов нейтронных полей методов Монте-Карло в программе МАМОНТ

Программа МАМОНТ реализует перенос нейтронов и накопление функционалов нейтронных полей аналоговым и неаналоговым методами Монте-Карло в задаваемой трехмерной геометрии со сложным элементным составом каждой геометрической зоны [78, 78.a].

Общая характеристика программного кода. В программе МАМОНТ по функциональной организации выделяется четыре уровня: модули инициализации программы; управляющая часть (головная программа); функциональные модули; модули итоговой обработки и представления результатов.

На уровне инициализации выполняются операции настройки программы: подготовка массивов групповых макроконстант, присвоение значений (в т.ч., в рамках правила умолчания), интерпретация директив.

В управляющей части организована работа все программы: вызов инициализирующей части, и, далее, организовано моделирование нейтронных траекторий в цикле, по завершению которого вызываются модули итоговой обработки накопленных статистических данных и осуществляется вывод затребованной информации. Модули итоговой обработки вызываются по достижении заданного числа историй или назначенного времени счета. предусмотрено продолжение счета для набора больших статистик. В функциональных модулях реализованы собственно алгоритмы взаимодействия нейтронов, проведения траекторий и накопления функционалов.

Алгоритмы моделирования переноса нейтронов. при аналоговом подходе расчет нейтронных полей, по существу, сводится к моделированию процесса блуждания нейтрона от его рождения до радиационного поглощения или вылета из системы. Моделируемой величиной является вектор $\vec{R}_i = \{\vec{r}_i, \vec{\Omega}_i, E_i, t_i, w_i\}$, задающий в фазовом пространстве для i -ой траектории координату ее узла, единичный вектор направления, энергию нейтрона с момента его рождения, текущий статистический вес (вводимый для снижения дисперсии при замене поглощения вероятностью рассеяния). Регистрируемые величины представляются как функционалы семейства траекторий R_{ij} , где суммирование производится по числу столкновений i и числу историй j .

Например, если при генерации искомого изотопа его выход в системе определить линейным функционалом

$$I = \sum_k \sigma_k(\vec{x}) F(\vec{x}) d\vec{x}, \quad \vec{x} = \{\vec{r}, E\}, \quad (3.2.1)$$

где $\sigma_k(\vec{x})$ - макросечение генерации; $F(\vec{x})$ - поток, суммирование выполняется по всем k изотопам, генерирующим искомым, тогда выражение (3.2.1) принимает вид (с учетом нормировки на число историй N для получения источника единичной мощности):

$$I = \frac{1}{N} \sum_k \sum_{j=1}^N \sum_i \frac{\sigma_{ki} w_i}{\sigma_i^f}, \quad (3.2.2)$$

где σ_{ki} , σ_i^f - кусочно постоянны, если среда состоит из нескольких однородных областей.

В программе транспорт нейтронов реализуется алгоритмами локальных оценок; но, процессы с малой вероятностью регистрируются в узлах траектории с соответствующим уменьшением статистического веса нейтрона. Анизотропия упругого рассеяния представлена в P_8 -приближении согласно оценкам работы [80]. При неупругом рассеянии возбуждение ядра моделируется на один или несколько дискретных уровней, а при более высоких возбуждениях - в континуум с плотностью уровней [81]:

$$P(E, N, Z) = \left[\sqrt{\pi} / (12\alpha^{1/4} \times E^{5/4}) \right] \exp \left[2\sqrt{\alpha E} \right], \quad (3.2.3)$$

где E - энергия возбуждения ядра, N и Z - число нуклонов и заряд, соответственно; α - параметр плотности состояний. Пусть E_1 - кинетическая энергия нейтрона, E_{cont} - условная граница возбуждения в континуум. Считаем, что случайному числу γ_1 в возможном интервале возбуждений $[E_{\text{cont}}, E_1]$ соответствует энергия E^* :

$$E^* = \gamma_1(E_1 - E_{cont}) + E_{cont} \quad (3.2.4)$$

Для очередного случайного числа γ_2 проверяем выполнение неравенства:

$$P(E^*, N, Z) > \gamma_2 [P(E_1, N, Z) - P(E_{cont}, N, Z)] \quad (3.2.5)$$

При выполнении соотношения (в противном случае процедура повторяется) полагаем $E_x = E^*$ и $E = E_1$ в соотношении (1.1.30) и, далее, энергию вылетающего нейтрона находим по формулам (3.21 - 3.23). Если энергией отдачи ядра можно пренебречь ($A \gg 1$), то энергия вылетающего нейтрона определяется просто:

$$E_2 = E_1 - E^* = (1 - \gamma_1)(E_1 - E_{cont}) \quad (3.2.6)$$

Отметим, что энергия возбуждения E^* разыгрывается как равномерно распределенная в интервале $[E_{cont}, E_1]$. С другой стороны, плотность уровней $P(E^*, N, Z)$ возрастает при увеличении E^* . Чем больше значение γ_1 , тем чаще оно появляется в выборке, что и достигается в сравнении (3.2.5), т.к., величина $\gamma_2 P(E_1, N, Z)$ равномерно распределена по плотности состояний. Рис. 3.2.1 иллюстрирует пояснение: для равных интервалов энергии возбуждения ΔE_1 и ΔE_2 вероятность попадания во второй в $(\Delta P)_2 / (\Delta P)_1$ больше.

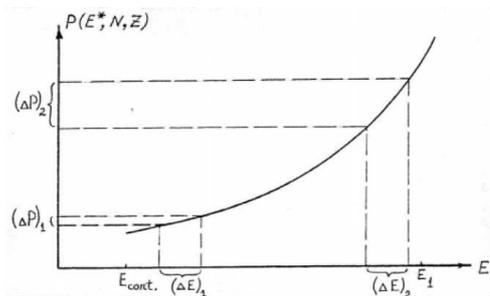


Рис. 3.2.1. К алгоритму моделирования возбуждения в континуум.

В программе реализован алгоритм многократного расщепления траекторий, включаемы по требованию при составлении задания. предусмотрены три режима расщепления: 1) по расстоянию от источника (в задачах глубокого проникновения); 2) по достижении заданной пороговой энергии (в задачах для источника с энергией 14 МэВ); 3) комбинация режимов 1 и 2.

История нейтрона моделируется до достижения заданного энергетического порога. Диффузия учитывается (по требованию) в односкоростном приближении. С целью введения нестационарной кинетики реализована возможность переопределения пороговых энергий начала диффузии в функции от времени жизни нейтрона и его удаления от источника, что эквивалентно учету нестационарных температурных эффектов.

Библиотечный модуль. Модуль входит в инициализирующую часть программы и содержит данные по следующим изотопам и элементам (природная смесь изотопов): ^1H , ^2H , ^3He , ^6Li , ^7Li , В, С, N, O, Na, Mg, Al, Si, S, K, Ca, Mn, Fe. Учтены реакции (n,n), (n,n'), (n, γ) и инклюзивные реакции с образованием трития. Используются данные из файлов ENDL, ENDF/B, JENDL-2, полученные с помощью программы подготовки групповых констант NJOY [82, 83]. Групповые сечения представлены в двух форматах - 38 и 79 групп, при этом, для энергии ниже 0.1 МэВ формат совпадает с границами 28-групповой библиотеки констант БНАБ [77].

Геометрические модули. Предусмотрены следующие определения геометрических зон для задания состава среды: сферически-симметричная слоистая геометрия; цилиндрически-симметричная слоистая геометрия, прямоугольные параллелепипеды, вложенные друг в друга. В настоящей версии определена возможность задания 15 зон и может быть увеличено в соответствие с задачей.

Геометрию источника можно определить как точечную, сферическую или цилиндрическую. Плотность рождения нейтронов равномерна по всему объему или по слою с заданной толщиной. Возможно угловое задание плотности потока нейтронов источника: изотропное, анизотропное в виде табулированных весовых значений в угловых интервалах; в виде δ -функции.

Геометрия программных детекторов допускает регистрацию нейтронов внутри или вне объема любой зоны в средах сферически-слоистой геометрии с центром в данной точке \vec{r} , при этом можно требуемым образом ограничить объем программного детектора: $x_1 \leq x \leq x_2$, $y_1 \leq y \leq y_2$, $z_1 \leq z \leq z_2$. Дополнительные ограничения на регистрацию можно задать и введением телесного угла регистрации с вершиной в точке \vec{r} . Аналогичные возможности определения программного детектора реализуются в средах с геометрией цилиндра и параллелепипеда.

Рассчитываемые функционалы. Предусмотрено накопление и усреднение: функционалов кинетики замедления (среднелогарифмическая потеря энергии, время замедления, длина свободного пробега, число столкновений, возраст), параметров диффузии (длина и время диффузии), спектров утечки и потоков для заданной геометрической поверхности, образование отдельных изотопов по зонам.

Приведем рабочие алгоритмы определения $\overline{\xi(E_k)}$ - среднелогарифмической потери энергии до перехода к диффузии, спектра утечки S_k и числа атомов трития, образовавшихся на данном (ядро типа n) тритий-образующем изотопе в зоне ℓ :

$$\overline{\xi(E_k)} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left(\frac{\sum_{i=1}^{d-1} \xi_i w_i}{\sum_{i=1}^{d-1} w_i} \right) \quad (3.2.7)$$

$$S_k = \frac{f_k \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^{d-1} w_i \times \Delta(r_i - R) \times \Delta(R - \max\{r_0, r_1, r_2, \dots, r_{i-1}\})}{N(E_{k+1} - E_k)} \quad (3.2.8)$$

$$T_n^\ell = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \sum_k f_k \left[\sum_{i=1}^{d-1} w_i P_m(E_i) + w_d P_m(E_d) \right] \delta_n^m \delta_\ell^t \quad (3.2.9)$$

где k - фиксированный индекс энергетической группы; i - текущий индекс траектории замедления и ее узлы; $i = 1 \div (d - 1)$; d - индекс перехода (случайное число) к диффузии; t - текущий индекс зоны, которой принадлежит текущий узел траектории замедления (или точка поглощения при диффузии); f_k - статистический вес k -ой энергетической группы в спектре источника (при нормировке $\sum_k f_k = 1$). $\Delta(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases}$ - функция

единичного скачка Хевисайда; r_i - модуль радиус-вектора точки пересечения i -ой траектории (или ее продолжения) рассматриваемой геометрической поверхности; $P_m(E_i)$ и $P_m(E_d)$ - вероятности каналов реакций с образованием трития на ядре типа m при замедлении и диффузии, соответственно. δ_n^m и δ_ℓ^t - символ Кронекера.

3.3. Моделирование функционалов нейтронных полей по базовым интегральным экспериментам с делительным спектром источника

Оценку качества работы программных модулей принято проверять, воспроизводя известные базовые интегральные эксперименты, являющиеся реперными, такие, как эксперименты типа "benchmark", основные требования к которым изложены в работе [84]. Полнота экспериментальной информации, упрощенная геометрия позволяют достаточно точно численно воспроизвести эксперимент для верификации программ [79, 79.a].

По программе МАМОНТ осуществлено моделирование спектров нейтронного излучения по базовым экспериментам с шарами из железа и полиэтилена, а также по

определению сечения увода под порог деления ^{238}U [79, 79.a]. Результаты расчетов сравниваются с расчетами по программам РОЗ-6.3 и ANISN для тех же экспериментов. Выбор этих экспериментов продиктован широким применением данных веществ в ядерно-физических исследованиях и большой информативностью спектров, как дифференциальных характеристик исследуемых веществ, благодаря чему проверка результатов расчетов производится во всем энергетическом диапазоне экспериментального спектра.

Расчеты спектров нейтронного излучения железных сфер. Моделирование спектров нейтронов утечки из железных сфер с радиусами 10-35 см и центральным источником ^{252}Cf осуществлена по данным экспериментальной работы [85].

При расчетах по программе МАМООНТ групповое усреднение спектра источника произведено согласно работе [37] в виде:

$$\varphi(E) = \left(2 / \sqrt{\pi T^3}\right) E^{1/2} \exp(-E/T), \quad T = 1.402 \text{ МэВ} \quad (3.3.1)$$

Источник полагается точечным и изотропным. Данное представление источника использовано также и в расчетах спектров нейтронов утечки из полиэтиленового шара и пропускания нейтронов для определения сечения увода под порог деления ^{238}U .

При расчетах по программе РОЗ групповые веса спектра источника приняты, как и в работе [77], при среднем числе нейтронов деления $\nu = 3.746$.

Результаты расчетов нейтронных спектров в виде $\varphi(E) \times E 4\pi R^2$ по программам МАМООНТ, РОЗ, ANISN (использована библиотека констант EURLIB/4) и экспериментальные измерения (погрешность не более 15%) представлены на рис.3.3.1 [79, 79.a]. Спектры нормированы на мощность источника $1 \cdot 10^9$ нейтрон /с.

Расчетные значения спектров (подробно проанализированы в работе [79.a]), в основном, занижены в сравнении с экспериментальными. При радиусе до ~20 см для $E_n \geq 1$ МэВ значения МАМООНТ дают существенно лучшее соответствие экспериментальным данным. В интервале энергий (0.45-1.0) МэВ, а также при увеличении радиуса значения МАМООНТ и программы РОЗ примерно одинаковые. Относительные погрешности групповых значений спектров по МАМООНТ примерно соответствует интегральным для соответствующих энергетических интервалов спектров, полученных в расчетах по ANISN.

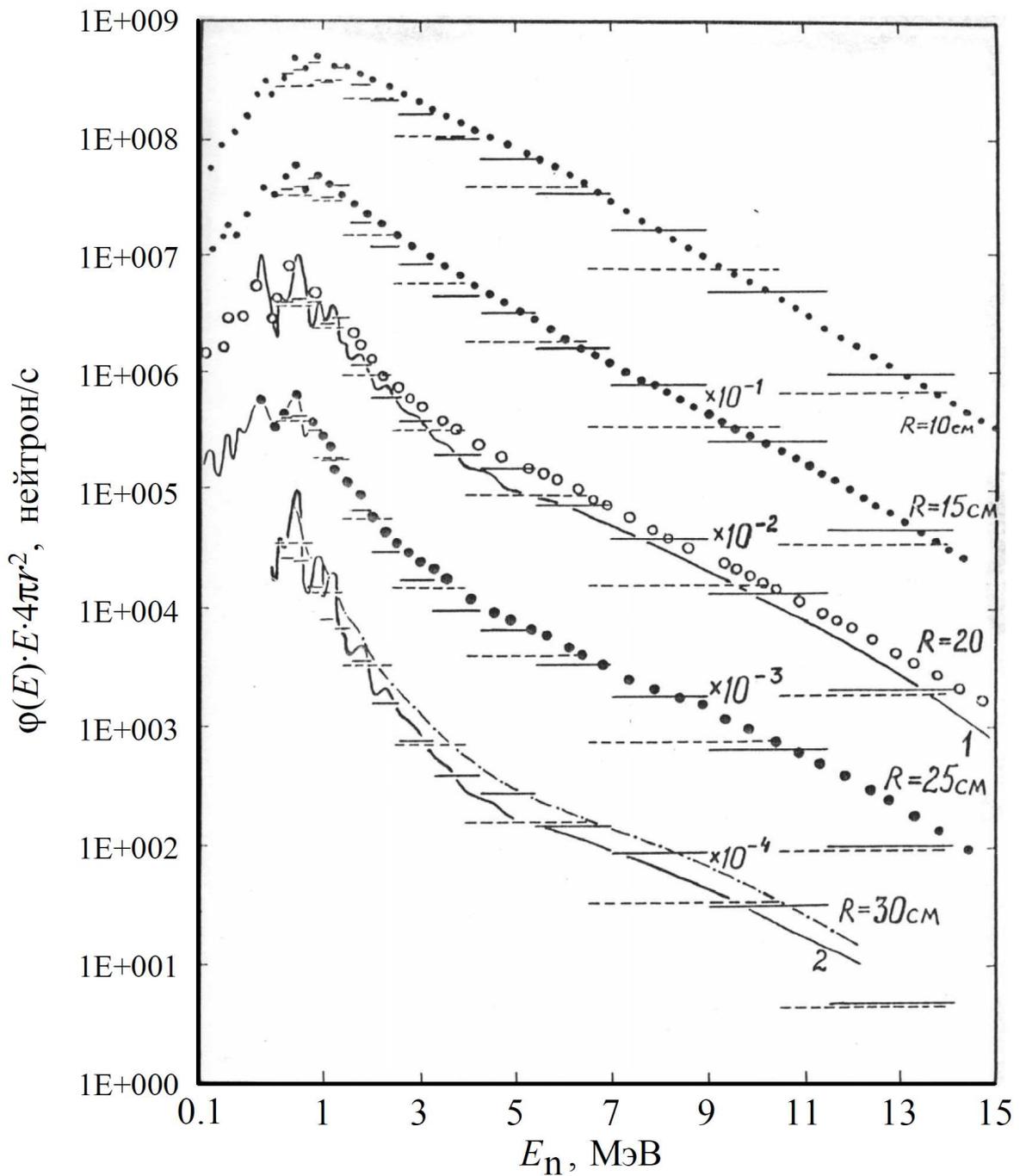


Рис.3.3.1. Спектры нейтронного излучения, выходящего из железных шаров с радиусами 10, 15, 20, 25 и 30 см: ———— - расчет по МАМОНТ; - - - - - расчет по РОЗ; сплошная волнистая - расчет по ANISN; ●, ○, - . - . - эксперимент [79, 79.a].

Спектры нейтронного излучения из полиэтиленовой сферы. Моделирование спектров нейтронов утечки из полиэтиленового шара (CH_2 , $\rho = 0.9 \text{ г/см}^3$, в центре шара установлен источник ^{252}Cf) проведено в работе [79, 79.a] по данным [86].

Расчетные значения спектра (для МАМОНТ в энергетическом диапазоне $1 \cdot 10^{-4}$ - 14.1 МэВ, для РОЗ - в интервале $2.5 \cdot 10^{-7}$ - 14.0 МэВ) и экспериментальные результаты

(погрешность: для $E_n < 20$ кэВ не более 50%, для $E_n > 50$ кэВ - не более (10-20)% приведены на рис.3.3.2. Спектры нормированы на мощность источника $1 \cdot 10^9$ нейтрон /с. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

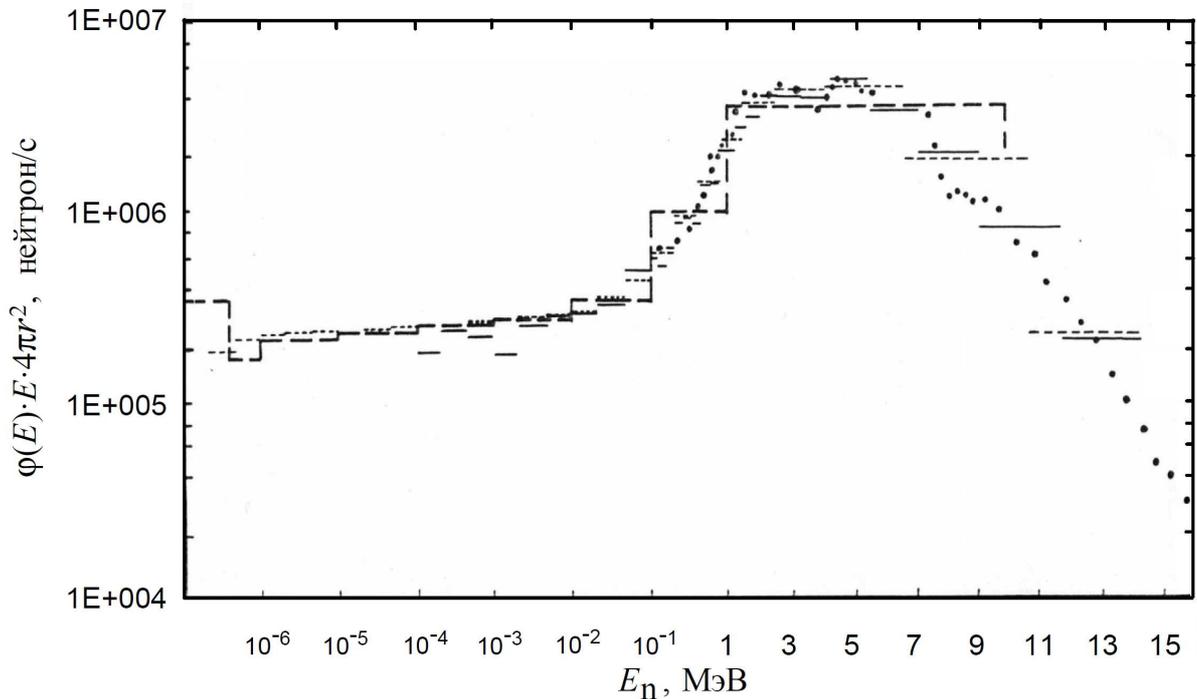


Рис.3.3.2. Спектры нейтронного излучения, выходящего из полиэтиленового шара радиусом 30 см; отрезки сплошной линии - расчет по МАМОНТ; отрезки пунктирной линии - расчет по РОЗ; ● и гистограмма пунктиром - результаты измерений по двум экспериментальным методикам [79, 79.a].

Расчет пропускания нейтронов в эксперименте определения сечения увода под порог деления ^{238}U . Моделирование пропускания нейтронов произведено в [79.a] согласно данным эксперимента [87] в сферической геометрии (см. рис. 3.3.3) в зависимости от толщины слоя исследуемой сферы, окруженной плотно примыкающими камерами деления со слоями ^{238}U . Материал исследуемой сферы - железо стенок камеры - сталь.

Величина пропускания T рассчитывалась по формуле:

$$T = \frac{\left[\sum_i (\sigma_f^8)_i \times \varphi_i \times \Delta E_i \right] \text{ с исследуемой сферой}}{\left[\sum_i (\sigma_f^8)_i \times \varphi_i \times \Delta E_i \right] \text{ без исследуемой сферы}}, \quad (3.3.2)$$

где i - индекс суммирования по энергетическим группам; σ_f^8 - сечение деления ^{238}U , ΔE - ширина энергетической группы.

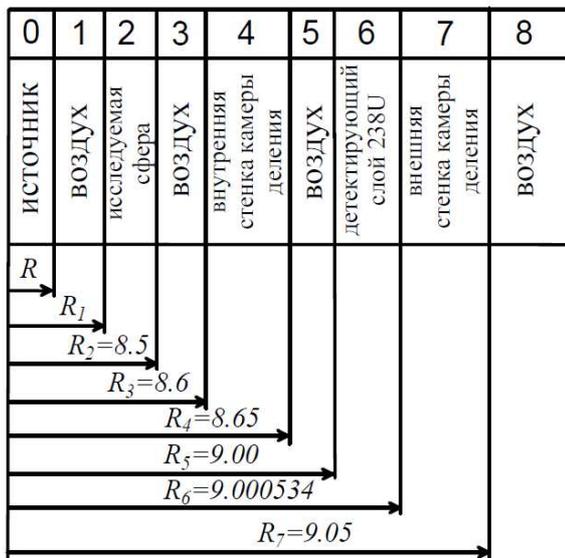


Рис 3.3.3. Схема экспериментальной геометрии с порядком расположения зон и их радиусом, см.

Экспериментальные значения пропускания (для каждой толщины исследуемой сферы) пересчитываются в идеальную геометрию (когда детектор удален на бесконечное расстояние и не сказывается угловые размеры источника, сферы и эффект угловой зависимости чувствительности исключается).

Данные экспериментальные проблемы в расчетах по МАМОНТ исключались заданием 100%-ой чувствительности "программного" детектора при достижении зоны 6. Расчеты для трех толщин железных сфер: $\Delta R = 1.0, 3.0, 4.9$ см (на рис. 3.3.3 $R_1 = 7.5; 5.5; 3.6$ см, соответственно), относительные погрешности расчетов к экспериментальным значениям приведены в табл. 3.3.1 (где T_3 - экспериментальное пропускание, T_p^M, T_p^P - расчет по МАМОНТ и РОЗ, соответственно).

Таблица 3.3.1

Сравнение расчетных и экспериментальных значений пропускания

| $\Delta R, \text{ см}$ | T_3 | $T_p^{\text{МАМОНТ}}$ | $T_p^{\text{РОЗ}}$ | $\frac{(T_p^{\text{МАМОНТ}} - T_3)}{T_3} \times 100\%$ | $\frac{(T_p^{\text{РОЗ}} - T_3)}{T_3} \times 100\%$ |
|------------------------|-------------|-----------------------|--------------------|--|---|
| 1 | 0.939±0.003 | 0.925 | 0.805 | -1.49 | -14.3 |
| 3 | 0.800±0.003 | 0.764 | 0.726 | -4.50 | -9.27 |
| 4.9 | 0.684±0.002 | 0.632 | 0.697 | -7.60 | -1.94 |

3.4. Моделирование функционалов переноса нейтронов по базовым интегральным экспериментам с термоядерным спектром источника

Моделирование переноса нейтронов с $E_n = 14$ МэВ в воде. В работе [79.a] представлены результаты расчета спектров рассеянных нейтронов от точечного изотропного моноэнергетического (14 МэВ) источника, помещенного в центр шаров с радиусами от 5.2 до 73.4 см. В работе [88] проведены расчеты по программе SORS, с которой авторами достигнуто хорошее согласие в моделировании данного эксперимента.

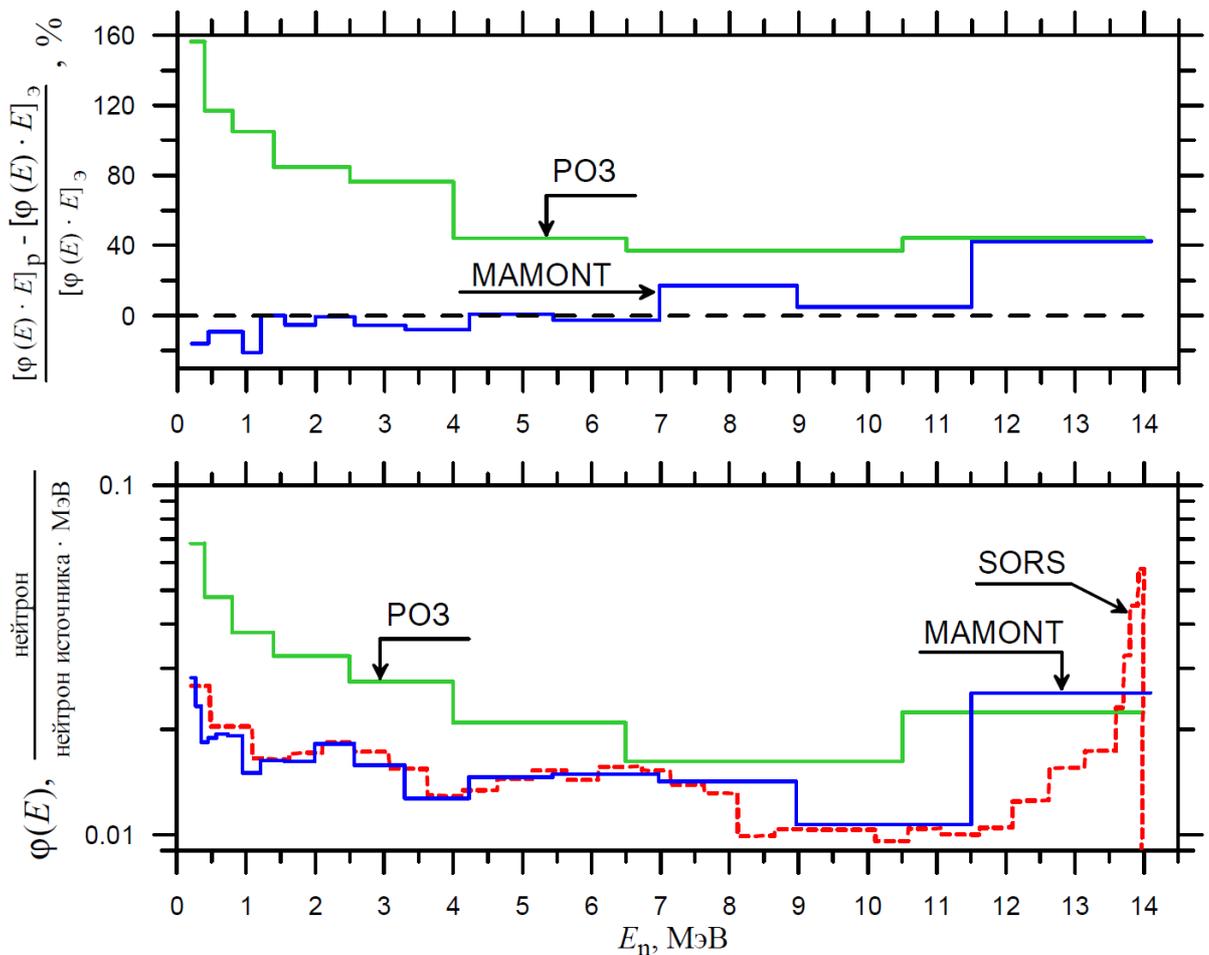


Рис.3.4.1. Нижний рисунок: спектр утечки рассеянных нейтронов для водяного шара с $R=31.4$ см. Верхний рисунок: относительные отклонения (%) спектров по МАМОНТ и РОЗ от данных SORS; - - - - уровень нулевого отклонения.

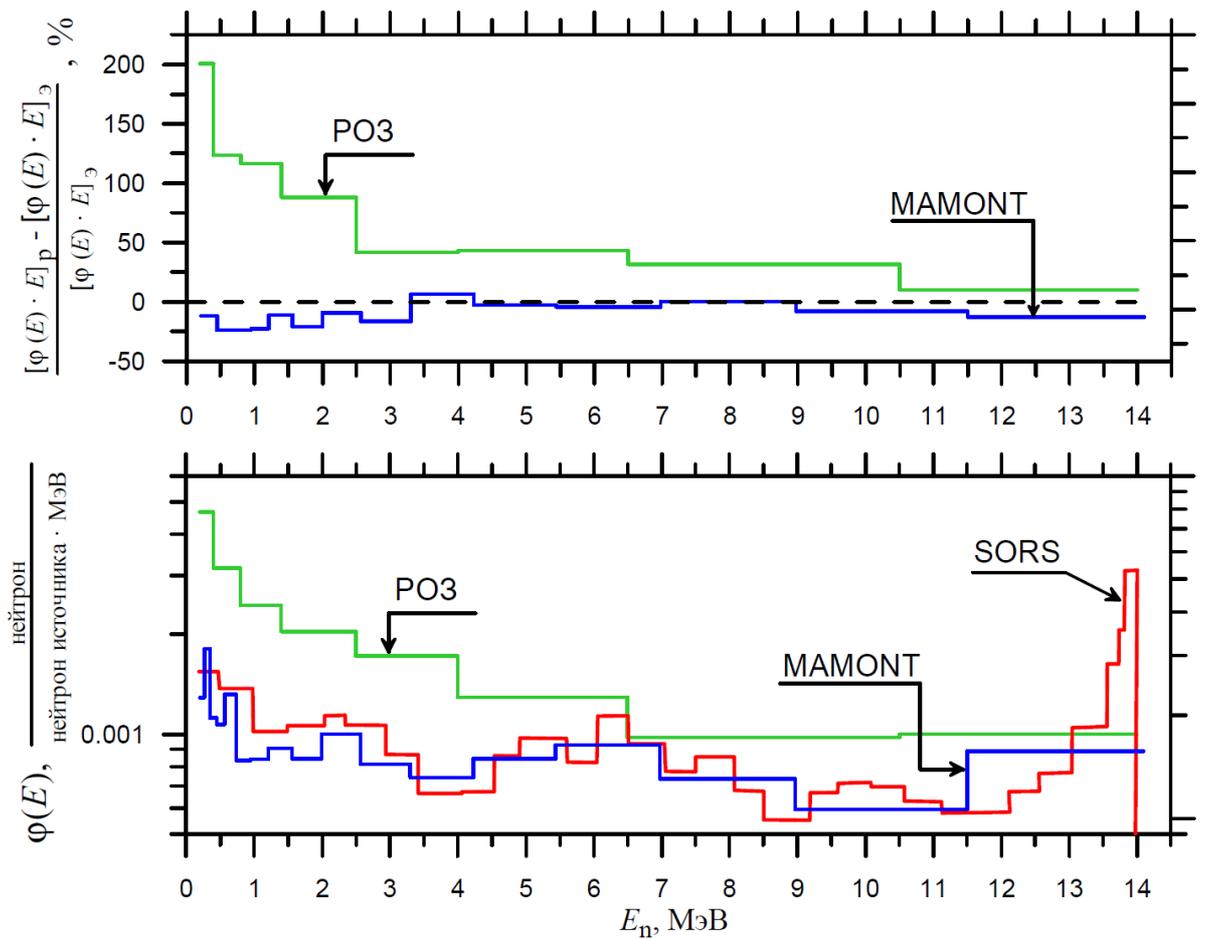


Рис.3.4.2. Внизу: спектр утечки рассеянных нейтронов для водяного шара с $R=73.4$ см. Вверху: относительные отклонения (%) спектров по МАМОНТ и РОЗ от данных SORS; - - - - - уровень нулевого отклонения.

Проведенные по программе МАМОНТ расчеты спектров в сопоставлении с результатами расчетов по РОЗ и SORS для источника 14 МэВ при радиусе $R=31.4$ и 73.4 см представлены в нижней части на рис. 3.4.1 и 3.4.2 [79.a]. В расчетах исключен вклад в спектры нейтронов, выходящих из сфер без столкновений, как и в работе [88]. На рисунках в верхней части представлены относительные отклонения результатов по МАМОНТ и РОЗ от данных SORS. Расчеты по МАМОНТ находятся в лучшем согласии с SORS. Отметим, что получаемые значения спектров очень чувствительны к первому столкновению (при $E_n = 14$ МэВ), что накладывает жесткие требования к его моделированию.

Моделирование спектров нейтронов от $T(d,n)\alpha$ -реакции и накопления трития в литиевой среде. При исследовании возможности использования литиевого blankets в

качестве blankets нейтронов с целью создания яркого источника для нейтринных исследований [14] проведено моделирование направленных спектров утечки нейтронов и скорости накопления трития в сферической литиевой сборке [89, 90] по материалам базового интегрального эксперимента в Карлсруэ [91].

Экспериментальная сборка - сфера диаметром 1 м из натурального металлического лития в тонкой стальной оболочке (рис.3.4.3).

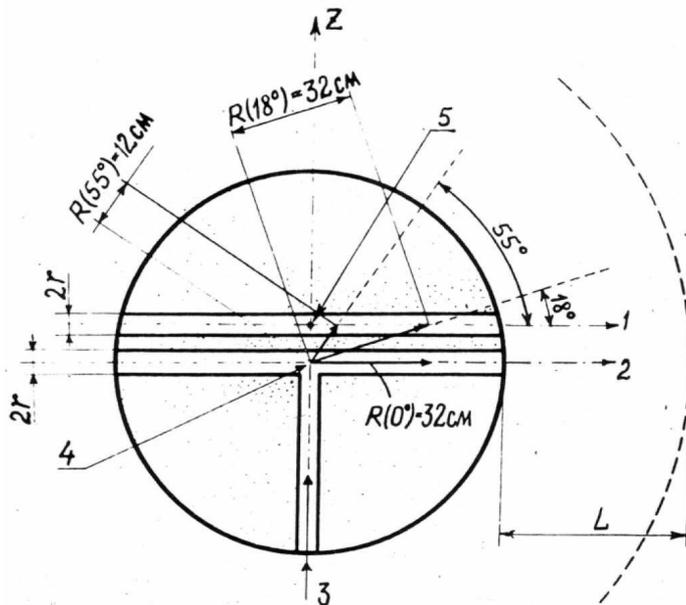


Рис.3.4.3. Схема экспериментальной

сборки: 1 - ось регистрации направленных спектров утечки только для рассеянных нейтронов 2 - ось регистрации направленного спектра для нейтронов прямого пролета и рассеянных под углами, близкими к 0° ; 3 - пучок дейтронов; 4 - тритиевая мишень в центре сферы ($z = 0$); 5 - точка z_1 .

В экваториальной плоскости проведено два канала: первый проходит через центр сферы, второй сдвинут на 10 см параллельно первому. Третий канал соединяется с первым в виде буквы "Т" и позволяет вставлять внутрь трубку нейтронного генератора и таким образом устанавливать источник с $E_n \approx 14$ МэВ ($T(d,n)\alpha$ -реакция) При измерениях в первый и второй каналы вводили до определенных значений радиусов литиевые цилиндры соответствующей длины. Направленные спектры нейтронов измерялись методом времени пролета, скорость накопления трития - по активации маленьких пробников Li_2CO_3 в каналах.

Моделирование спектров нейтронов утечки и накопления трития в программе МАМОНТ осуществлено в сферической геометрии, близкой к принятой в [91]. Расчеты по МАМОНТ осуществлено при допущениях, принятых авторами эксперимента при моделировании, которое они провели по аналитической программе DTK.

Вводятся четыре зоны: 1) источник ($R = 0 \div 3$ см); 2) литий ($R = 3 \div 50$ см); 3) стальная оболочка ($R = 50 \div 50.6$ см); 4) воздух ($R > 50.6$ см). Как и в [91] приняты допущения: сталь оболочек заменена чистым железом; третий канал в расчетах не учитывается; источник - сфера ($R = 1.7$ см). Четвертая зона введена для учета в методике расчета пролетной базы в 10 м.

Алгоритм регистрации нейтронов программы МАМОНТ при накоплении направленных спектров реализован в приближении аксиальной (относительно оси пучка дейтронов) симметрии нейтронного поля в экспериментальной сборке. В расчетах не учитывалось нарушение симметрии вызванное стальными оболочками каналов и литиевых цилиндров, существенное для направленных спектров лишь под углами близкими к 90° .

Назовем ось аксиальной симметрии - осью Z (см. рис. 3.4.3). Центр литиевой сферы совместим с нулем оси Z . В алгоритме программной реализации нейтронов утечки направленного спектра под углом 0° для радиуса R последовательно проверяются выполнение следующих условий: 1) для регистрации необходимо, чтобы нейтрон пересек поверхность сферы с радиусом R ; 2) Z -координата точки пересечения должна быть в интервале $(-r, r)$, где r -радиус каналов для наблюдения направленных спектров ($r = 3$ см); 3) проверка по Z на базе пролета L : Z -координата точки пересечения сферы с радиусом $(R \div L)$ должна быть также в интервале $(-r, r)$; 4) продолжение данной траектории должно попадать в источник, т.е., проходить от т. $Z = 0$ на расстоянии не более 1.7.см согласно геометрии установки. При этом, из числа рассеянных нейтронов регистрируются только нейтроны, распространяющиеся в пределах телесного угла регистрации и нейтроны прямого пролета.

При регистрации только рассеянных нейтронов в условиях 2) и 3) пределы по Z заменяются на $(z_1 - r) \div (z_1 + r)$, где r - координата пересечения осью второго канала оси Z . Условие 4) преобразуется в требование: продолжение траектории должно проходить заданного расстояния d (в расчетах $d = r = 3$ см) от точки z_1 оси Z . Этим требованием на оси второго канала выделен телесный угол для регистрации.

Расчеты спектров и накопление трития проведены с учетом анизотропии (сетка на 32 угловых интервала) экспериментального спектра источника.

Сложности в моделировании термоядерных спектров методом Монте-Карло обусловлены проблемами в наборе статистики в спектральное распределение до пика. Поэтому, введен режим многократного расщепления траекторий для нейтронов только из "пика" при их замедлении ниже заданной пороговой энергии ($7 \div 9$) МэВ. Число ветв-

лений пропорционально исходному статистическому весу нейтрона. Последующие расщепления включаются при условии: продолжение траектории должно пересекать источник и детектор в пределах телесного угла регистрации. Начиная с третьего расщепления требуется еще и удаление от источника на заданный радиус. Обработка дерева траекторий реализована по лексикографической схеме. Изложенный алгоритм позволил определить вклад нейтронов с $E_n \approx 14$ МэВ в интервале (1÷8) МэВ.

Расчеты проводились в групповом представлении: в интервале (15.15÷2.0) МэВ - 46 групп, (2.0÷0.94) МэВ - 3 группы. Групповые константы с помощью кода NJOY [82] получены из библиотеки JENDL-2 [92].

Неупругое рассеяние моделировалось в представлении: для ${}^6\text{Li}$ при $E_n > 2$ МэВ - континуум с изотропным в с.ц.м. рассеянием; а для ${}^7\text{Li}$ также учтен 1-й уровень возбуждения. В реакции ${}^7\text{Li}(n, \alpha T)n'$ задан порог 3.4 МэВ; энергетическое распределение вторичных нейтронов - согласно данным ENDL-83 [93].

Проведены расчеты направленных спектров нейтронов утечки под углом: 0° для радиусов $R = 10.5$ см (рис.3.4.4), $R = 32$ см (рис.3.4.5) и $R = 50$ см (рис.3.4.6); 18° для $R = 32$ см (рис.3.4.7). Результаты расчета сравниваются с экспериментальными данными и расчетами по программе DTK в транспортном приближении T_1 и T_5 . Расчеты хорошо воспроизводят спектр в пике ($E_n \approx 10\div 15$ МэВ) для $R = 10.5$ см/ 0° и 32 см/ 0° . При $R = 50$ см/ 0° расчетный пик превышает экспериментальный в два раза (в [91] - превышение в 5 и 1.4 раза для T_1 и T_5 приближений, соответственно). При энергии ниже пика результаты по МАОНТ и DTK находятся примерно, в одинаковой степени согласия с экспериментом. Для $R = 32$ см/ 18° по МАМООНТ воспроизведен "провал" в распределении при $E_n \approx 10\div 11$ МэВ.

Расчет накопления трития в МАМООНТ реализован при локальной оценке и представлен в функции от радиуса на рис. 3.4.8 в сравнении с [91], где расчетная скорость образования трития завышена на 35%: из них 28% завышения дает ${}^7\text{Li}$, а 7% - от ${}^6\text{Li}$.

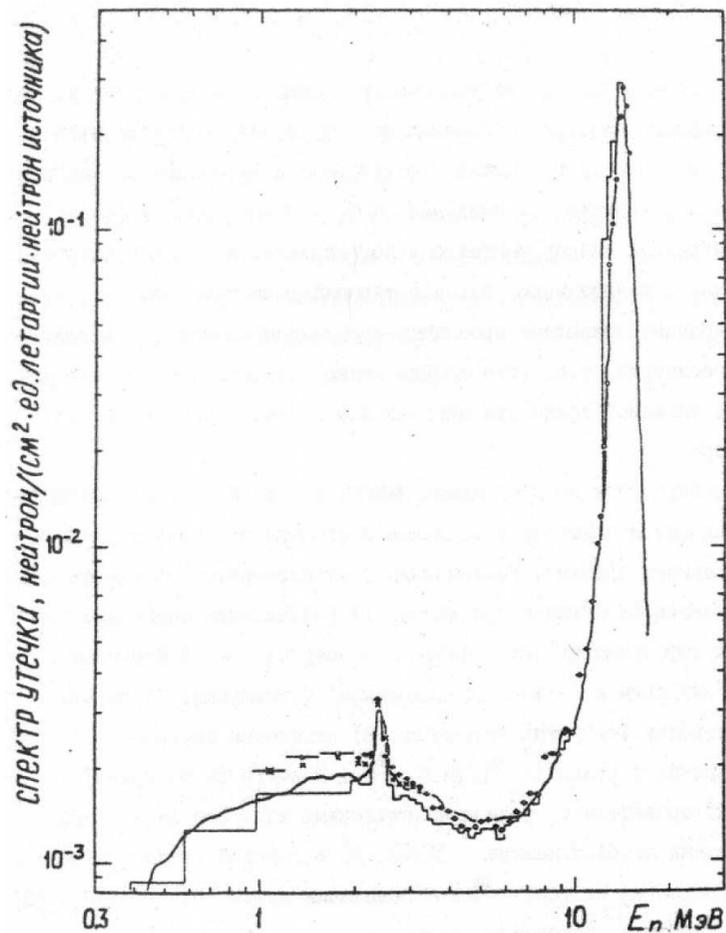


Рис.3.4.4. Спектр нейтронов утечки по углом 0° для $R=10.5$ см; \sim - эксперимент; \circ , \ominus - расчет МАМОHT (библиотека JENDL); \times - расчет МАМОHT (библиотека ENDF\B); \square - расчет DTK (T_1 -приближение).

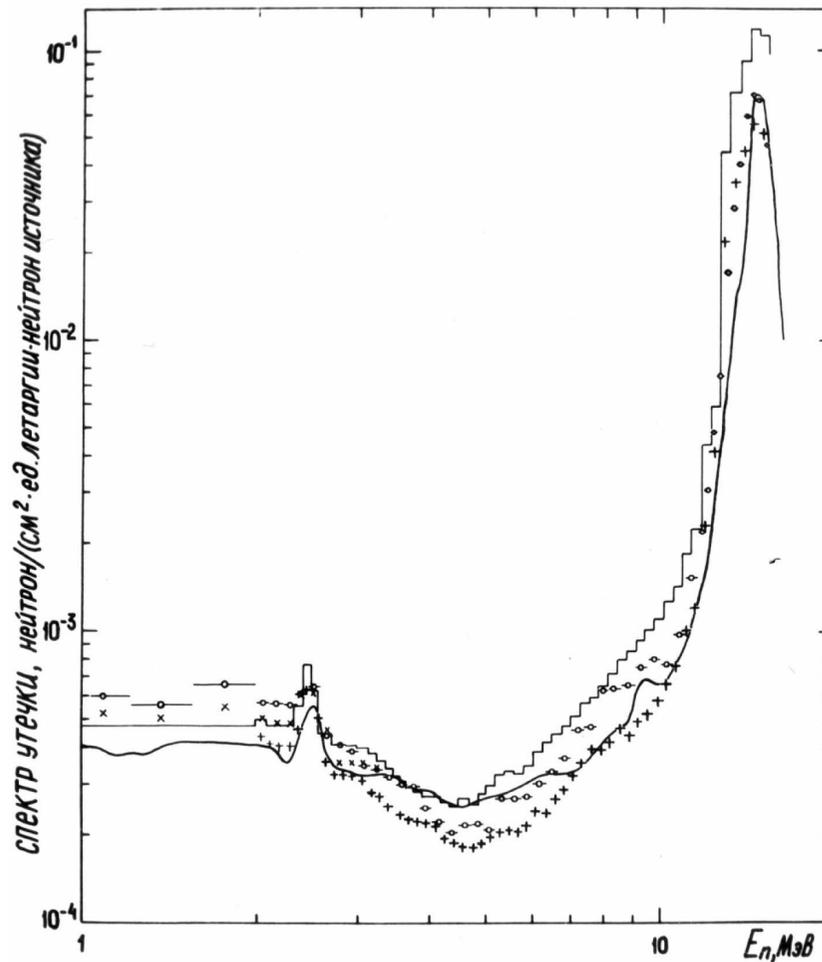


Рис.3.4.5. Спектр нейтронов утечки по углом 0° для $R=32$ см; \sim - эксперимент; \circ , \ominus - расчет МАМОHT (библиотека JENDL); \times - расчет МАМОHT (библиотека ENDF\B); \square , $+$ - расчет DTK (T_1 и T_5 -приближение, соответственно).

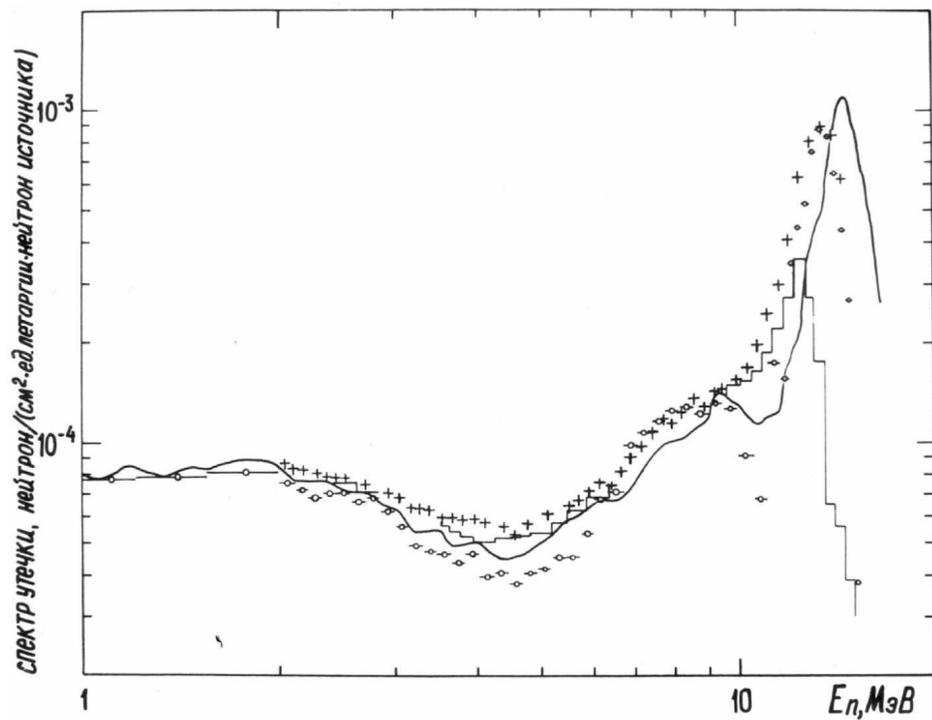


Рис.3.4.6. Спектр нейтронов утечки по углом 18° для $R=32$ см;
 \sim - эксперимент; \circ , \ominus - расчет МАМОНТ (библиотека JENDL);
 \times - расчет МАМОНТ (библиотека ENDF\B); --- , $+$ - расчет ДТК (T_1 и T_5 -приближение, соответственно).

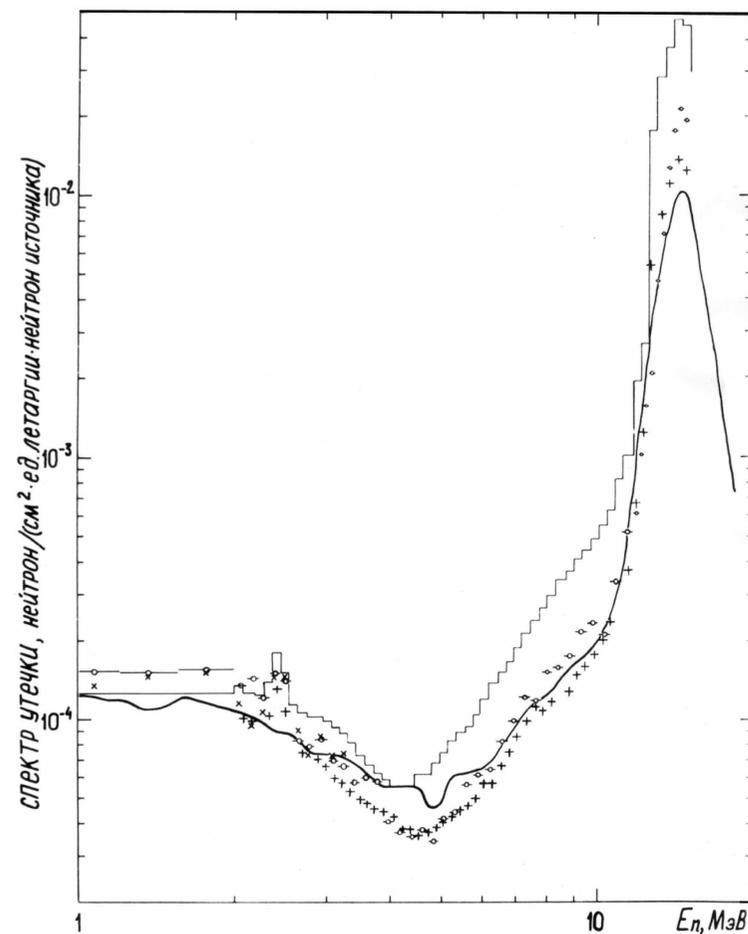


Рис.3.4.7. Спектр нейтронов утечки по углом 0° для $R=50$ см;
 \sim - эксперимент; \circ , \ominus - расчет МАМОНТ (библиотека JENDL);
 \times - расчет МАМОНТ (библиотека ENDF\B); --- , $+$ - расчет ДТК (T_1 и T_5 -приближение, соответственно).

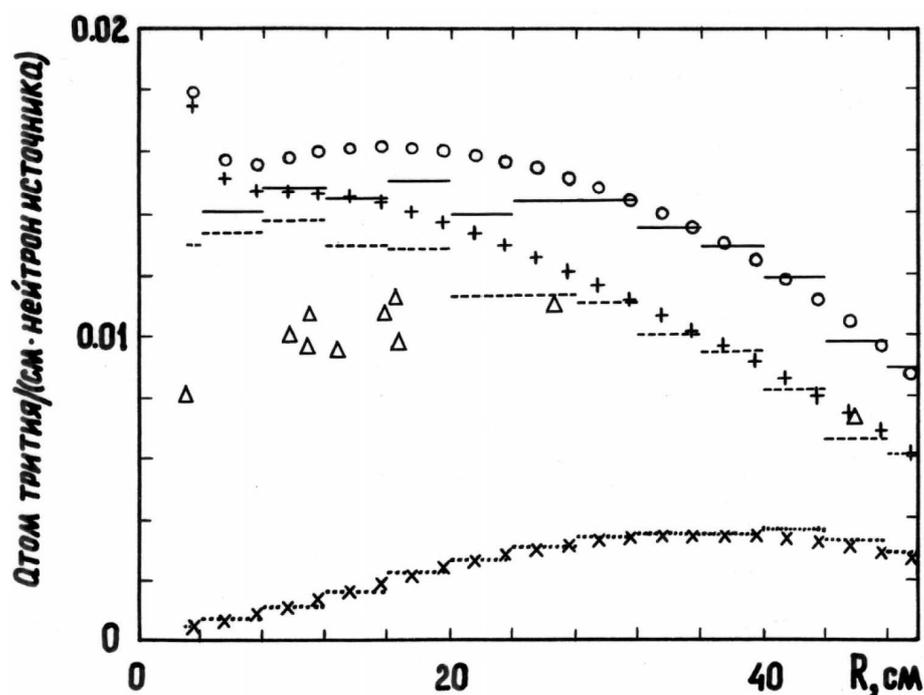


Рис. 3.4.8. Скорость образования трития в зависимости от расстояния от центра шара. Суммарное накопление ЗН на изотопах ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$: Δ - эксперимент; отрезки сплошной линии - МАМОНТ; \circ - ДТК; Образование ${}^3\text{H}$ в реакции ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha){}^3\text{H}$: - - - - расчет по МАМОНТ; + - ДТК; Образование ${}^3\text{H}$ в реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$: \bullet - МАМОНТ; \times - ДТК.

Скорость образования трития на ${}^7\text{Li}$ в расчете по МАМОНТ ниже, чем по программе ДТК (с константами ENDF\B-III) и ближе к экспериментальной. Улучшение результатов достигнуто благодаря использованию сечений из библиотеки JENDL, где данные сечения несколько ниже. Завышенные расчетные значения скорости накопления трития обусловлены завышением потока нейтронов, рассеянных на большие углы, что ведет к превышению (с сравнении с экспериментом) скалярного потока нейтронов.

Полученные в расчетах по программам МАМОНТ и ДТК результаты находятся примерно, в одинаковом согласии с экспериментом. Расхождения определяются, в основном, следующими факторами: 1) расхождение оцененных значений дифференциальных сечений при энергии 14 МэВ с реальным (спектры чувствительны к первому столкновению); 2) анизотропия неупругих процессов; 3) завышением сечения образования трития в реакции ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha){}^3\text{H}$.

Выводы к главе 3

Моделирование переноса излучений составляет большой кластер задач, возникающих в большой части проблем науки и подлежащих решению. Процесс переноса

излучений является статистическим и применяемые методы Монте-Карло являются универсальным и эффективным инструментом их решения. В главе дан краткий обзор методов статистического моделирования переноса нейтронов реакторного диапазона энергий в сложных многокомпонентных средах. Большое внимание именно к этому диапазону энергий обусловлено задачами создания эффективного антинейтринного источника на основе литиевого blankets.

Стохастическая природа транспорта нейтронов накладывает жесткие требования к заданию вероятностных распределений для адекватного воспроизведения взаимодействия с ядрами среды. Необходимым условием решения таких задач верифицированное константное обеспечение расчетов. Кратко описаны аналоговые и неаналоговые алгоритмы переноса нейтронов.

В сложных случаях (при расчете статистических процессов с малой вероятностью, но с большим числом различных исходов (например, в сложных геометриях) необходимо применять комбинации аналогового, неаналогового моделирования и статистических оценок.

Математическая постановка задачи о расчете различных функционалов нейтронных полей, необходимость прослеживания зависимостей накапливаемых функционалов от интересующих переменных, возможность вводить изменения в накопление данных - все это определило организацию и характерные особенности программы расчета переноса нейтронов МАМОНТ (MAMONT - MAtheMatical MOdeling of Neutron Trajectories). Программа реализует перенос нейтронов при энергии от 15 МэВ до тепловой и далее, моделируется диффузия. Предусмотрены источники с делительным и термоядерным спектрами. Функционалы накапливаются локально. Транспорт нейтронов реализован аналоговыми и неаналоговыми методами (расщепление, перенос и отражение траекторий).

Верификация программы и проверка эффективности расчетов проведены на основе базовых интегральных экспериментов. По всем проведенным расчетам достигнуто хорошее согласие с экспериментальными результатами. Проведены расчеты по базовым экспериментам с делительным спектром источника по определению спектров утечки нейтронов из полиэтиленового, железного шаров, пропускания нейтронов в эксперименте по нахождению сечения увода под порог деления ^{238}U . Воспроизведены базовые эксперименты с термоядерным спектром по определению спектров утечки нейтронов из литиевых сфер и скорости накопления трития в функции от радиуса. про-

грамма также применялась для моделирования переноса и регистрации нейтронов в действующей установке с гелиевыми детекторами.

В результате верификации по базовым интегральным экспериментам получено, что согласие расчетов с экспериментальными результатами не уступает, а в ряде случаев и лучше достигнутого в других известных программах для моделирования переноса нейтронов, что позволяет использовать программу МАМОНТ для исследования нейтронных полей.

Авторские результаты, изложенные в данной главе, опубликованы в работах [78, 78.а, 79, 79.а, 89, 90, 94].

ГЛАВА 4

ЛИТИЕВЫЙ АНТИНЕЙТРИННЫЙ ИСТОЧНИК (ЛИТИЕВЫЙ БЛАНКЕТ)

В качестве интенсивного источника антинейтрино традиционно используется ядерный реактор. Реакторный антинейтрино возникают при β^- -распаде ядер-продуктов деления в активной зоне. Однако, спектр реакторных антинейтрино характеризуется резким спадом при увеличении энергии, что является значительным недостатком для нейтринных исследований, особенно при регистрации пороговых реакций и исследовании осцилляций.

4.1. ЖЕСТКИЙ АНТИНЕЙТРИННЫЙ ИСТОЧНИК С НЕУПРАВЛЯЕМЫМ СПЕКТРОМ

Интенсивный антинейтринный источник с довольно жестким спектром может быть создан на основе литиевого blankets и ядерного реактора. Нейтроны, попадая из активной зоны реактора (AZ) в расположенный рядом blanket захватываются изотопом ${}^7\text{Li}$ с образованием короткоживущего ($T_{1/2} = 0.84$ с) радиоактивного изотопа ${}^8\text{Li}$ с жестким $\tilde{\nu}_e$ -спектром (рис.4.1.1) [95].

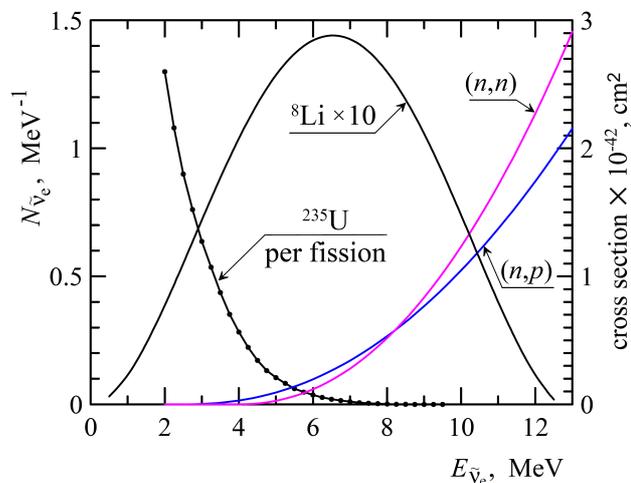


Рис.4.1.1. Спектры антинейтрино от ${}^8\text{Li}$ и смеси ядер-продуктов деления ${}^{235}\text{U}$ тепловыми нейтронами [95] (левая вертикальная ось) и зависимость сечения $(\tilde{\nu}_e, d)$ -реакции в (n,p) -нейтральном и (n,n) -заряженном каналах (правая ось).

Итоговый антинейтринный спектр становится более жестким и определяется характеристиками blankets. Такой комбинированный $\tilde{\nu}_e$ -источник характеризуется неуправляемым $\tilde{\nu}_e$ -спектром. Сечение взаимодействия антинейтрино в рассматриваемом (реакторном) интервале энергий пропорционально E_{ν}^2 . Поэтому, ужесточение $\tilde{\nu}_e$ –

спектра обеспечит дополнительный рост счета в детекторе. Резкое падение антинейтринного спектра от основных топливных элементов ядерного реактора (^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U , ^{241}Pu) сильно снижает вероятность регистрации антинейтрино с учетом квадратичной зависимости сечения взаимодействия от энергии. Проблема осложняется тем, что регистрируемые реакции на протоне и дейтроне являются пороговыми (пороги реакций: $E_{\bar{\nu},p}=1.8$ МэВ, $E_{n,p}=2.53$ МэВ, $E_{n,n}=4.00$ МэВ). Литиевый антинейтринный спектр хорошо определен в отличие от реакторного $\tilde{\nu}_e$ -спектра. Преимущества литиевого $\tilde{\nu}_e$ -спектра в сравнении с быстро спадающим суммарным $\tilde{\nu}_e$ -спектром ядер-продуктов деления основных компонентов делящегося материала очевидны.

Эффективность литиевого бланкета. Одно из основных требований к бланкету заключается в том, чтобы обеспечить захват достаточного числа нейтронов с образованием радиоактивного ^8Li , т.е., требование эффективности (продуктивности) бланкета. На рис.4.1.2 представлены суммарные $\tilde{\nu}_e$ -спектры (от активной зоны плюс от литиевого бланкета) для различных КПД бланкета, равного числу образовавшихся изотопов ^8Li на одно деление в активной зоне.

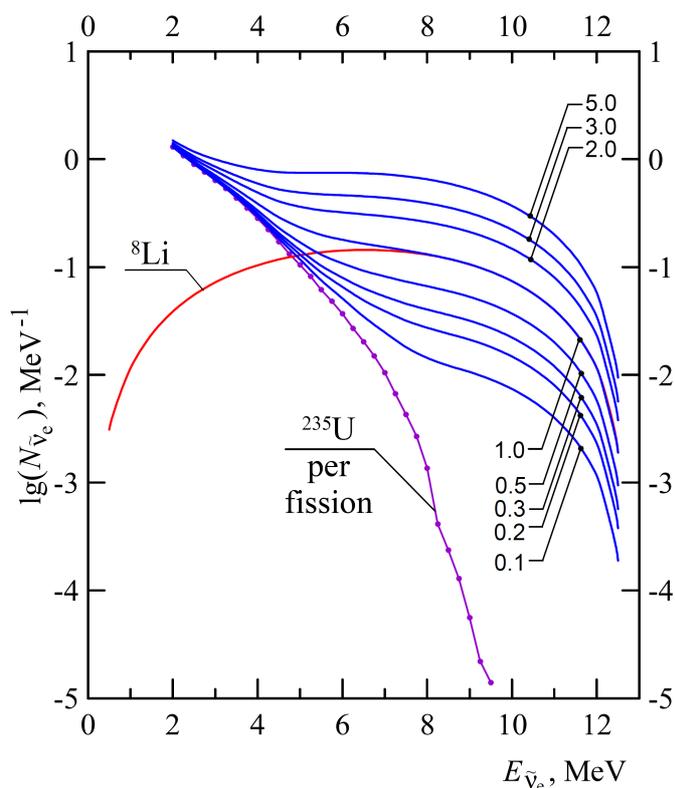


Рис.4.1.2. $\tilde{\nu}_e$ -спектры от активной зоны, литиевого бланкета и суммарные:

— суммарные $\tilde{\nu}_e$ -спектры от активной зоны плюс литиевый бланкет при различной эффективности бланкета (значения на указателях); — $\tilde{\nu}_e$ -спектр ^8Li ;
 — $\tilde{\nu}_e$ -спектр ^{235}U [95].

Ясно, что комбинированный $\tilde{\nu}_e$ -источник (активная зона плюс литиевый бланкет) обеспечивает жесткое излучение уже при эффективности $\sim (0.1-0.2)$. С ростом эффективности выигрыш будет возрастать, с учетом того, что $\sigma \sim E_\nu^2$.

Жесткие требования предъявляются к чистоте изотопного состава вещества blankets. Особенно вреден всегда присутствующий изотоп ${}^6\text{Li}$, имеющий большое сечение захвата нейтронов. Например, в тепловой точке, $\sigma_a^{\text{thermal}}({}^6\text{Li}) \approx 936.3$ бн, захват идет, в основном, с образованием трития в реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$; а "полезная" реакция ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ имеет сечение $\sigma_{n\gamma}^{\text{thermal}} = 45.4$ мб, что меньше, чем на четыре порядка. Поэтому, чистота изотопного состава по ${}^7\text{Li}$ (концентрация примеси ${}^6\text{Li}$) является основным техническим параметром.

В работе [14] проведена модельная оценка зависимости эффективности blankets k (число образующихся ядер ${}^8\text{Li}$ на нейтрон, выходящий из активной зоны) от чистоты по ${}^7\text{Li}$. Результаты расчетов по программе МАМОНТ [78] представлены на рис.4.1.3.

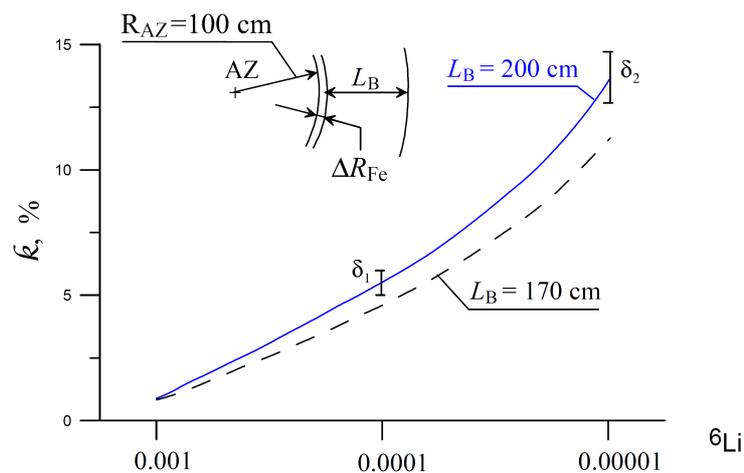


Рис.4.1.3. Зависимость эффективности blankets k от чистоты изотопного состава ${}^7\text{Li}$ (с примесью ${}^6\text{Li}$) для двух значений толщин blankets L_B . Разброс значений δ_1, δ_2 соответствует крайним случаям толщины железной оболочки AZ: $\Delta R_{Fe} = 0.5$ см; $\Delta R_{Fe} = 8$ см, соответственно.

Геометрия выбрана сферической с разной толщиной железного слоя между активной зоной и blanketом и для двух толщин blankets - 1.7.м и 2.0.м. В расчетах объемного источника - активной зоны, состоящей из уранового топлива, считалось, что обогащение делящимся изотопом ${}^{235}\text{U}$ подобрано так, что на одно деление в объеме активной зоны наружу выходит один нейтрон с делительным спектром энергии. Видно, что достижение полезного эффекта $\sim 10\%$ в данной схеме проблематично, т.к., потре-

бует большой массы ${}^7\text{Li}$ высокой чистоты.

Отметим, что [14] использование изотопа ${}^7\text{Li}$ в blankets существенно лучше, чем изотопа ${}^{11}\text{B}$, предлагавшегося в работе [16], т.к., аналогично изотопу ${}^6\text{Li}$, потребуется очистка бора от сильного поглотителя нейтронов - изотопа ${}^{10}\text{B}$ с сечениями захвата при тепловой энергии $\sim 55 \text{ mb}$ и $\sim 3840 \text{ b}$ для бор-11 и бор-10, соответственно. Получаемое борное отношение полезного захвата $1.4\text{E-}6$ значительно меньше, чем для лития ($\sim 5\text{E-}5$, см.ниже), и потребует более, чем на порядок лучшей очистки для значительной массы бора в blankets.

Энергетическая зависимость сечений изотопов лития. Константное обеспечение расчетов. На рис. 4.1.4 сопоставлены (по библиотекам JENDL-2 и ENDF/B-V) зависимости сечений σ_{ny} для ${}^7\text{Li}$ и конкурирующей с ней реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$, представляющей основной канал взаимодействия нейтронов с ядром ${}^6\text{Li}$ при $E_n \leq 0.1 \text{ МэВ}$. Для ${}^6\text{Li}$ оценка сечений σ_t и реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ в различных библиотеках близки по величине. Так, например, полное сечение в тепловой группе ($E_n < 0.215 \text{ эВ}$) по библиотекам JENDL-2 (Япония, [92]), ENDL-83 (Ливермор, США, [93]), ENDF/B-IV ([96, 97], США) составляет 820.9, 826.7 и 824.2 бн, соответственно. Оценки сечений реакции ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ в данных библиотеках различаются (см. рис.4.1.5 и 4.1.6), но при $E_n < 0.1 \text{ МэВ}$ данные JENDL-2 и оценка [98] Центра по ядерных данных в ФЭИ (г. Обнинск) практически совпадают.

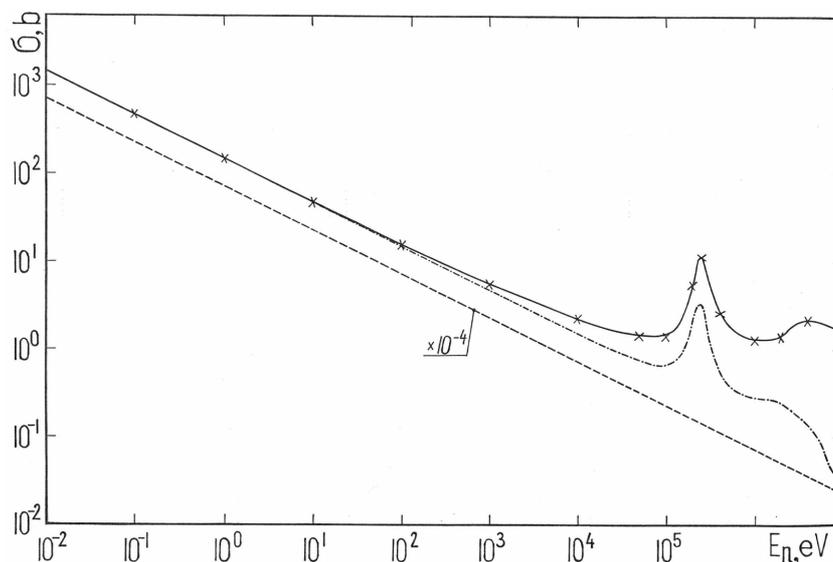


Рис.4.1.4. Нейтронные сечения для ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$. По данным JENDL-2: ——— - полное сечение для ${}^6\text{Li}$; - · - · - · - сечение реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$; - - - - - сечение реакции ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$. × - полное сечение ${}^6\text{Li}$ (ENDF/B-V).

Отношение сечения $\sigma_{n\gamma}$ для ${}^7\text{Li}$ к сечению поглощения σ_a на ${}^6\text{Li}$ (см. рис.4.1.5b и 4.1.6b) является определяющим для достижения высокой эффективности blankets.

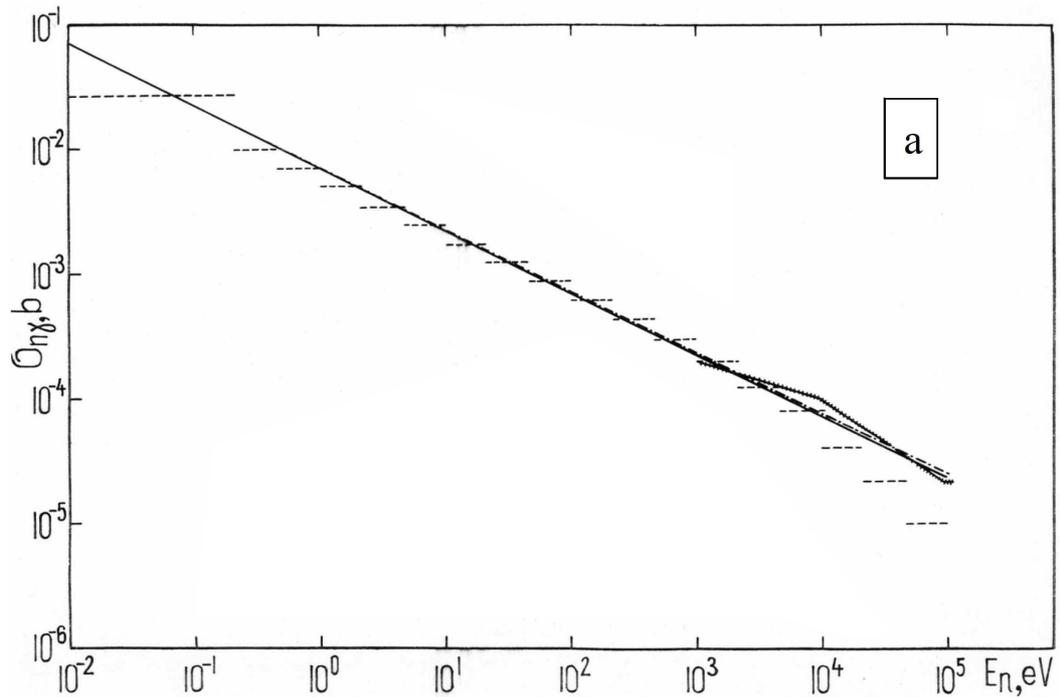


Рис. 4.1.5a. Сечение реакции ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ по различным оценкам: ——— - JENDL-2; - - - - оценка Бондаренко И.М. (ФЭИ); ····· - ENDL-83 (в групповом представлении); /-/-/-/-/ - ENDF/B-V.

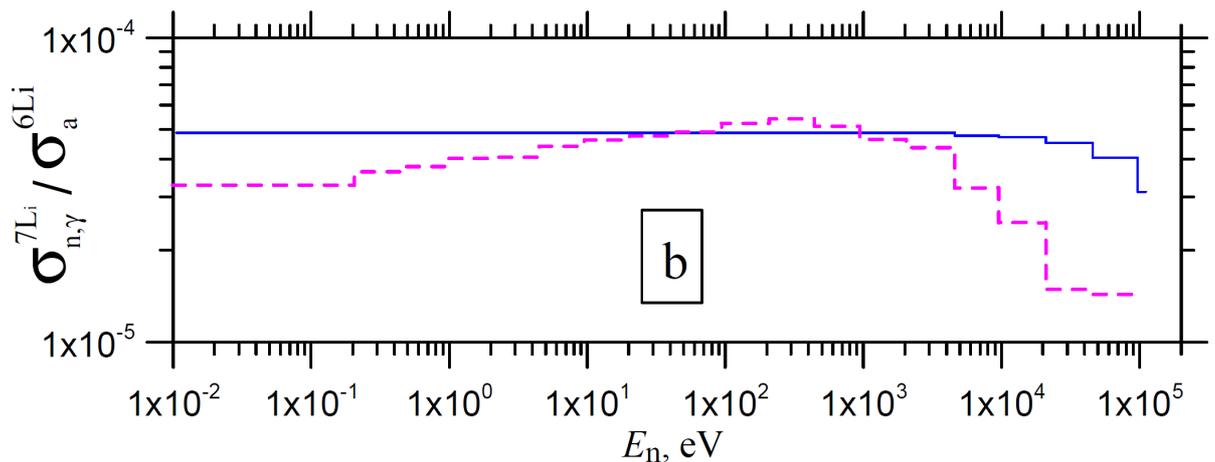


Рис. 4.1.5b. Отношение сечений реакции ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ к сечению поглощения на ${}^6\text{Li}$ по различным оценкам (отношения по групповым сечениям): ——— - JENDL-2; - - - - - ENDL-83. Оценка JENDL-2 и Бондаренко И.М. практически совпадают.

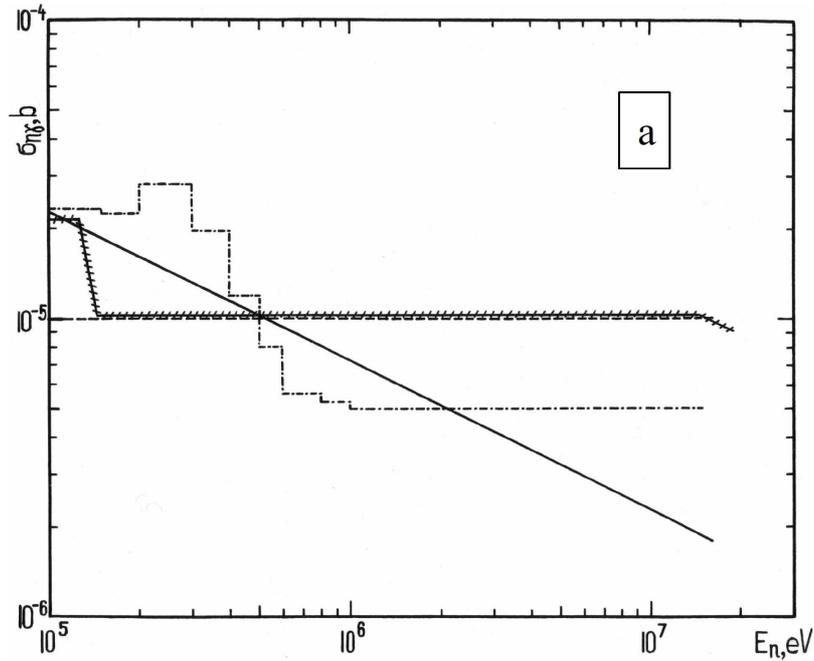


Рис. 4.1.6а. Сечение реакции ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ по различным оценкам: ——— - JENDL-2; - · - · - оценка Бондаренко И.М. (ФЭИ); - - - - - ENDL-83 (в групповом представлении); /-/-/-/-/ - ENDF/B-V.

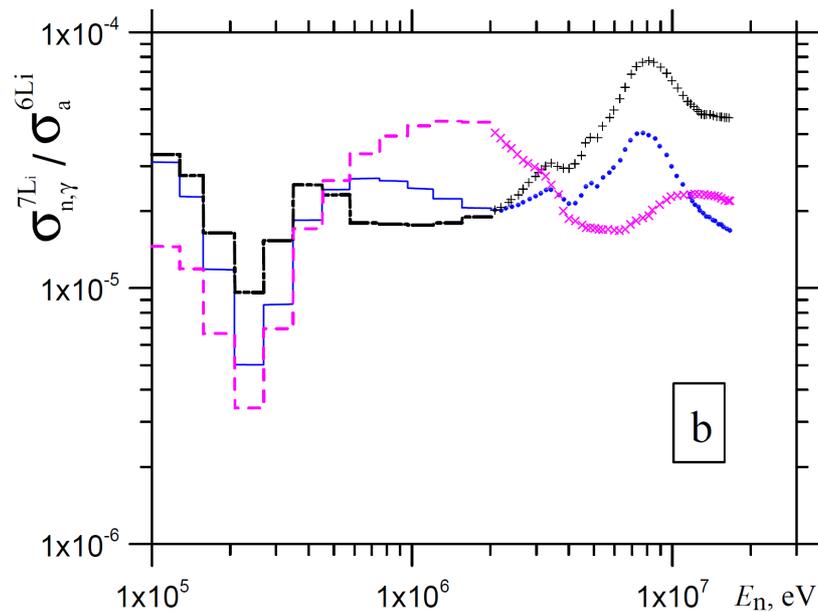


Рис. 4.1.6б. Отношение сечений реакции ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ к поглощения на ${}^6\text{Li}$ по различным оценкам. Для $E_n \leq 2$ МэВ отношения по групповым сечениям: ——— - JENDL-2; - · - · - оценка Бондаренко (ФЭИ); - - - - - ENDL-83. Для $E_n > 2$ МэВ : ····· - JENDL-2; ++++ - Бондаренко И.М. (ФЭИ); ×××× - ENDL-83. При $E_n \geq 0.2$ МэВ оценки ENDL-83 и ENDF/B-IV практически совпадают.

Оценки поглощения на ${}^6\text{Li}$ по данным библиотекам близки. Минимальную оценки $\sigma_{n\gamma}$ в тепловой области дает ENDL-83. Для тепловой точки $E_n = 0.0253$ эВ, согласно

JENDL-2, сечения для ${}^6\text{Li}$: $\sigma_t = 937.06$ бн, $\sigma_{n\alpha} = 936.296$ бн; для ${}^7\text{Li}$: $\sigma_t = 1.09434$ бн, $\sigma_{elastic} = 1.04894$ бн, $\sigma_{n\gamma} = 45.4$ мбн.

По изотопам ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ подготовлена библиотека групповых констант из JENDL-2 [91, 92]. Групповые константы для ${}^2\text{H}$ и ${}^{16}\text{O}$ в расчетах влияния тяжелой воды D_2O на эффективность blankets получены из ENDF/B-IV и ENDF-83, соответственно. Неупругое рассеяние на кислороде учитывается на четыре уровня (6.1, 7.0, 8.88 и 9.0 МэВ) и далее - в континуум при $E_n > 11.1$ МэВ. Компиляция библиотек проведена по программе подготовки групповых констант NJOY [82, 83].

Эффективность литиевого blankets в сферически-симметричной геометрии с тяжеловодным замедлителем и отражателем [15, 99]. Проведено моделирование эффективности blankets k для двух сферически слоистых геометрий (схемы Li-D₂O и D₂O-Li, рис.4.1.7) в зависимости от чистоты по ${}^7\text{Li}$, толщины blankets L_B и слоя D₂O - L_w .

Радиус активной зоны $R_{AZ} = 23$ см, что соответствует объему в 51 л, аналогично высокопоточному реактору ПИК [100, 101]. Расчеты проведены для трех толщин blankets $L_B = 130, 150$ и 170 см. Толщина железных оболочек $\Delta R_{Fe} = 1$ см. Функционально, назначение D₂O в геометрии Li-D₂O - как отражатель, в геометрии D₂O-Li - эффективный замедлитель. Эффективность blankets k в функции от чистоты ${}^7\text{Li}$ (примеси ${}^6\text{Li}$) представлена на рис. 4.1.7. Выбор в 30 и 15 см отвечает достаточной толщине слоя D₂O как отражателя в геометрии Li-D₂O и близка к оптимальной, как замедлителя в геометрии D₂O-Li.

Отметим, что при рассматриваемых толщинах литиевого blankets и концентрации примеси ${}^6\text{Li}$ - 0.001, 0.0001, 0.00001 для каждой из геометрий Li-D₂O и D₂O-Li число нейтронов, отражаемых в активную зону, практически не меняется, а число утечки за пределы геометрии меняется несущественно (см. табл. 4.1.1). Таким образом, степень чистоты по ${}^7\text{Li}$ является определяющим фактором для увеличения эффективности.

Чистота ${}^7\text{Li}$ - 0.9999 (${}^6\text{Li}$ - 0.0001) технологически реальна, и на рис. 4.1.8 рассмотрена зависимость эффективности k от толщины слоя тяжелой воды L_w при данной чистоте. Отметим, что при равных L_B и $L_w = 0$ бóльшие значения эффективности в геометрии Li-D₂O по сравнению с D₂O-Li обусловлены, согласно принятой модели расчета, двойным слоем внешней железной оболочки в случае Li-D₂O. Ясно, что геометрия Li-D₂O предпочтительней, как обеспечивающая бóльшие значения k (и меньшее отра-

жение в активную зону) при меньшем объеме высокочистого лития (при $L_B = 150$ см и $L_W = 15$ см объемы лития в геометриях Li-D₂O и D₂O-Li составят 22.0 м³ и 28.5 м³, соответственно).

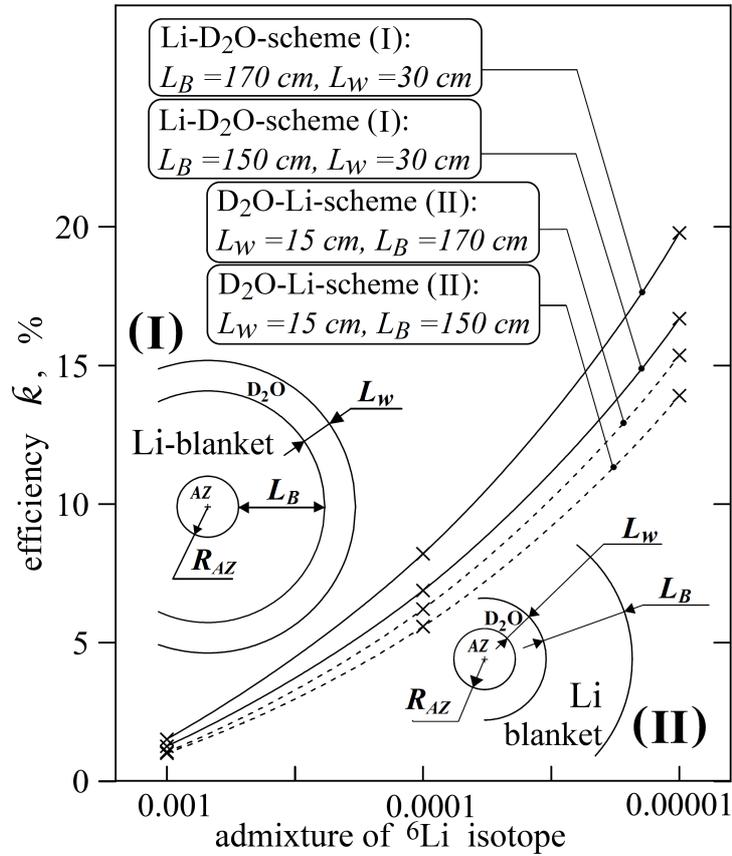


Рис. 4.1.7. Зависимость эффективности blankets от концентрации примеси ⁶Li в схеме Li-D₂O (сплошная линия) и схеме D₂O-Li (пунктир) при толщине blankets L_B , слое тяжелой воды L_W , слое оболочек $\Delta R_{Fe} = 1$ см, радиусе $R_{AZ} = 23$ см.

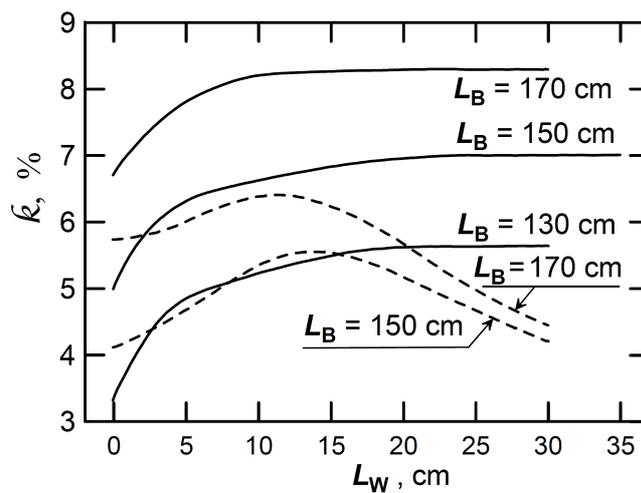


Рис. 4.1.8. Зависимость эффективности blankets k (для примеси ⁶Li - 0.0001) от толщины тяжеловодного слоя L_W в геометриях Li-D₂O (непрерывная линия) и D₂O-Li (пунктир). Примесь ⁶Li - 0.0001.

Таблица 4.1.1

Расчетные значения (%) для геометрии Li-D₂O и D₂O-Li: эффективности k литиевого blankets; числа нейтронов, отраженных в активную зону (AZ); числа нейтронов утечки из установки. Результаты нормированы на число нейтронов, выходящих из AZ.

| | | Примесь ⁶ Li | k | Отражение в AZ | Утечка нейтронов |
|--|----------------|----------------------------|-------|-------------------|---------------------|
| <u>Геометрия</u> Li-D ₂ O $L_w = 30$ см | $L_B = 150$ см | 0.001 | 1.29 | 41.0 | 3.9 |
| | | 0.0001 | 6.97 | 40.7 | 5.2 |
| | | 0.00001 | 16.84 | 40.1 | 5.3 |
| | $L_B = 170$ см | 0.001 | 1.50 | 40.2 | 3.0 |
| | | 0.0001 | 8.27 | 40.8 | 4.4 |
| | | 0.00001 | 19.84 | 40.6 | 4.8 |
| <u>Геометрия</u> D ₂ O-Li $L_w = 15$ см | $L_B = 150$ см | 0.001 | 0.94 | 56.0 | 9.4 |
| | | 0.0001 | 5.54 | 55.9 | 12.6 |
| | | 0.00001 | 14.01 | 54.0 | 14.3 |
| | $L_B = 170$ см | 0.001 | 1.05 | 55.3 | 7.3 |
| | | 0.0001 | 6.24 | 56.3 | 10.7 |
| | | 0.00001 | 15.51 | 55.9 | 12.0 |

Тритиевая активность blankets [15, 99]. К образованию трития в blankets ведут реакции на литии ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ и ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha){}^3\text{H}$ ($E_{\text{threshold}} \approx 3$ МэВ). Подавляющий вклад в выход трития дает изотоп ${}^6\text{Li}$. Выход трития на ${}^7\text{Li}$ мал из-за порогового характера реакции и с учетом делительного спектра. В тяжеловодном слое выход трития обусловлен реакцией радиационного захвата на дейтерии ${}^2\text{H}(n, \gamma){}^3\text{H}$. Расчет накопления тритиевой активности реализован для двух схем (Li-D₂O и D₂O-Li; примесь ${}^6\text{Li}$ - 0.0001) и приведен к нейтронному потоку $1\text{E}+15$ н·см⁻²·с⁻¹ (что ~ соответствует заявленным параметрам реактора ПИК [100]), для которого тритиевая активность оценена в 2 Ку/л.

В схеме Li-D₂O скорость накопления тритиевой активности на литр объема (см. рис. 4.1.9) выходит на асимптоту при слое тяжелой воды $L_w \sim 10$ см ($L_w \sim 20$ см) для толщины blankets $L_B=170$ см ($L_B=150$ и 130 см). В тяжеловодном отражателе максимум

активности на литр объема достигается при $L_W \sim 20$ см и далее быстро по мере нарастания объема слоя тяжелой воды. Скорость накопления суммарной тритиевой активности (см. рис. 4.1.10) в blankets выходит на асимптоту также примерно при толщине тяжеловодного отражателя ~ 10 см и при толщине blankets $L_B=170$ см практически уже не меняется. Тритиевая активность в D_2O -слое монотонно нарастает с увеличением L_W , но при $L_W \sim 30$ см также формируется асимптотическое поведение и это явно прослеживается для максимального слоя blankets $L_B=170$ см (действительно, при $L_W=30$ см и $L_B=170$ см утечка нейтронов из установки снижается до 4.35% в сравнении с 6.07% для $L_W=30$ см и $L_B=130$ см).

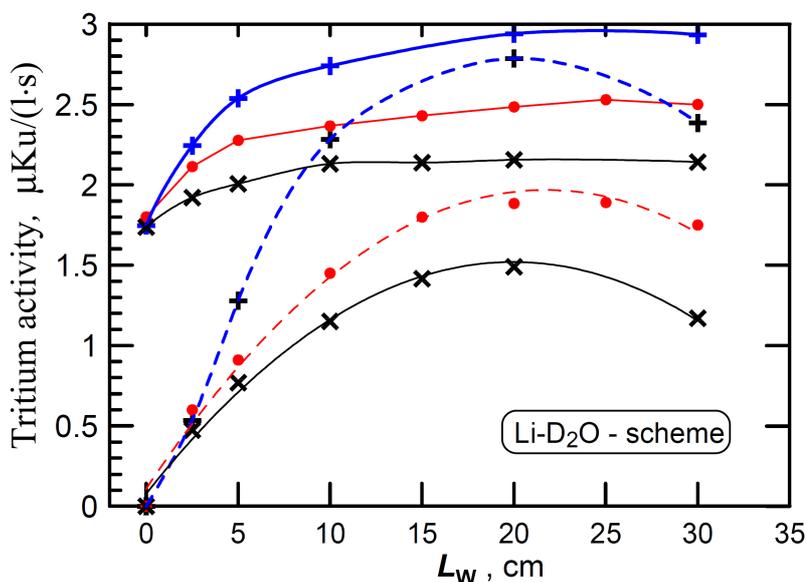


Рис. 4.1.9. Зависимость скорости накопления удельной активности для схемы Li-D₂O в литиевом blankets (сплошные линии) и в тяжеловодном слое (пунктир) от толщины L_W слоя D₂O. Цветом обозначена толщина blankets L_B : Синий - 130 см; красный - 150 см; черный - 170 см.

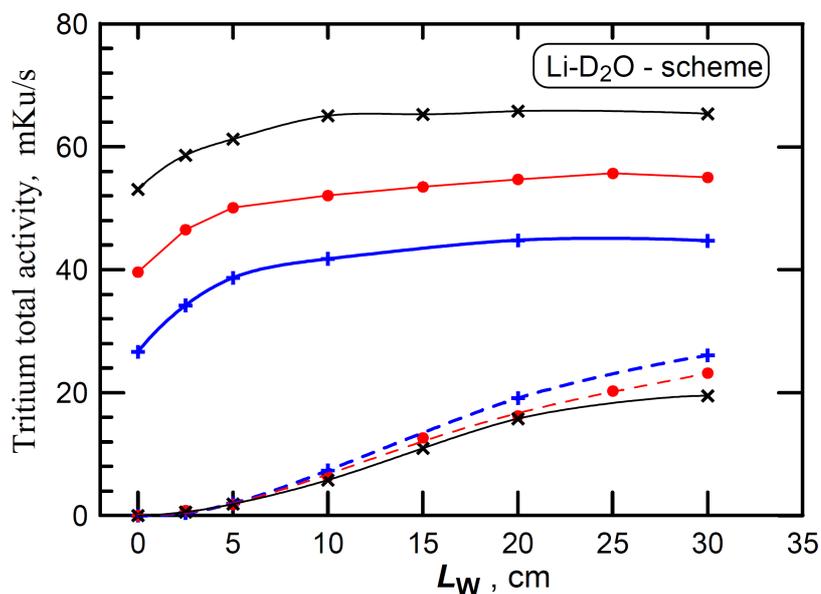


Рис. 4.1.10. Зависимость скорости накопления суммарной активности для схемы Li-D₂O в литиевом blankets (сплошные линии) и в тяжеловодном слое (пунктир) от толщины L_W слоя D₂O. Цветом обозначена толщина blankets L_B : Синий - 130 см; красный - 150 см; черный - 170 см.

В схеме Li-D₂O основная часть суммарной тритиевой активности ~(60-80)% формируется в литиевом бланкете. Удельные (на литр объема) скорость накопления активности в бланкете и тяжеловодном слое сопоставимы по величине, что необходимо учесть при разработке установки.

Схеме D₂O-Li инверсна по отношению к Li-D₂O и, с учетом высоких замедляющих свойств тяжелой воды, скорость накопления удельной тритиевой активности (на литр объема - см. рис. 4.1.11) в слое D₂O превышает скорость накопления активности в литиевом бланкете до ~40 раз. Выход на максимум в D₂O-слое достигается при 20-25 см толщины.

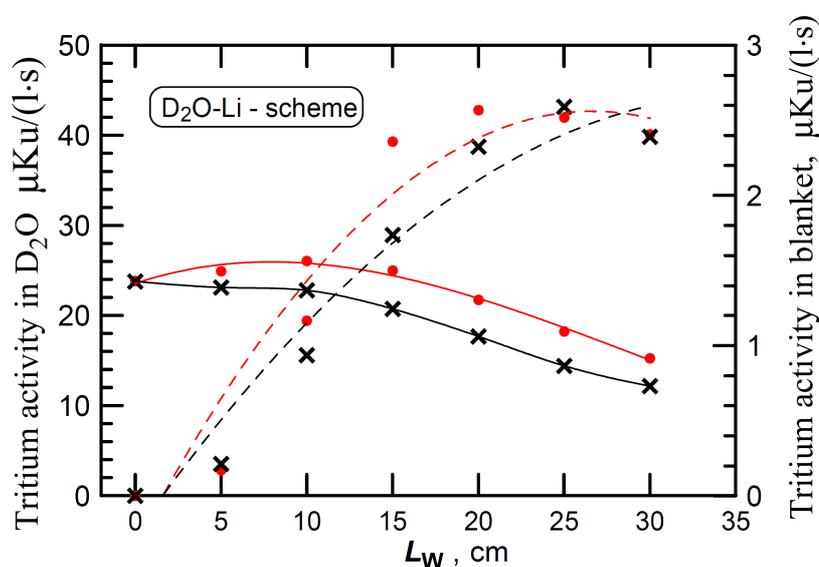


Рис. 4.1.11. Зависимость скорости накопления удельной активности для схемы D₂O-Li от толщины L_W слоя D₂O: в литиевом бланкете (сплошные линии) - см. правую вертикальную ось; и в тяжеловодном слое (пунктир) - см. левую вертикальную ось. Цветом обозначена толщина бланкета L_B : красный - 150 см; черный - 170 см.

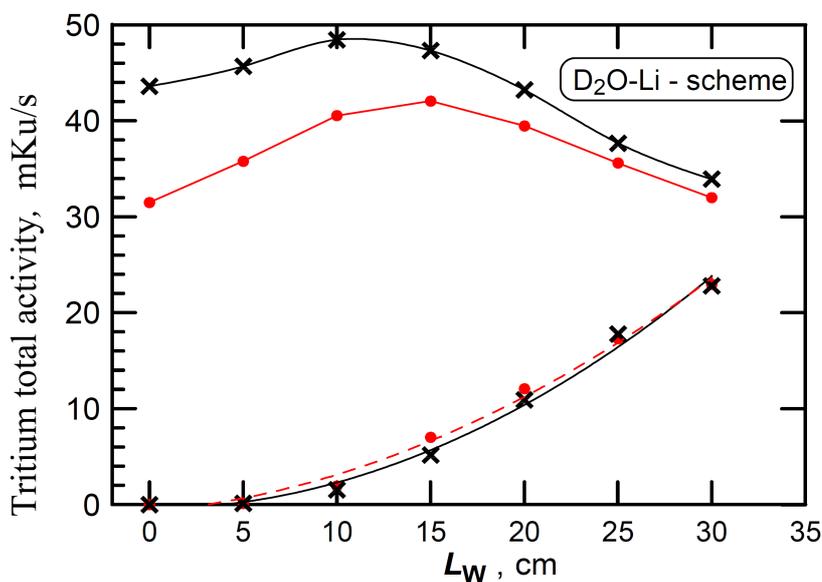


Рис. 4.1.12. Зависимость скорости накопления суммарной активности для схемы D₂O-Li в литиевом бланкете (сплошные линии) и в тяжеловодном слое (пунктир) от толщины L_W слоя D₂O. Цветом обозначена толщина бланкета L_B : красный - 150 см; черный - 170 см.

Число отраженных нейтронов в тяжеловодный слой снижается с увеличением толщины бланкета. Понятно, что с учетом значения возраста $\tau = 126,4 \text{ см}^2$ и длины диффузии $L = 152,7 \text{ см}$ в D_2O [78, 99] скорость образования удельной активности в бланкете уменьшается не принципиально с увеличением толщины слоя D_2O . Выше было отмечено, что для схемы $\text{D}_2\text{O-Li}$ оптимальной является толщина $L_W \sim 15 \text{ см}$, что реально ограничивает возможность регулировать удельную активность. Скорость накопления суммарной активности в литии превышает скорость образования суммарной активности в тяжелой воде в 6-9 раз (при толщине $L_W \sim 15 \text{ см}$) и достигает максимума для тяжеловодного слоя $\sim 15 \text{ см}$ (рис. 4.1.12). Это объясняется тем, что максимум эффективности бланкета в схеме $\text{D}_2\text{O-Li}$ достигается именно при таком слое $L_W \sim 15 \text{ см}$ (см рис. 4.1.8).

Суммарная тритиевая активность в схеме $\text{Li-D}_2\text{O}$ превышает аналогичное значение для схемы $\text{D}_2\text{O-Li}$. Так, для $L_B=150 \text{ см}$ и $L_W=30 \text{ см}$ в схеме $\text{Li-D}_2\text{O}$ скорость накопления суммарной активности составит $\sim 79 \text{ мКи/с}$, в в схеме $\text{D}_2\text{O-Li}$ - 49 мКи/с при $L_W=15 \text{ см}$ и $L_B=150 \text{ см}$. Однако, накопление удельной активности в тяжеловодном слое в $\text{D}_2\text{O-Li}$ имеет высокое значение - $39 \text{ мКи}/(\text{л} \cdot \text{с})$ в сравнении с $\sim 3 \text{ мКи}/(\text{л} \cdot \text{с})$ для схемы $\text{Li-D}_2\text{O}$ в варианте $L_B=170 \text{ см}$. Такое быстрое накопление активности в сравнительно небольшом объеме тяжелой воды (во внутреннем пространстве по отношению к литиевому бланкету) требует эффективной системы извлечения трития. Накопление трития обуславливает необходимость создания контуров изотопной очистки.

Обсуждение схем $\text{Li-D}_2\text{O}$ и $\text{D}_2\text{O-Li}$ литиевого бланкета. Расчеты показали, что для двух рассмотренных схем число нейтронов, отражаемых в активную зону, практически не меняется от толщины бланкета и слоя тяжелой воды. Для геометрии $\text{D}_2\text{O-Li}$ введение слоя тяжелой воды вызывает быстрый рост отражения в активную зону. Так, слой в 5 см увеличивает отражение, примерно, на 9% ; число отраженных нейтронов уже при 15 см близко к предельному. Число нейтронов, отраженных в активную зону в геометрии $\text{D}_2\text{O-Li}$ (при $L_W = 15 \text{ см}$, что близко к оптимальной величине слоя D_2O для геометрии $\text{D}_2\text{O-Li}$), больше значения для отражения в геометрии **I** примерно на 15% , что необходимо учесть при выборе модели.

Модель $\text{Li-D}_2\text{O}$. С увеличением слоя тяжелой воды, являющейся отражателем в этой геометрии, уменьшает вылет нейтронов за пределы геометрии и монотонно растет поглощение во всех геометрических зонах установки. При толщине отражателя $L_W = 20 \text{ см}$ эффективность бланкета k практически достигает максимальной величины.

Отметим, что дальнейшее увеличение слоя D_2O практически не увеличивает эффективность k , но приводит к ослаблению потока нейтронов утечки и сильному смягчению их спектра.

Значительная часть нейтронов [(7÷8)% для $L_B = 150$ см и $L_W = (25÷30)$ см] поглощается в железной оболочке, отделяющей тяжеловодный отражатель от лития, что снижает эффективность blankets. С учетом этого факта толщину железной оболочки необходимо уменьшать.

С увеличением толщины blankets его эффективность растет (для $L_B = 130, 150, 170$ см величина $k = 5.7, 7.0, 8.3\%$, соответственно) и, естественно, значение D_2O (как отражателя) уменьшается. Ясно, что повышение эффективности blankets за счет увеличения объема лития ($V_{Li} \sim L_B^3$) неприемлемо, т.к., ведет к резкому росту стоимости установки.

Модель D_2O-Li . Оптимальная величина слоя тяжелой воды (выполняющей здесь роль эффективного замедлителя) близка к 15 см. Но достигаемая при этом эффективность ($k = 5.54\%$ для $L_C = 150$ см) ниже, чем в геометрии $Li-D_2O$ ($k \sim 7\%$ при $L_B = 150$ см). При увеличении толщины blankets L_B от 150 до 170 см абсолютный рост k более, чем в два раза, меньше достигаемого в геометрии $Li-D_2O$ при таком же увеличении L_B . Значительное поглощение нейтронов (до 8.7÷8.9% в железной оболочке, отделяющей тяжеловодный замедлитель от лития, снижает эффективность blankets.

Диффузионные нейтроны определяют более половины вклада в величину эффективности blankets, поэтому для оптимизации геометрии необходимо знать распределение ρ тепловых нейтронов. На рис.4.1.13 для геометрии $Li-D_2O$ при $L_B = 150$ см, $L_W = 0$ и 30 см и рис.4.1.14 для геометрии D_2O-Li при $L_B = 150$ см, $L_W = 0$ и 15 см представлено распределение числа нейтронов, пересекающих при замедлении границу тепловой группы (0.215 эВ), как функция от радиуса.

Накопление ρ [число замедлившихся нейтронов / число нейтронов, выходящих из AZ] в гистограммах осуществлялась по шаровым слоям с шагом 5 см. Для сопоставления плотности ρ с зонами геометрий $Li-D_2O$ и D_2O-Li на рисунках указаны границы зон и значения радиусов. На рисунках размеры для верхней гистограммы указаны вверху, для нижней гистограммы - внизу.

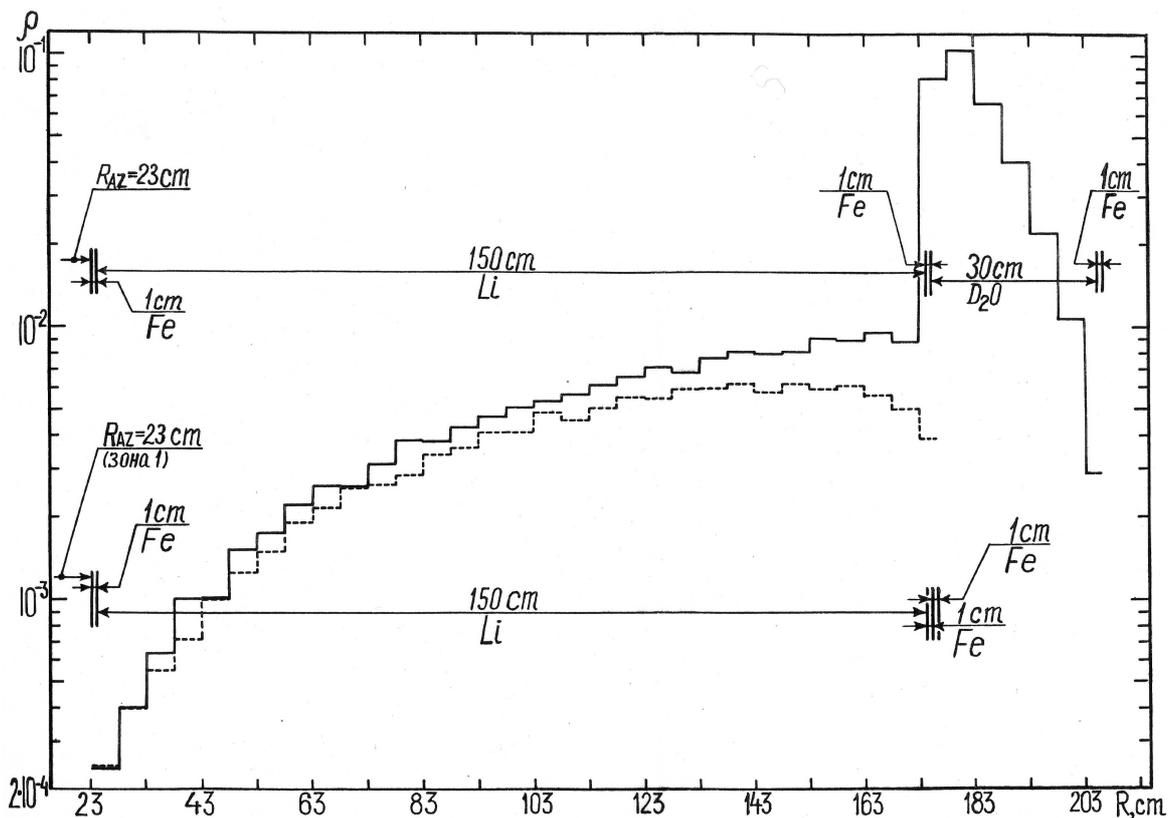


Рис. 4.1.13. Число нейтронов ρ , замедлившихся в тепловую группу, в функции от радиуса для геометрии Li-D₂O при толщине blankets $L_B = 150$ см и слое воды: $L_w = 30$ см (сплошная линия); $L_w = 0$ (пунктир).

Для геометрии Li-D₂O величина ρ монотонно растет, причем наличие тяжеловодного отражателя обеспечивает резкое возрастание числа замедлившихся нейтронов. Без слоя D₂O при $R \geq 160$ см значение ρ падает, основной причиной чего является утечка нейтронов из геометрии установки. Слой D₂O вызывает резкий скачок в числе тепловых нейтронов, значительная часть которых диффундирует в зону лития и поглощается, увеличивая эффективность blankets.

В геометрии D₂O-Li слой D₂O перед зоной лития также резко увеличивает число тепловых нейтронов, плотности которых сравниваются с плотностями для варианта $L_w = 0$ только к середине слоя blankets, что также увеличивает эффективность k . Однако, из-за роста отражения в активную зону и большой начальной энергии нейтронов достигаемое в этой геометрии абсолютный рост числа диффузионных нейтронов меньше, чем в геометрии Li-D₂O.

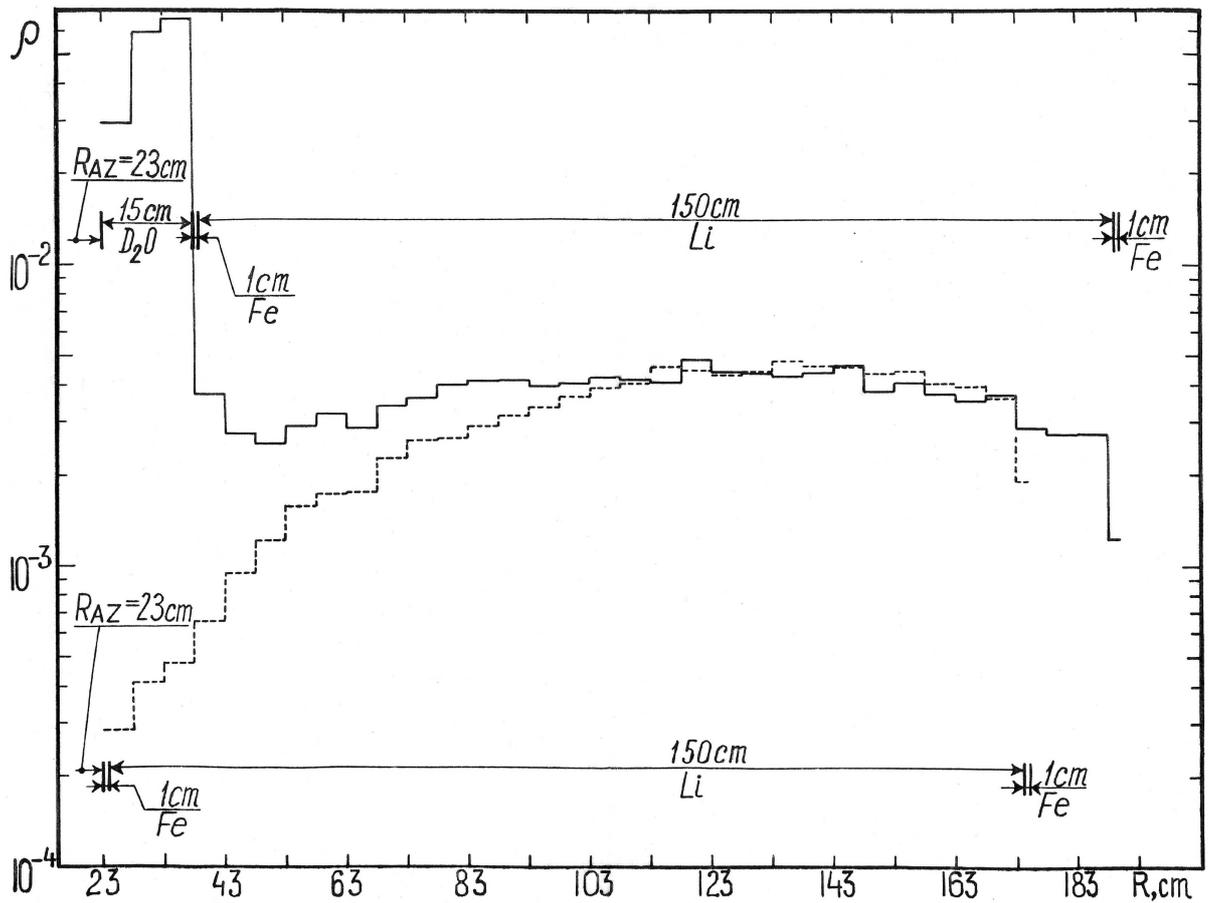


Рис. 4.1.14. Число нейтронов ρ , замедлившихся в тепловую группу, в функции от радиуса для геометрии D_2O -Li при толщине blankets $L_B = 150$ см и слое воды: $L_w = 15$ см (сплошная линия); $L_w = 0$ (пунктир).

Сравнение плотности замедления нейтронов в литиевом blankets позволяет сделать вывод: геометрия I (геометрия Li- D_2O - см. рис. 4.1.7) является более предпочтительной (в сравнении с геометрией II - D_2O -Li), как обеспечивающая более высокую эффективность при значительно меньшем объеме высокоочищенного лития.

Альтернативные варианты геометрии blankets и его использования. Перспективной является слоистая структура ("слойка") [15] (рис. 4.1.15), где для геометрии Li- D_2O в blankets на расстоянии L_B^1 вводится относительно тонкий слой D_2O , позволяющий эффективно замедлять нейтроны в blankets, уменьшая общий размер L_B и значительно сокращая требуемую массу высокоочищенного лития.

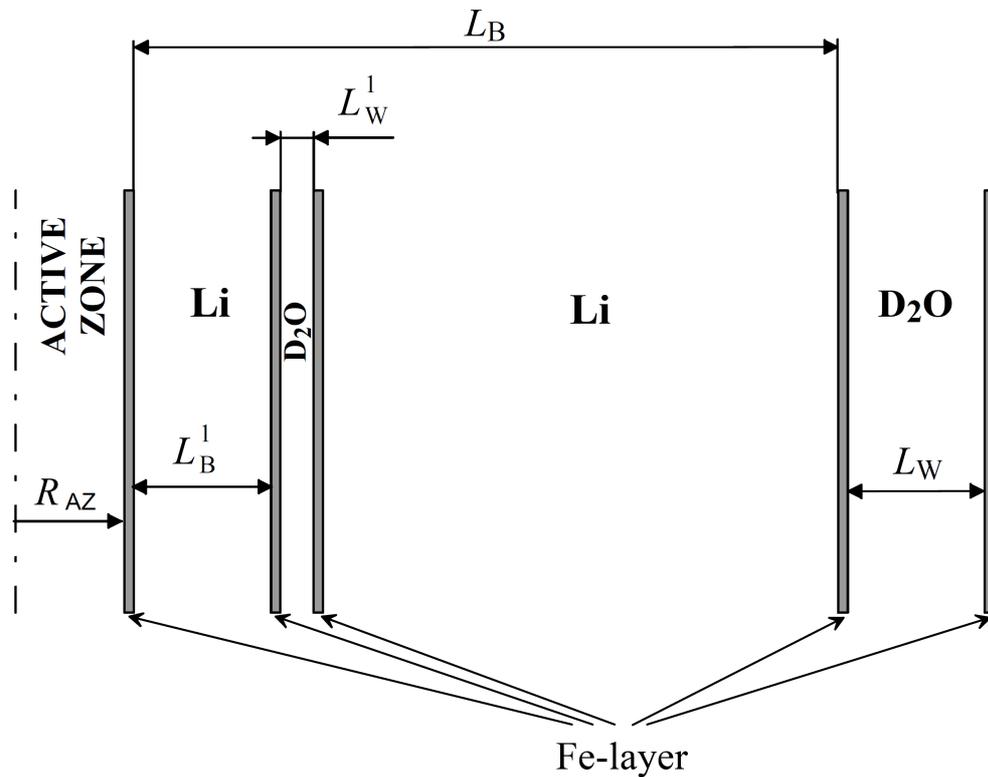


Рис. 4.1.15. Геометрия "слойки" литиевого blankets с двумя тяжеловодными слоями.

Поскольку, слой тяжелой воды L_W^1 выполняет также функции отражателя, то минимальная толщина слоя L_B^1 определяется требованиями к реактивности. Значения толщин L_B^1 и L_W^1 для эффективности k , близкой к максимальной при фиксированных других параметрах представлено в табл. 4.1.2.

Таблица 4.1.2.

Эффективность литиевого blankets типа "слойки" с двумя слоями тяжелой воды

| L_B^1 , см | 10 | 20 | 30 | 40 | 50 | 70 |
|--------------|------|------|------|------|------|------|
| k , % | 8.58 | 9.08 | 9.30 | 9.28 | 9.06 | 8.89 |

Расчет (табл. 4.1.2; примесь ^6Li - 0.0001) для рассмотренной геометрии с двумя слоями тяжелой воды ($L_B=150$ см, $L_W=30$ см и $L_W^1 = 8$ см) демонстрирует рост эффективности в сравнении с достигнутой $k \approx 7\%$ в схеме Li-D₂O (с одним внешним тяжеловодным слоем) при $L_B=150$ см, $L_W=30$ см. Достигнутая в двухслойной геометрии эффективность превышает даже эффективность для большей толщины blankets - $L_B=170$ см в схеме Li- D₂O. Оптимальное L_C^1 (в данной схеме с двумя слоями тяжелой воды) близко к 30 см (см. рис. 4.1.16).

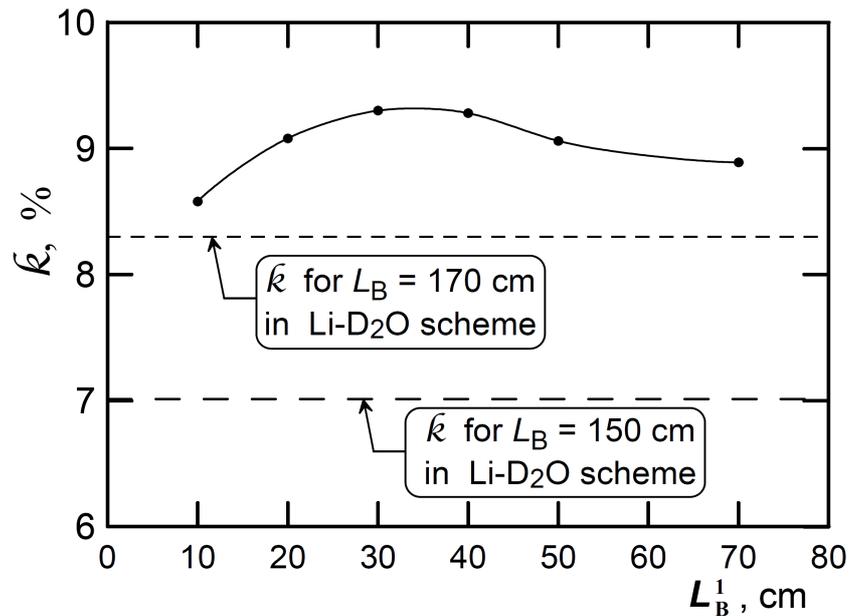


Рис. 4.1.16. Эффективность литиевого blankets с двумя слоями тяжелой воды в зависимости от толщины первого литиевого слоя L_B^1 при фиксированных $L_B=150$ см, $L_W=30$ см и $L_W^1 = 8$ см. Пунктиром отмечены уровни максимальной эффективности blankets, достигнутые в схеме Li-D₂O при: 1) $L_B = 150$ см, $L_W=30$ см и 2) $L_B = 170$ см, $L_W=30$ см.

Полезный эффект при сочетании активной зоны и blankets может быть существенно увеличен, если использовать такие режимы, чтобы в blankets находилось больше нейтронов, чем в активной зоне $\omega = N_B / N_{AZ} > 1$. Это достигается в импульсных реакторах типа ИБР-2, РИНГ [4], где из активной зоны выходит больше нейтронов, чем остается. При $k = 0.1$ и $\omega \geq 2$ значение КПД ≥ 0.2 (см. рис. 4.1.2), что обеспечивает значительное ужесточение $\tilde{\nu}_e$ -спектра.

Использование литиевого blankets представляется перспективным и в термоядерных установках [14], что обеспечит работу с чисто литиевым $\tilde{\nu}_e$ -спектром. Однако, литиевый blankets в тандеме с термоядерным источником нейтронов будет иметь существенно меньшую эффективность вследствие жесткого нейтронного спектра термоядерных установок. Увеличить эффективность blankets возможно при использовании замедлителя перед blanketsом. Расчеты показали, что 1) при одинаковых конструкциях эффективность термоядерных установок в 2÷2.5 раза ниже "делительных"; 2) использование D₂O для замедления нейтронов увеличивает эффективность в несколько раз; 3) основные потери нейтронов происходят вследствие пролета через blankets; 4) для термоядерных нейтронов ~ 80% трития образуется в blanketsе в порого-

вой реакции ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)\text{T}$ ($E_{\text{threshold}} \sim 3.4$ МэВ), что меняет их спектр и не ведет к потере нейтронов; 5) замедляющая тяжеловодная оболочка сильно снижает образование трития на ${}^7\text{Li}$ (слой D_2O в 5 см снижает образование трития на 40%).

Для повышения эффективности k целесообразно использовать в конструкции материалы-размножители нейтронов, например, бериллий [102].

4.2 ЖЕСТКИЙ АНТИНЕЙТРИННЫЙ ИСТОЧНИК С УПРАВЛЯЕМЫМ СПЕКТРОМ

Рассмотренные в разделе 4.1 схемы использования ядерного реактора в сочетании с литиевым бланкетом формируют суммарный антинейтринный поток с возросшей жесткостью спектра. Такой комбинированный источник антинейтрино от активной зоны плюс от литиевого бланкета является источником с неуправляемым (или, нерегулируемым) $\tilde{\nu}_e$ -спектром. В нейтринном потоке такого комбинированного источника значительную часть составляют мягкие антинейтрино от активной зоны реактора.

Предлагается оригинальный принцип управления результирующим (итоговым) $\tilde{\nu}_e$ -спектром в схеме с принудительной циркуляцией активируемого литий-содержащего вещества в замкнутой петле с облучением литиевого бланкета нейтронами активной зоны, переносом лития к вынесенному нейтринному детектору и возвратом на последующую активацию в непрерывном циклическом режиме. Увеличение (уменьшение) скорости циркуляции в петле обеспечивает доставку как большей (меньшей) части нераспавшегося ${}^8\text{Li}$ к детектору, так и транспорт большей (меньшей) массы активированного лития. Т. о., изменение скорости переноса активированного изотопа лития меняет парциальный поток литиевых антинейтрино в суммарном потоке, т.е., изменяет результирующую жесткость $\tilde{\nu}_e$ -спектра. Такой комбинированный нейтринный источник является $\tilde{\nu}_e$ -источником с управляемым спектром. Важно отметить, что схема обеспечивает плавное управление спектром без остановки эксперимента. Такой $\tilde{\nu}_e$ -источник с управляемым спектром рекомендуется для проведения осцилляционных экспериментов.

Из принципа управления $\tilde{\nu}_e$ -спектром автоматически следует способ обеспечения высокой жесткости спектра: максимально быстрая доставка значительных масс лития к детектору с последующей временной выдержкой вещества вблизи детектора для распада ${}^8\text{Li}$. Технически проблема решается созданием установки, где жидкий литий прокачивается в замкнутой петле через бланкет и переносится к вынесенному детекто-

ру (см. рис. 4.2.1). Для увеличения временного интервала управления результирующим антинейтринным спектром на удалении L_2 от детектора в петлевой схеме предусмотрен значительный перекачиваемый объемом V_R (танк, резервуар), обеспечивающий задержку в перемещении активированного лития относительно детектора. Таким образом достигается рост парциального вклада литиевых антинейтрино в результирующий спектр (рис. 4.2.1) [103, 104, 105, 106, 107, 271, 272].

Схема с управляемым спектром в сравнении со неуправляемой имеет значительные преимущества, которые могут компенсировать усложнение установки: 1) за счет доставки лития к детектору доля жестких литиевых антинейтрино суммарном $\tilde{\nu}_e$ -спектре увеличивается в несколько раз по отношению к "мягким" реакторным $\tilde{\nu}_e$, снимая таким образом известную проблему неопределенности формы реакторного $\tilde{\nu}_e$ -спектра; 2) за счет фактора $\sigma \sim E_\nu^2$ увеличивается вклад жестких литиевых антинейтрино в регистрацию, что ведет к возрастанию счета на протоне и, особенно, $(\tilde{\nu}_e + d)$ -событий.

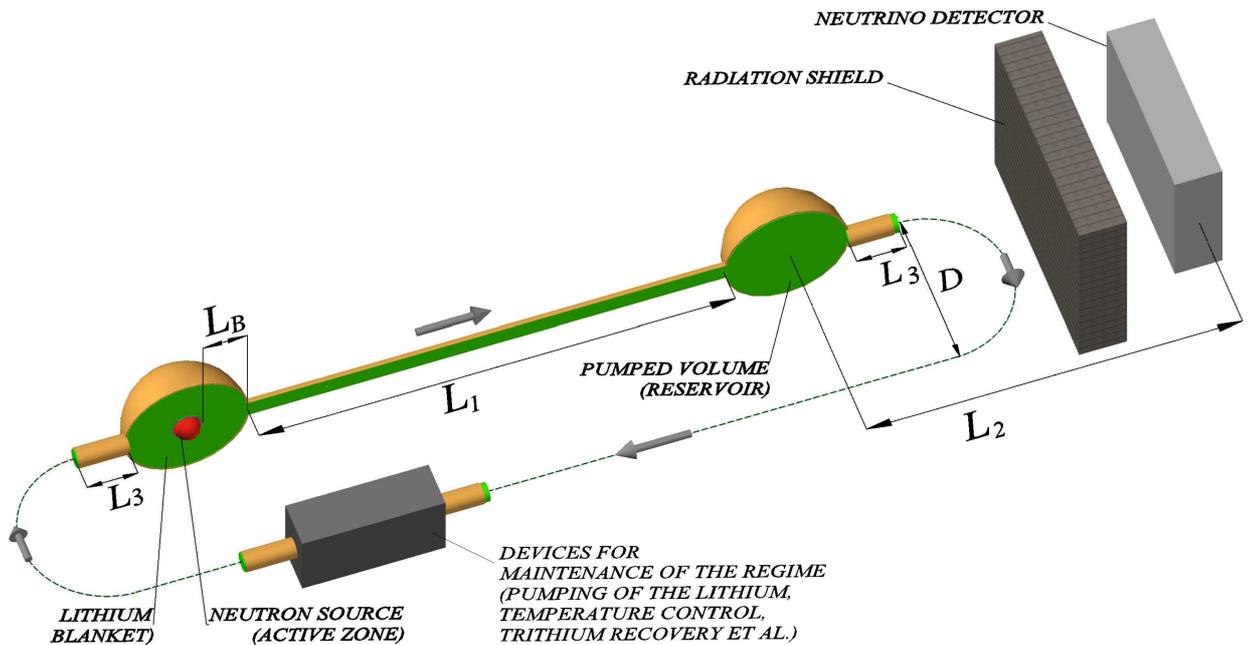


Рис.4.2.1. Принципиальная схема комбинированного нейтринного источника с управляемым $\tilde{\nu}_e$ -спектром на основе активной зоны ядерного реактора (с объемом AZ реактора ПИК). Необходимыми компонентами схемы являются: установки поддержки и управления режимами (контроль и регулирование доставки лития, очистка лития и тяжелой воды, обеспечение температурного режима), радиационная защита (показана условно).

Обобщенная жесткость спектра. Для анализа режимов работы $\tilde{\nu}_e$ -источников и определения сечений взаимодействия антинейтрино в результирующем $\tilde{\nu}_e$ -спектре введено определение обобщенной жесткости спектра [271, 272]. Принято, что обобщенная жесткость результирующего спектра равна единице, если выполняется отношение:

$$\frac{F_{Li}(\vec{r})}{F_{AZ}(\vec{r})} = \frac{1}{\bar{n}_v} \quad (4.2.1)$$

где $F_{Li}(\vec{r})$ и $F_{AZ}(\vec{r})$ - плотности потоков литиевых антинейтрино и антинейтрино от активной зоны, $\bar{n}_v = 6.14$ - число антинейтрино от активной зоны на 1 деление. Тогда, обобщенная жесткость определяется как:

$$H(\vec{r}) = \bar{n}_v \times \frac{F_{Li}(\vec{r})}{F_{AZ}(\vec{r})}, \quad (4.2.2)$$

Определение работает как для схемы с управляемым спектром, так и для схемы с неуправляемым спектром, где обобщенная жесткость численно определяется эффективностью (продуктивностью) blankets.

Рассмотрим зависимость $\tilde{\nu}_e$ -сечений от обобщенной жесткости результирующего спектра. Число антинейтрино, попадающих в детектор равно [15, 271, 272]:

$$N_{\tilde{\nu}_e} = N_{AZ} + H(\vec{r}) \frac{N_{AZ}}{\bar{n}}, \quad (4.2.3)$$

где N_{AZ} - число $\bar{\nu}_e$ от активной зоны, \bar{n}_v - число $\tilde{\nu}_e$ от активной зоны на одно деление, $H(\vec{r})$ - усредненная жесткость результирующего спектра в месте расположения детектора. Второе слагаемое определяет число литиевых антинейтринов, попадающих в детектор.

Более строго плотность результирующего $\tilde{\nu}_e$ -потока в точке \vec{r} равна:

$$F_{\tilde{\nu}_e}(\vec{r}) = F_{AZ}(\vec{r}) + H(\vec{r}) \frac{F_{AZ}(\vec{r})}{\bar{n}}, \quad (4.2.4)$$

где $F_{AZ}(\vec{r})$ - плотность $\tilde{\nu}_e$ -потока от активной зоны, $H(\vec{r})$ - обобщенная жесткость результирующего спектра в точке \vec{r} .

Тогда, для каналов сечений на дейтроне справедливо:

$$\sigma_{np}(\vec{r}) = \sigma_{np}^{AZ} + H(\vec{r}) \times \sigma_{np}^{Li}, \quad (4.2.5)$$

$$\sigma_{mn}(\vec{r}) = \sigma_{mn}^{AZ} + H(\vec{r}) \times \sigma_{mn}^{Li}. \quad (4.2.6)$$

Для источника в неуправляемой схеме максимальное значение обобщенной жесткости $H(\vec{r})$ возможно поднять до ~ 0.2 . Управляемая схема источника обеспечивает возможность плавно регулировать обобщенную жесткость от H_{\min} (эффективностью blankets) до H_{\max} (максимальное значения, определяемого геометрией установки и линейной скоростью транспорта лития) без остановки эксперимента. Для рассмотренных в работе параметров обобщенная жесткость $H(\vec{r})$ возрастают до $\sim(2 \div 3)$, обуславливая резкий рост сечений в обоих каналах (см. рис. 4.2.2).

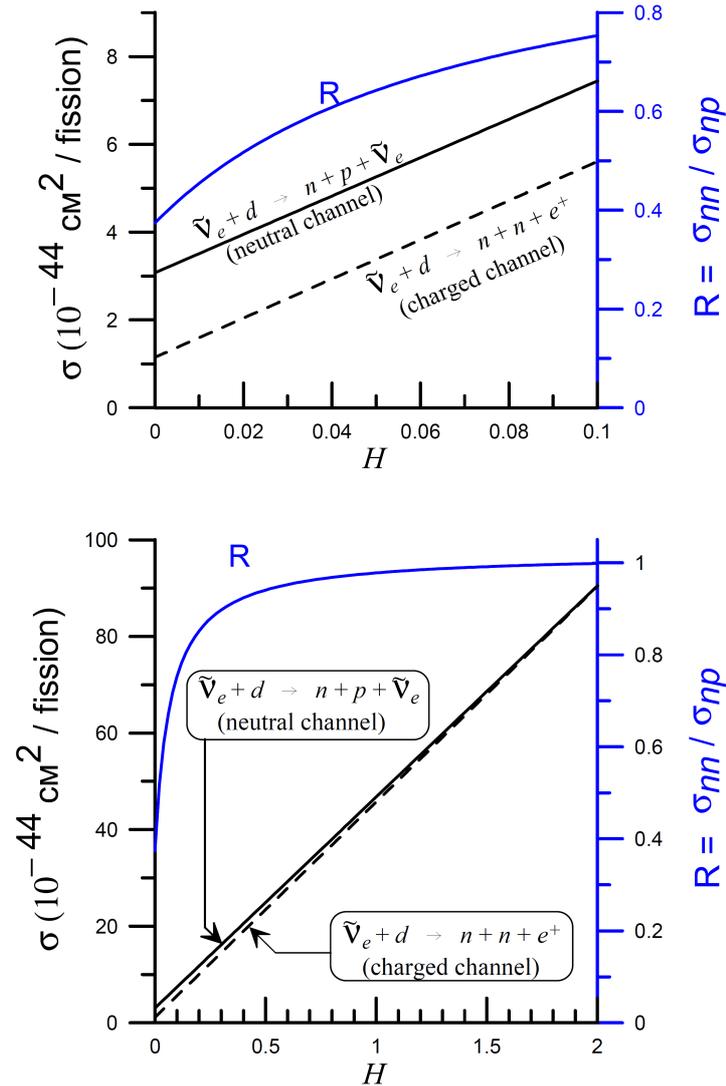


Рис. 4.2.2. Зависимость сечения $(\tilde{\nu}_e, d)$ -взаимодействия в (n,p) и (n,n)-каналах (см. левую вертикальную ось) и отношения $R = \sigma_{nn} / \sigma_{np}$ (см. правую вертикальную ось) от обобщенной жесткости H результирующего спектра для двух масштабов изменения жесткости H .

Схема с управляемым спектром [103-107, 271, 272].

За время доставки активированного лития из активной зоны в объемный резервуар изотоп ^8Li частично распадается. Дифференциальные уравнения для (n, γ)-активации ^7Li и последующего β^- -распада ^8Li имеют вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial N_7(t)}{\partial t} = -\lambda_{n,\gamma} N_7(t) & (4.2.7) \\ \frac{\partial N_8(t)}{\partial t} = \lambda_{n,\gamma} N_7(t) - \lambda_{\beta} N_8(t) & (4.2.8) \end{cases}$$

где $N_7(t)$ и $N_8(t)$ - число ядер изотопов ^7Li и ^8Li в момент времени t , $\lambda_{n,\gamma}$, λ_{β} - скорость (n, γ)-реакции и β^- -распада.

Считая, что в момент времени $t = 0$ существует N_7^0 ядер стартового изотопа ^7Li а число ядер изотопа ^8Li - $N_8^0 = 0$, решение имеет вид :

$$N_7(t) = N_7^0 \cdot \exp(-\lambda_{n,\gamma} t) \quad (4.2.9)$$

$$N_8(t) = \lambda_{n,\gamma} N_7^0 \left[\frac{\exp(-\lambda_{n,\gamma} t)}{\lambda_{\beta} - \lambda_{n,\gamma}} + \frac{\exp(-\lambda_{\beta} t)}{\lambda_{n,\gamma} - \lambda_{\beta}} \right] \quad (4.2.10)$$

Величина $\lambda_{n,\gamma} N_7^0$ - есть число атомов ^8Li , образуемых в единицу времени, оно непосредственно определялось в расчетах [14, 15, 99] по коду нейтронного транспорта MAMONT и является функцией 1) энергетической зависимости сечения (n, γ)-реакции и 2) пространственно-энергетического распределения нейтронов (для стационарной задачи). Введено определение эффективности литиевого blankets k как число образуемых атомов ^8Li , нормированное на число нейтронов, выходящих из активной зоны.

Так, для сферически-симметричной слоистой геометрии Li-D₂O при толщине литиевого blankets (примесь ^6Li - 0.0001) в 150 см и тяжеловодного слоя-отражателя 25÷30 см величина эффективности (т.е., $\lambda_{n,\gamma} N_7^0$) равна 7%.

Учитывая, что $\lambda_{n,\gamma} \ll 1$, выражение (4.2.10) упрощается:

$$N_8(t) = \frac{\lambda_{n,\gamma} N_7^0}{\lambda_{\beta}} [1 - \exp(-\lambda_{\beta} t)] \quad (4.2.11)$$

Из (4.2.11) получаем оценку минимального времени прокачки t_p лития через blankets, т.е., время активации ^7Li . На рис. 4.2.3 представлено изменение отношения

$\frac{N_8}{\lambda_{n,\gamma} N_7^0}$ в функции от времени активации.

Для отношения, приближающегося к единице необходимо время активации $t_p \geq 2$ с, но быстрый распад ${}^8\text{Li}$ (пунктир) диктует необходимость быстрой доставки лития к прокачиваемому резервуару, вблизи которого установлен нейтринный детектор.

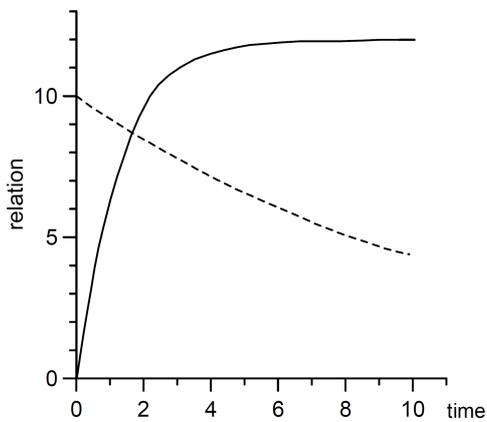


Рис.4.2.3. Изменение числа атомов ${}^8\text{Li}$ от времени активации (сплошная линия), деление временной оси равно 1 с. Изменение доли не распавшихся изотопов ${}^8\text{Li}$ (при доставке из blankets в объемный резервуар) от времени (пунктир), деление временной оси равно 0.1 с.

Определение потоков литиевых антинейтрино в схеме с управляемым спектром [103-107, 271, 272].

Если величина $\lambda_{n,\gamma}N_7^0$ известна (т.е., определена эффективность blankets в данной геометрии для конкретного состава зон), то возможно определить антинейтринные потоки от любой части установки (включая blankets, каналы доставки лития) и результирующий $\tilde{\nu}_e$ –спектр в геометрии детектора.

Определим выражения для потока литиевых антинейтрино из указанных объемов, полагая, что все параметры системы стабилизированы. Примем необходимое допущение для следующих построений: время транспорта ядер лития через рассматриваемый объем не зависит от траектории в данном объеме и равно времени транспорта через рассматриваемый объем.

$\tilde{\nu}_e$ –поток из литиевого blankets. Пусть V_B - объем blankets, V_0 - полный объем лития-содержащего вещества в системе, w - объем, прокачиваемый в единицу времени (скорость прокачки единицы объема), тогда $t_p = V_B / w$ - время прокачки объема blankets. Условно выделим в blankets некоторый сферический сегмент объемом V_s .

За время прокачки объема данного сегмента $t_s = V_s / w$, часть ядер ${}^8\text{Li}$, образованных во временном интервале $[0, t_s]$ - распадется и с учетом выражений (4.2.9 - 4.2.11) и $\lambda_{n,\gamma}t_s \ll 1$ данные распады обеспечат $\tilde{\nu}_e$ - поток:

$$S_1 = N_7^0 - N_7(t_s) - N_8(t_s) = \lambda_{n,\gamma}N_7^0 t_s - (\lambda_{n,\gamma}N_7^0 / \lambda_\beta)\phi(V_s), \quad (4.2.12)$$

где введена функция

$$\varphi(y) = 1 - \exp(-\lambda_\beta y/w). \quad (4.2.13)$$

Ядра изотопа ${}^8\text{Li}$, образованные в предыдущих временных интервалах, претерпевают распад в данном интервале $[0, t_s]$. Предыдущие временные интервалы ($[-V_0/w, t_p - V_0/w]$, $[-2V_0/w, t_p - 2V_0/w]$, ..., $[-nV_0/w, t_p - nV_0/w]$) соответствуют последнему, предпоследнему, ..., "n"-му предшествующему циклу по отношению к моменту времени $t=0$. Принимая во внимание, что ядерная концентрация изотопа ${}^7\text{Li}$ практически не меняется, получаем следующие антинейтринные потоки в интервале $[0, t_s]$ от (n,γ) -активации ${}^7\text{Li}$ в предыдущих циклах прокачки:

$$S_2 = \frac{\lambda_{n,\gamma} N_7^0}{\lambda_\beta} \varphi(V_B) \left\{ \exp[-\lambda_\beta(V_0 - V_B)/w] - \exp[-\lambda_\beta(V_0 - V_B + wt_s)/w] \right\}$$

$$S_3 = S_2 \exp(-\lambda_\beta V_0/w)$$

·
·
·

(4.2.14)

$$S_n = S_2 \exp[-(n-2)\lambda_\beta V_0/w]$$

Тогда, интегральный поток литиевых антинейтрино, испущенных из сферического сегмента за время t равен:

$$N_s(t) = \frac{t}{t_s} \left(S_1 + \sum_{n=2}^{\infty} S_n \right) = \frac{t}{t_s} \left[S_1 + \frac{S_2}{\varphi(-\lambda_\beta V_0/w)} \right] \quad (4.2.15)$$

Для времени прокачки $t_s = t_p$ формула (4.2.15) дает интегральный поток от полного объема blankets.

\tilde{v}_e – **поток из канала доставки лития**. Пренебрежем (n,γ) -активацией изотопа ${}^7\text{Li}$ в канале доставки от blankets в объемный резервуар. Пусть t_d - время, необходимое для доставки лития на удаление L_1 (см. рис. 4.2.1).

Как и в случае blankets, интегрированный поток литиевых антинейтрино, испускаемых из канала доставки за время t есть сумма бесконечной серии слагаемых от активации ${}^7\text{Li}$ в предыдущих циклах прокачки- $[t_p - V_0/w, t_p + t_d - V_0/w]$, ..., $[t_p - nV_0/w, t_p + t_d - nV_0/w]$:

$$N_{cd}(t) = \frac{t}{t_p} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\lambda_{n,\gamma} N_7^0}{\lambda_\beta} \varphi(V_B) \varphi(wt_d) \exp[-(n-1)\lambda_\beta V_0/w] =$$

$$\frac{\lambda_{n,\gamma} N_7^0 t}{\lambda_\beta t_p} \cdot \frac{\varphi(V_B) \varphi(wt_d)}{\varphi(V_0)} \quad (4.2.16)$$

$\tilde{\nu}_e$ –поток из резервуара. Пусть V_R - объем прокачиваемого резервуара. Интегральный поток литиевых антинейтрино, испускаемых из резервуара есть разность потоков $N_{cd}(t, t'_d)$ для двух времен доставки лития t'_d :

$$N_R(t) = N_{cd}(t, t'_d) \Big|_{t'_d=t_d}^{t'_d=t_d+V_R/w} = \frac{\lambda_{n,\gamma} N_7^0 t}{\lambda_\beta t_p} \cdot \frac{\varphi(V_B)\varphi(V_R)\exp(-\lambda_\beta t_d)}{\varphi(V_0)} \quad (4.2.17)$$

Анализ работы источника в режиме с управляемым спектром [103, 104, 271, 272]. Основное требование к системе комбинированного источника - бланкет должен обеспечить высокую эффективность k , резервуар прокачки должен иметь объем для обеспечения максимально возможной жесткости $\tilde{\nu}_e$ –потока в месте расположения детектора и должна быть обеспечена максимально возможная скорость доставки активированного лития в резервуар.

Определим соотношение между полным объемом системы V_0 , объемом бланкета V_B и резервуара V_R следующим образом:

$$\begin{cases} V_0 = (1 + \alpha)V_B \\ V_R = \alpha \cdot b \cdot V_B, \end{cases} \quad (4.2.18)$$

где α , b - некоторые коэффициенты, $\alpha > 0$, $0 < b < 1$.

При рассмотрении режимов работы бланкета представляет интерес проследить изменение относительного числа литиевых нейтрино, испускаемых из бланкета, в зависимости от времени транспорта через бланкет t_p [с] и коэффициента α . Информацию о режимах работы резервуара и канала доставки лития, данные для соотношения объемов бланкета, резервуара, канала доставки можно получить из анализа зависимости относительного числа нейтрино, испускаемых из резервуара, канала доставки в функции от t_p , α , b , времени доставки в функции t_d лития в резервуар, коэффициента γ (отношение объема канала доставки лития в резервуар к полному объему управляемой системы).

Для обсуждаемого ниже (на рис.4.2.4, 4.2.5 и 4.2.6) изменения относительного числа литиевых нейтрино выбрана геометрия (рис. 4.2.1): для сферического бланкета толщина - 1 м: сферическая активная зона соответствует объему высокопоточного реактора ПИК (радиус - $R_{AZ} = 24$ см); диаметр каналов доставки - 0.4 м; $L_3 = 0$, $D = 2.70$ м. Расчеты сделаны для различных длин канала доставки L_1 (соответствующей времени доставки $t_d = 0.5, 0.75$ и 1.0 с при выбранной скорости доставки единицы объема $w = 1.5, 2.0, 2.5, 3.0$ м³/с.

На рис. 4.2.4 представлено семейство зависимостей относительного числа литиевых $\tilde{\nu}_e$, испускаемых из бланкета [т.е., N_B / N_0 (где $N_0 = \lambda_{n,\gamma} N_7^0 t_p$ - число $\tilde{\nu}_e$, испускаемых всей системой), с учетом нормировки на время активации t_p ;] функции от α при различных значениях t_p . Скорость доставки единицы объема w ($\text{м}^3/\text{с}$) (которой соответствует время доставки t_p) указана в скобках. Нефизический интервал $\alpha = 0 \div \alpha_{min}$ может быть определен при данном времени t_d и скорости доставки w из ограничения: $b = 0$ и $V_B (1 + \alpha_{min}) = V_B + 2wt_d$.

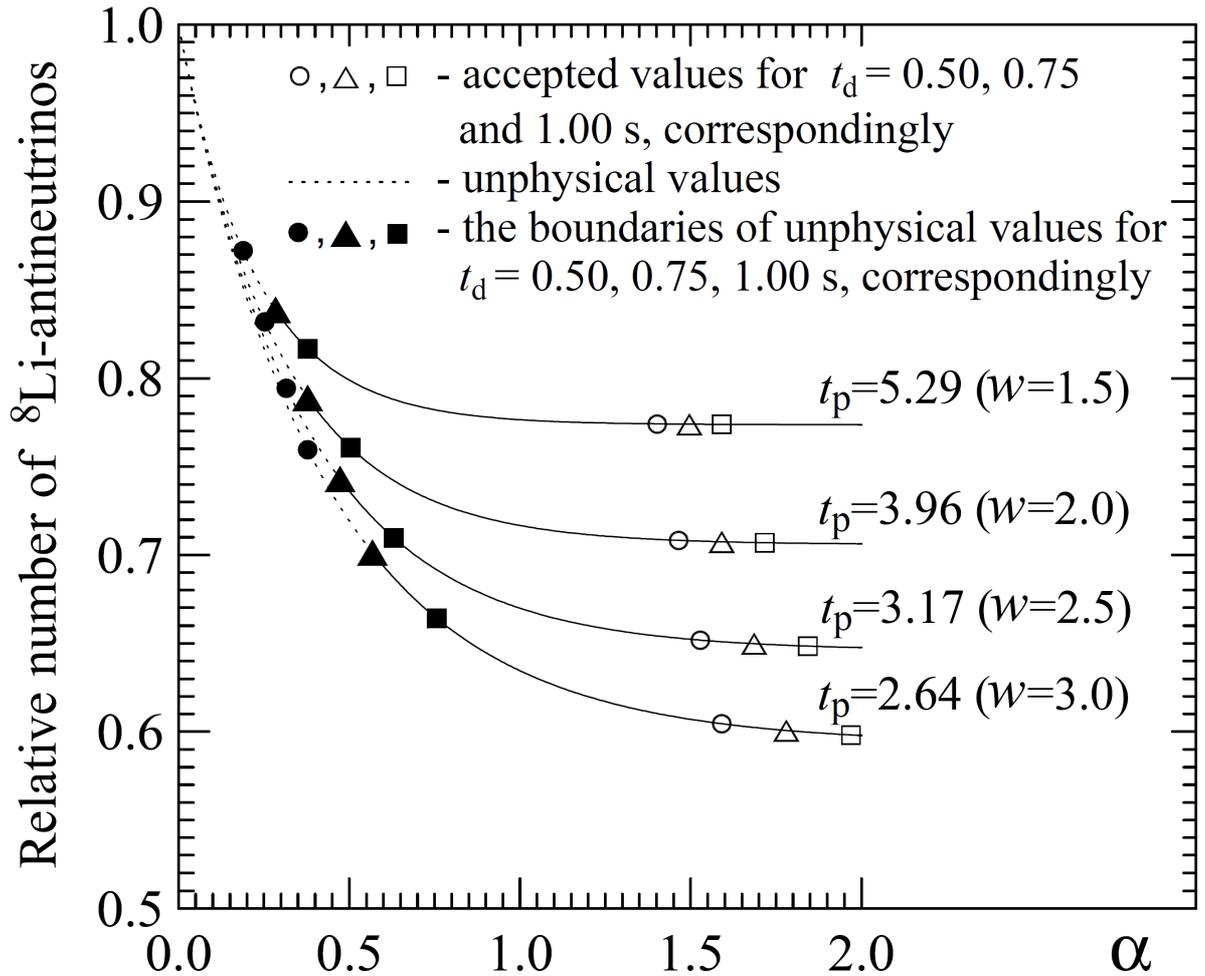


Рис.4.2.4. Относительное число литиевых $\tilde{\nu}_e$, испускаемых из бланкета (N_B / N_0 , где N_0 - число литиевых $\tilde{\nu}_e$, испускаемое всей системой в рассчитанной геометрии) в функции от коэффициента α при различных временах прокачки объема бланкета t_p [с]; скобках указана объемная скорость доставки единицы объема w [$\text{м}^3/\text{с}$]; параметр α определяется соотношением $V_0 = V_B (1 + \alpha)$.

Как пример, нефизический интервал (см. рис.4.2.4) ограничен точечной линией до значения α_{min} , соответствующего времени доставки $t_d = 0.75$ с. Выбор возможных значений времени доставки t_d продиктован быстрым β^- -распадом ^8Li . При больших временах прокачки t_p кривые быстро выходят на асимптотику и дальнейшее увеличение

коэффициента α (объемы резервуара и каналов) с целью увеличения вклада жесткой компоненты в суммарный $\tilde{\nu}_e$ - спектр является неоправданным. Именно поэтому, необходимы режимы с максимально возможной объемной скоростью доставки w .

Зависимость относительного числа литиевых антинейтрино, испускаемых из канала доставки channel $N_{cd}(t)/N_0(t)$ представлена на рис. 4.2.5 для различных скоростей w и времени доставки t_d .

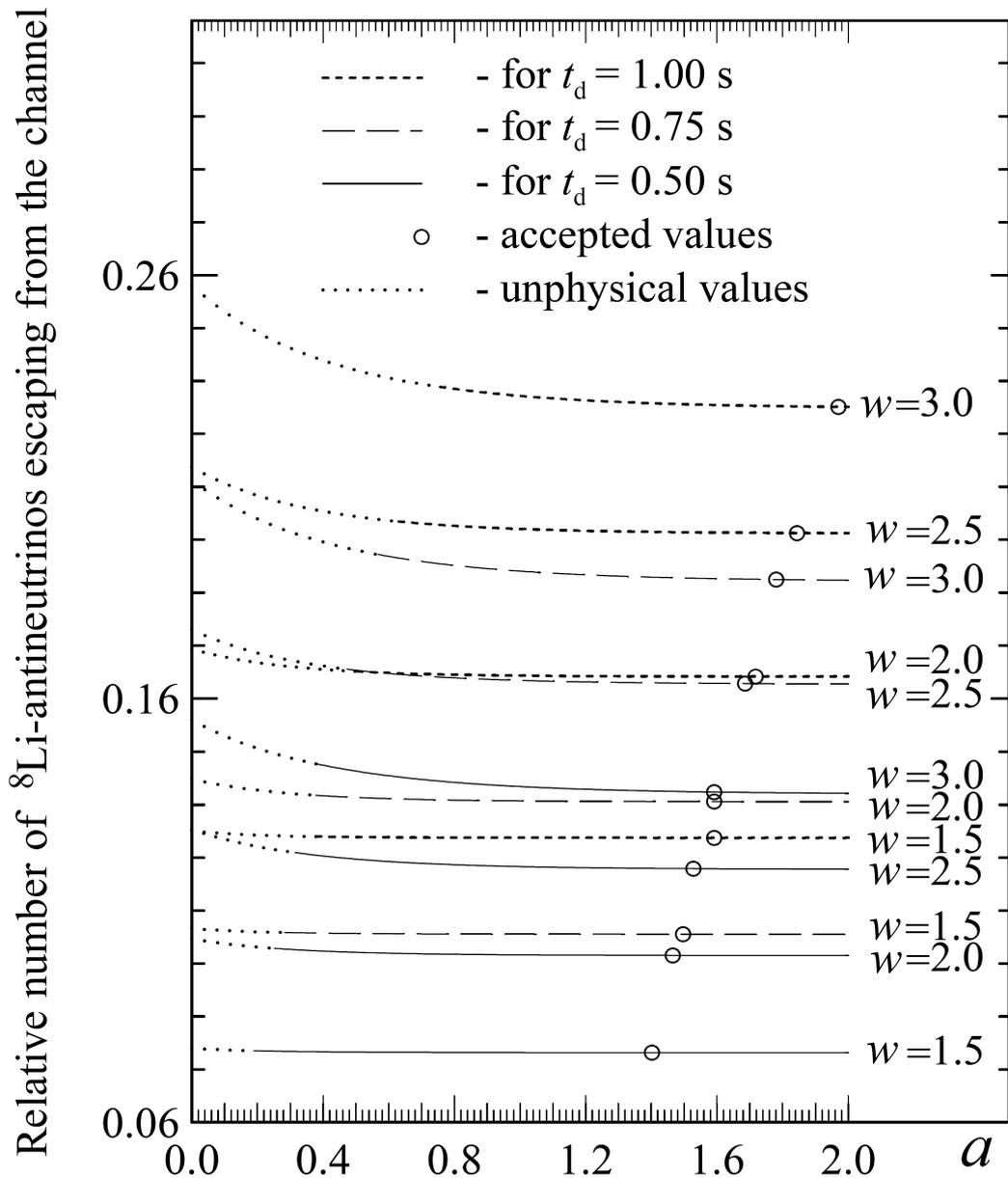


Рис.4.2.5. Относительное число литиевых $\tilde{\nu}_e$, испускаемых из канала доставки (N_{cd} / N_0 , где N_0 - число литиевых $\tilde{\nu}_e$, испускаемое всей системой в рассчитанной геометрии) в функции от коэффициента α при различных временах прокачки объема blankets t_p [с]; скобках указана скорость доставки единицы объема w [$\text{м}^3/\text{с}$]; параметр α определяется соотношением $V_0 = V_B (1 + \alpha)$.

Нефизический интервал величин $\alpha = 0 \div \alpha_{min}$ определен из тех же ограничений. Относительная часть антинейтрино, испущенная из канала доставки быстро возрастает с ростом скорости прокачки и это важно для увеличения жесткости $\tilde{\nu}_e$ - спектра в месте локализации детектора. обеспечения. Большая скорость доставки единицы объема лития при ограничении на линейную скорость в канале приводит к большому сечению каналов - $R \sim (20 \div 30)$ см.

Семейство зависимостей относительного числа литиевых антинейтрино, испускаемых из резервуара [т.е., $N_R(t)/N_0(t)$] как функция коэффициента b при различных временах транспорта через резервуар (соответствующие скорости указаны в скобках), временах доставки t_d и параметрах α представлены на рис. 4.2.6.

Нефизический интервал $b = b_{max} \div 1$ найден из ограничений $\alpha V_B = 2wt_d + \alpha b_{max} V_B$. Значения параметра α соответствуют выбору конкретной геометрии системы, для которой произведен расчет жесткости $\tilde{\nu}_e$ - спектра и сечения нейтринных реакций в детекторе. Видно, что при больших временах прокачки t_p доля литиевых антинейтрино, испускаемых из резервуара быстро выходит на асимптотическое поведение с увеличением коэффициента b , т.е., с ростом объема резервуара. С другой стороны, с ростом скорости прокачки единицы объема w увеличение объема V_R дает значительный рост доли антинейтрино, испускаемых из резервуара.

Объем blankets V_B с толщиной литиевого слоя 150 см и активной зоны 51 л (как у реактора ПИК) равен 22 м^3 . Полный объем системы с принудительной циркуляцией литийсодержащего вещества будет примерно в 2 (и более) раз больше. Т.е., возникает задача о возможности снижения массы высокочистого лития. Общий объем лития может быть сокращен (при сохранении заданного отношения между числом антинейтрино, испускаемых из blankets, резервуара и канала доставки) в m раз путем уменьшения в m раз объемов blankets, резервуара, каналов и скорости прокачки w (т.е., времена прокачки и доставки останутся неизменными). Ясно, что такое сокращение V_0 при сохранении подобия в потоках N_B , N_R и N_{cd} достигается путем снижения эффективности k blankets. Однако, это снижение меньше масштабного фактора m . Так, переход в сферической геометрии с внешним отражателем (схема Li-D₂O) и толщиной blankets 150 см к толщине 130 см, что соответствует $V_B = 15.2 \text{ м}^3$, дает $m=1.44$ при падении k от 7.0 до 5.67%. Ниже, в разделе, посвященном выбору материала blankets (4.3 Blanket на основе литий-дейтериевых растворов и соединений) будет предложено кардинальное решение проблемы большой (и дорогостоящей) массы высокочистого лития.

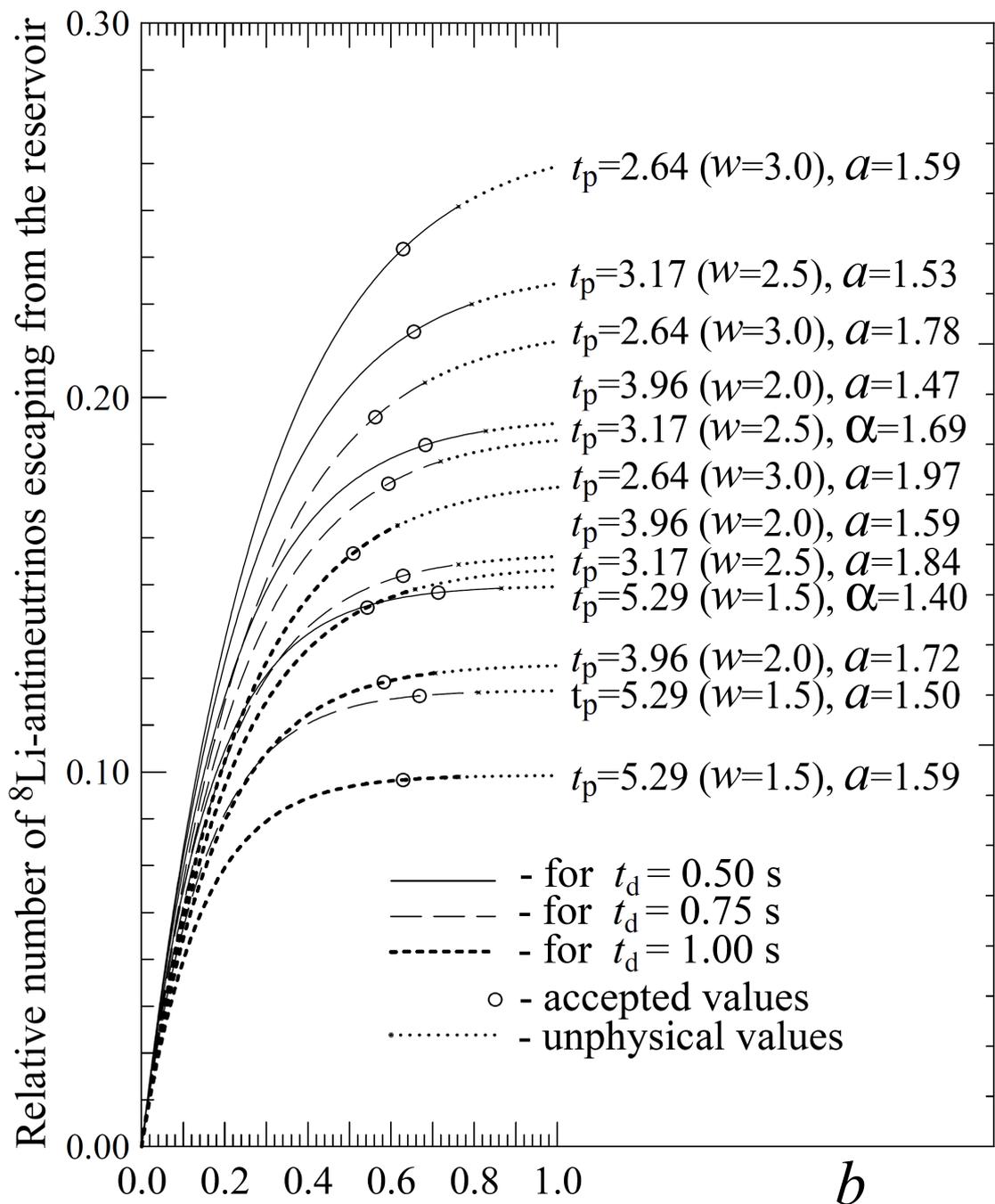


Рис.4.2.6. Относительное число литиевых $\tilde{\nu}_e$, испускаемых из резервуара (N_R / N_0 , где N_0 - число литиевых $\tilde{\nu}_e$, испускаемое всей системой в рассчитанной геометрии) в функции от коэффициента b при различных временах транспорта через объем blankets t_p [с]; скобках указана скорость прокачки единицы объема w [m^3/c]; параметры α , b определяется соотношениями $V_0 = V_c(1 + \alpha)$, $V_r = \alpha \cdot b \cdot V_c$.

Доминирующую роль в формировании жесткого результирующего нейтринного спектра начинает играть геометрия установки, в основном - отдаленность объемного резервуара с установленным рядом детектором от активной зоны. За счет этого факто-

ра относительная доля $\tilde{\nu}_e$ –излучения от перекачиваемого объема может быть увеличена на порядок. Большая жесткость результирующего спектра обеспечивает дополнительное преимущество вследствие зависимости $\sigma \sim E_\nu^2$.

4.3 ЗАДАЧА УМЕНЬШЕНИЯ РАЗМЕРОВ БЛАНКЕТА ПРИ ОБЕСПЕЧЕНИИ ЕГО МАКСИМАЛЬНОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ

Схема blankets должна удовлетворять двум основным конфликтующим требованиям - обеспечивать максимальную эффективность (максимальный выход изотопа ${}^8\text{Li}$ на нейтрон источника) и быть максимально компактной (для уменьшения требуемой массы высокочистого ${}^7\text{Li}$, а также для осцилляционных экспериментов в установке с неуправляемым спектром, в т.ч., в схеме blankets с ускорителем [см. раздел "Литиевый антинейтринный blanket в схеме тандема с ускорителем и нейтронно-производящей мишенью"]). Возрастание выхода ${}^8\text{Li}$ обеспечивается при увеличении жесткости результирующего $\tilde{\nu}_e$ –спектра от литиевого blankets и активной зоны и принципиально решается при создании установки с управляемым спектром. Однако, реальная возможность реализации сильно осложняется необходимостью в больших объемах высокочистого лития. Так, согласно работе [99] в геометрии Li-D₂O (с внешним слоем тяжеловодного отражателя) в случае примеси ${}^6\text{Li}$ - 0.0001 с толщиной blankets $L_B = 130$ и 150 см достигается эффективность $k = 6-7\%$, соответственно (см., также [108]). При таких размерах требуется 8.23 и 11.89 т высокочистого лития. Для установки с управляемым спектром потребуется лития примерно в ~ 2 или более раз больше. Необходимость снижения требуемой массы чистого изотопа ${}^7\text{Li}$ очевидна. При этом необходимо предусмотреть разрешение технологических проблем при реализации такой петлевой схемы.

Сформулированная задача успешно решается путем использования ряда литиевых соединений и их тяжеловодных растворов в качестве вещества blankets рассмотрены в работах [108, 109], где выдвигается естественное требование, чтобы данные соединения обладали высокой замедляющей способностью, а их элементы (изотопы), входящие в состав литиевого соединения, имели малое сечение поглощения.

Blanket на основе дейтерида лития [108, 109]. Задача о снижении требуемой массы высокочистого лития сводится к уменьшению толщины слоя L_B blankets (blanket становится более компактным), поскольку $m_{Li} \sim (L_B^3 - V_{AZ})$. Уменьшение L_B при сохранении (или росте) k достигается при росте замедляющих свойств вещества blankets

(с учетом того, что $\sigma_{m\gamma} \sim 1/v$ и более половины вклада в эффективность k обеспечивается при диффузии). Для рассмотренных в [15, 99] геометрий вклад в k при диффузии составил до 70%; увеличение диффузионного вклада в k приводит, с одной стороны, к росту k , с другой - позволяет уменьшить L_B . Задача может быть решена заменой лития в бланкете на дейтерида лития LiD, где вероятность поглощения нейтронов на литии близка к 100% (поскольку для дейтерия $\sigma_a = 0.519 \cdot 10^{-3}$ бн [110], а замедляющая способность $\bar{\xi} \cdot \bar{\Sigma}_s$ возрастает с 0.0134 см^{-1} в варианте с ${}^7\text{Li}$ до 0.164 см^{-1} для ${}^7\text{LiD}$. Таким образом, замедляющая способность ${}^7\text{LiD}$ приближается к $\bar{\xi} \cdot \bar{\Sigma}_s = 0.176 \text{ см}^{-1}$ для D_2O [62].

Расчет эффективности бланкета из дейтерида лития проведен по транспортному коду MAMONT для двух плотностей $\rho_{\text{LiD}} = 0.80$ и 0.89 г/см^3 . (кристаллическая плотность) при концентрации примеси ${}^6\text{Li} - 0.0001$. Моделирование проведено в схеме Li-D₂O со слоем тяжеловодного отражателя $L_w = 30 \text{ см}$. Близкая к максимальной эффективность достигается уже при $L_B = 70 \text{ см}$ (см. рис.4.3.1), при этом за пределы бланкета выходит $\leq 2\%$ нейтронов источника. Несколько большая эффективность при меньшей плотности ρ_{LiD} для $L_B \geq 60 \text{ см}$ обусловлена меньшим отражением в активную зону.

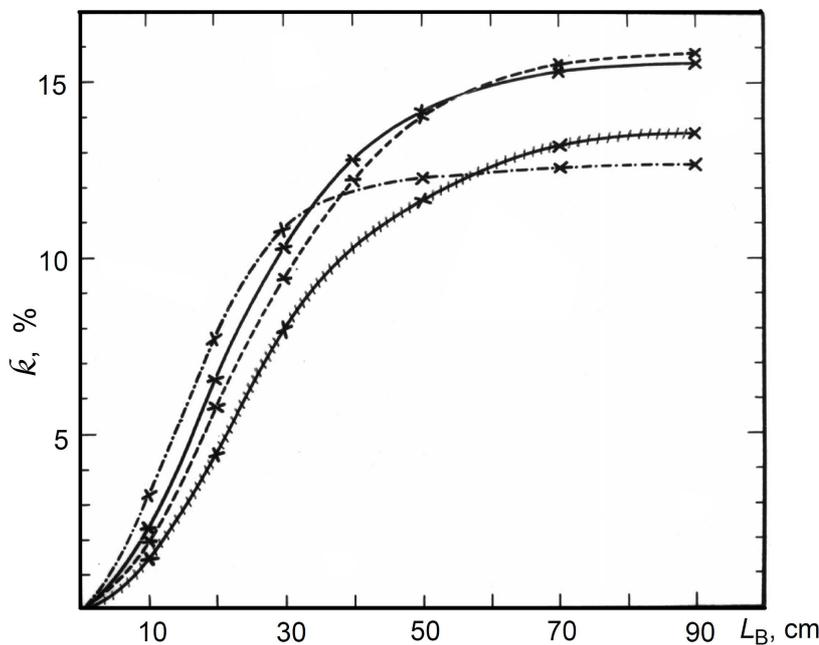


Рис.4.3.1. Зависимость эффективности бланкета k (примесь ${}^6\text{Li} - 0.0001$) от толщины слоя L_B для бланкетов из различных веществ: ———— - LiD ($\rho=0.89 \text{ г/см}^3$); пунктир - LiD ($\rho=0.80 \text{ г/см}^3$); /-/-/ - LiOD; штрих-пунктир - LiOD·D₂O.

Достижимая эффективность k два раза выше максимальной для литиевого бланкета в схеме Li-D₂O с $L_B = 150 \text{ см}$. Таким образом, бланкет из дейтерида лития в сравнении с литиевым бланкетом в установки с неуправляемым спектром [99, 107] обладает несомненными преимуществами и является более перспективным, как обеспечивающий большую эффективность при меньшей массе высокочистого лития.

Бланкет на основе тяжеловодного раствора дейтерированной гидроокиси лития [106, 109]. Для бланкета на основе LiD невозможна реализация схемы с управляемым спектром (схема с принудительной циркуляцией активируемого литий-содержащего вещества в замкнутой петле, с учетом $t_{\text{плав.}} = 686^\circ\text{C}$. Требуемая масса высокочистого Li также остается довольно большой - для заполнения бланкета с $L_c = 70$ см необходимо ≈ 2100 кг Li. Естественный путь дальнейшего решения проблемы - "растворение" LiD в избыточном объеме тяжелой воды и использование полученного тяжеловодного раствора LiOD в качестве материала бланкета. Однако, для получения значительных масс раствора использовать реакцию $\text{LiD} + \text{D}_2\text{O} = \text{LiOD} + \text{D}_2$ нецелесообразно из-за ее пиротехнического характера (см. [112], стр. 20). Процесс получения значительных масс LiOD технологически отработан (см. [112], стр. 272-277).

Действительно, по своим замедляющим свойствам раствор LiOD в D_2O (при всех возможных концентрациях) приближается по замедляющим свойствам к тяжелой воде, но при этом поглощение нейтронов с большой вероятностью будет происходить на ${}^7\text{Li}$ (при достаточной очистке от ${}^6\text{Li}$): для тепловых нейтронов [110] $\sigma_a({}^7\text{Li}) = 0.0454$ бн $\gg \sigma_a(\text{D}) > \sigma_a({}_8\text{O}) = 0.19 \cdot 10^{-3}$ бн. При использовании раствора требуемая масса лития резко снижается и появляется возможность реализовать схему с принудительной циркуляцией активируемого литий-содержащего вещества.

Использованные в расчетах концентрации LiOD в тяжелой воде (9.46, 5.66, 0.94 весовых %) и плотности растворов получены по данным работы [111]. Концентрация ~ 10 вес.% ниже предельной при $t^\circ = 20^\circ\text{C}$ и, тем более, [112] при температурах (40÷80) $^\circ\text{C}$, характерных для исследовательских реакторов с водяным теплоносителем. Укажем, что согласно [112] растворимость гидроокиси лития при 20°C составляет 10.99%, а при повышении температуры - растет и достигает 12.12%, 14.21% и 16.05% при 50, 80 и 100 $^\circ\text{C}$, соответственно. При моделировании для выявления эффекта использовались три значения концентраций (9.46%, 5.66% и 0.94%), т.е., существенно ниже предельных значений.

Эффективность бланкета из дейтерида лития определяется при на 95÷96% диффузионным поглощением. Для тяжеловодного раствора LiOD этот диффузионный вклад близок к 100% (см. [110], стр.32), поэтому необходимо знать распределение ρ тепловых нейтронов. На рис. 4.3.2 и 4.3.3 для LiD и раствора LiOD (концентрация 9.46 вес.%), соответственно, при $L_c = 70$ см представлено число нейтронов, пересекающих при замедлении границу тепловой группы (0.215 эВ), как функция от радиуса.

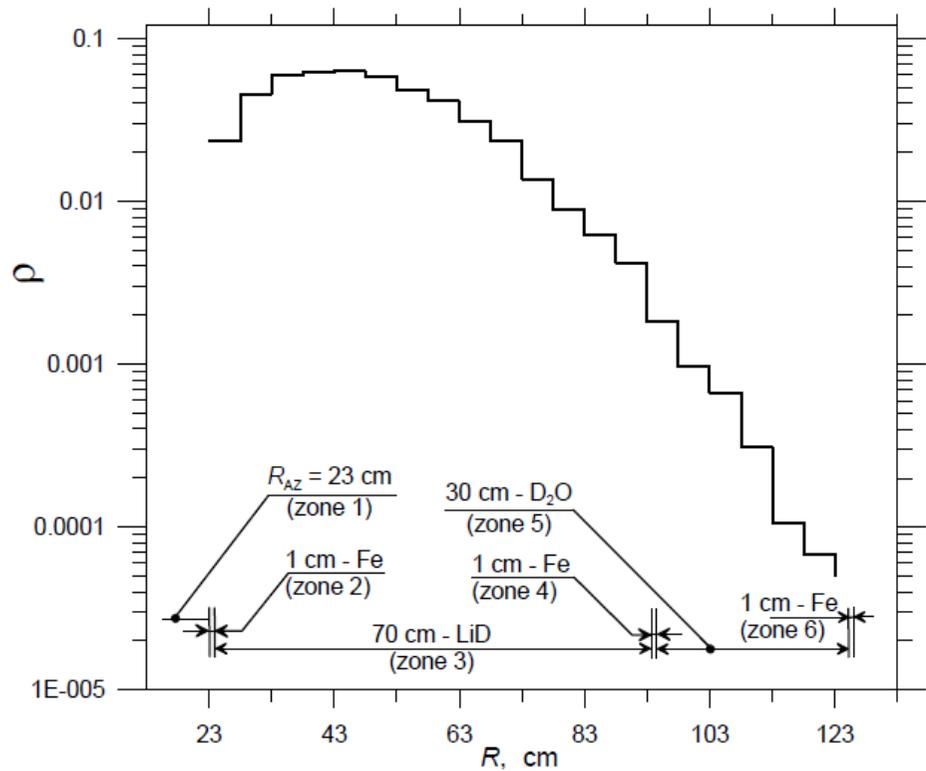


Рис.4.3.2. Число нейтронов, замедлившихся в тепловую группу для blankets из LiD (плотность - 0.80 г/см³). Замедление регистрировалось по шаровым слоям с шагом 5 см при нормировке на число нейтронов, выходящих из активной зоны.

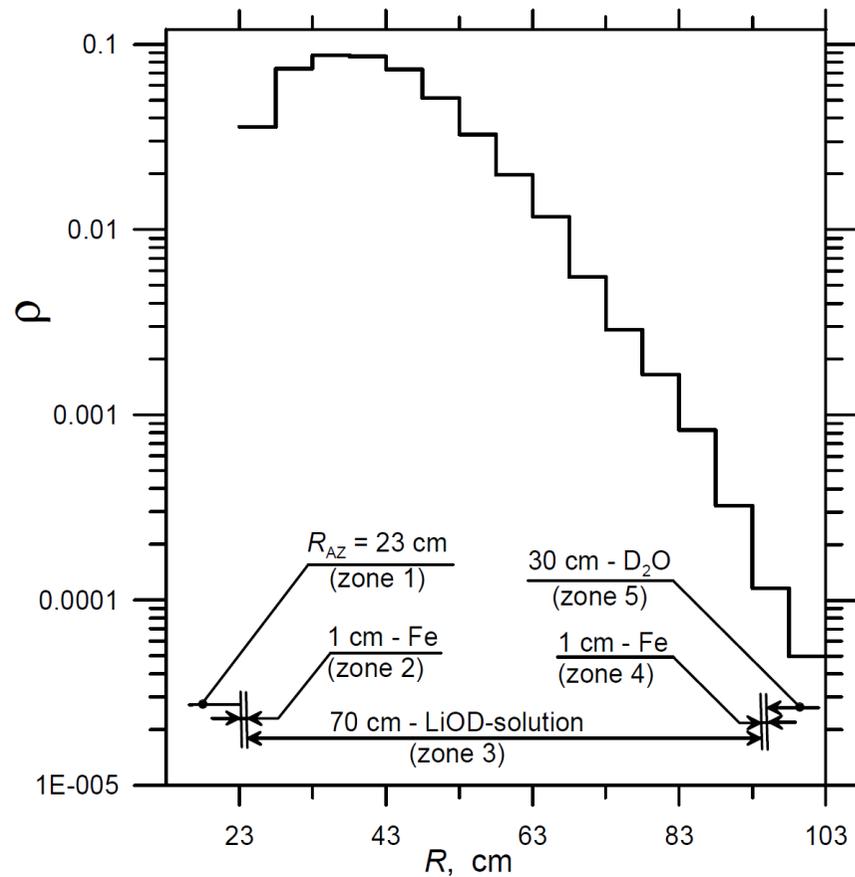


Рис.4.3.3. Число нейтронов, замедлившихся в тепловую группу для blankets из тяжеловодного раствора LiOD с концентрацией 9.46%. Замедление регистрировалось по шаровым слоям с шагом 5 см при нормировке на число нейтронов, выходящих из активной зоны.

Для сопоставления плотности ρ с зонами в нижней части рисунка отмечены границы зон и их состав. Данные распределения соответствуют чистоте лития с примесью ${}^6\text{Li}$ - 0.0001. Гистограммы плотности ρ (рис. 4.3.2 и 4.3.3) иллюстрируют преимущества тяжеловодного раствора LiOD в сравнении с LiD.

Действительно, в бланкете из дейтерида лития в слоях бланкета толщиной 25, 35, 50, 60 и 70 см замедляется соответственно 49.5, 70.5, 88.9, 93.4 и 95.5% нейтронов (при нормировке на 100% поглощения по всем зонам, начиная со второй). В бланкете с 9.46% раствором гидроокиси лития 100%-ое замедление нейтронов достигается практически уже при 50 см, а при 25 и 35 см составляет 74.8 и 92.0%, соответственно.

Результаты расчета эффективности бланкетов на основе данных растворов в зависимости от толщины бланкета представлены на рис.4.3.4.

Важно отметить закономерность сгущения кривых эффективности k при увеличении концентрации LiOD. Нелинейность эффекта роста k с увеличением концентрации раствора объясняется, в основном, быстрым стремлением вероятности поглощения на литии при диффузии к 100% (напомним, что диффузионный вклад близок к 100%) и геометрическим фактором утечки диффузионных нейтронов из бланкета. Так, для концентраций 9.46, 5.66 и 0.94 вес % вероятности поглощения на литии при диффузии составляют 89.9, 84.1 и 46.0%.

При этом вероятности поглощения нейтронов в бланкете на изотопе ${}^7\text{Li}$ при диффузии равны 29.1, 27.2 и 14.9%. Таким образом, при росте концентрации с 0.94% до 5.66 и 9.46% (рост в ~6 и 10 раз) и в предположении, что толщина бланкета достаточно велика для пренебрежения утечкой диффузионных нейтронов из бланкета, получаем увеличение k в $(27.2/14.9) \approx 1.83$ и $(29.1/14.9) \approx 1.95$ раз. В связи с эффектом сгущения кривых эффективности при разработке установки возникает практическая задача о выборе концентрации раствора для бланкета с данным L_B . Здесь возникает возможность компромиссного решения: возможность ограничиться сравнительно более низкими концентрациями LiOD в тяжелой воде (например, 5.66% вместо 9.46%, значительно уменьшив при таком подходе стоимость создания установки) при принципиальном уменьшении продуктивности бланкета k .

Таким образом, бланкет на основе тяжеловодного раствора LiOD обеспечивает в сравнении с LiD-бланкетом значительное уменьшение требуемой массы высокочистого лития (в 20 и более раз). По эффективности данный бланкет уступает LiD-бланкету в 1.3÷1.5 раза. Но тяжеловодный раствор LiOD более технологичен при создании уста-

новки. Несомненным преимуществом LiOD-раствора является возможность реализации схемы с управляемым спектром и резкое снижение массы высокочистого лития.

Требования к чистоте изотопного состава лития [108, 109]. Вопрос о возможности снижения чистоты по изотопу ${}^7\text{Li}$ возникает в связи со сложностями изотопной очистки. Однако, уже при снижении чистоты с 99.9% до 99.98% (т.е., в два раза) при поглощении нейтронов на литии парциальная вероятность поглощения на ${}^7\text{Li}$ падает с $\sim 45 \text{ мб} / (94+45) \text{ мбн} \approx 0.32$ до $45 \text{ мб} / (94 \cdot 2 + 45) \text{ мбн} \approx 0.19$.

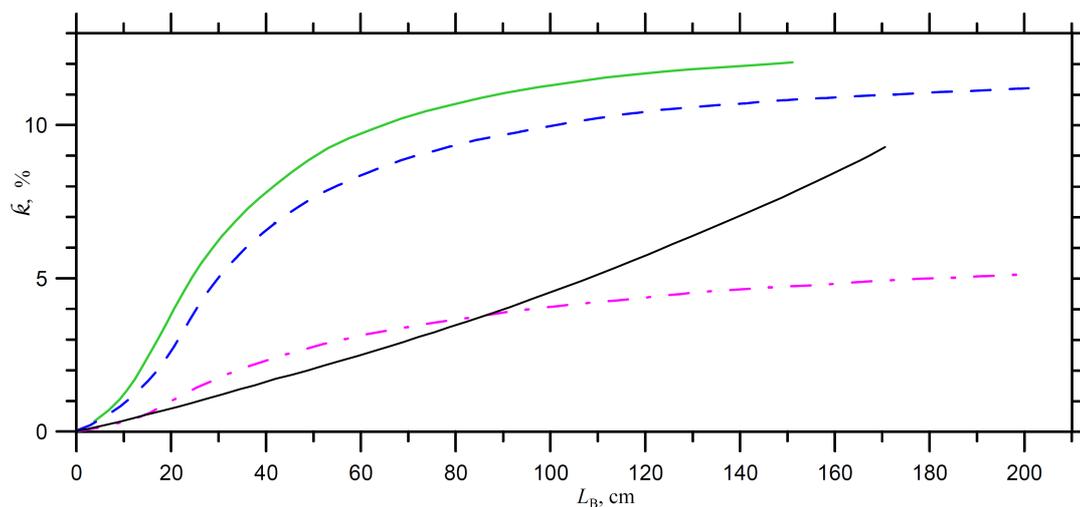


Рис.4.3.4. Зависимость эффективности blankets \bar{k} (примесь ${}^6\text{Li}$ - 0.0001) от толщины его слоя L_B для blankets из лития - — и тяжеловодного раствора LiOD с концентрацией LiOD (вес.%): — — — — — 9.46%; - - - - - 5.66%, - · - · - 0.94%.

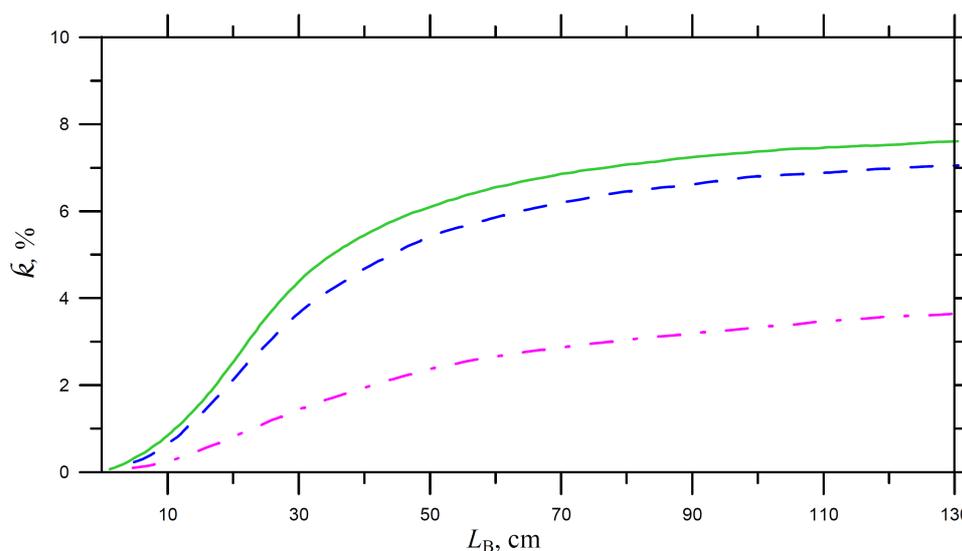


Рис.4.3.5. Зависимость эффективности blankets \bar{k} (примесь ${}^6\text{Li}$ - 0.0002) от толщины его слоя L_B для blankets из тяжеловодного раствора LiOD с концентрацией LiOD (вес.%): — — — — — 9.46%; - - - - - 5.66%, - · - · - 0.94%.

Таким образом, существует естественное ограничение на примесь "вредного" изотопа ${}^6\text{Li}$. Результаты расчета эффективности blankets на основе тяжеловодного раствора LiOD с теми же концентрациями представлены на рис.4.3.5 при чистоте лития: ${}^6\text{Li}$ - 0.0002, ${}^7\text{Li}$ - 0.9998. Из сопоставления с рис. 4.3.4 видно, что снижение чистоты в два раза приводит к падению эффективности k в (1.2÷1.25), (1.4÷1.5), (1.45÷1.55) раз для концентраций 0.94, 5.66 и 9.46 вес. %. Необходимо обоснованное (реальными возможностями создания установки) сочетание требуемой чистоты лития и его массы в blanketе. Изменение эффективности при небольшом снижении чистоты лития для разных концентраций позволяют установить верхний предел для концентрации изотопа ${}^6\text{Li}$. Мы считаем, что предельная концентрация ${}^6\text{Li}$ не должна быть выше 0.0002 (соответственно, концентрация ${}^7\text{Li}$ не должна быть ниже 0.9998).

Blanket на основе дейтерированной гидроокиси лития и дейтерированного моногидрата гидроокиси лития [107, 108, 109, 299]. При поиске вещества для blanketа в схеме неуправляемого спектра следует рассмотреть твердую гидроокись LiOD и моногидрат гидроокиси $\text{LiOD}\cdot\text{D}_2\text{O}$. Действительно, данные вещества характеризуются большими замедляющими способностями $\bar{\xi}\cdot\bar{\Sigma}_s$: 0.115 и 0.225 для LiOD и $\text{LiOD}\cdot\text{D}_2\text{O}$, соответственно. Обратим внимание на то, что замедляющая способность у $\text{LiOD}\cdot\text{D}_2\text{O}$ выше, чем у тяжелой воды. Данные вещества обеспечивают высокую эффективность при относительно небольших толщинах blanketов (см. рис. 4.3.1). Для обеспечения эффективности в ~11% масса высокочистого лития в LiD -blankete близка к требуемой для LiOD -blankета (520 и 560 кг, соответственно), но в (2.6-2.8). раза превышает необходимую массу для $\text{LiOD}\cdot\text{D}_2\text{O}$ -blankета (200 кг).

Для $L_c \leq 33$ см наибольшую эффективность среди LiD , LiOD и $\text{LiOD}\cdot\text{D}_2\text{O}$ при меньшей требуемой массе лития обеспечивает $\text{LiOD}\cdot\text{D}_2\text{O}$ -blanket. Так, эффективность в 8% достигается уже при толщине литиевого blanketа 20 см (100 кг лития). С учетом парциальной доли лития в $\text{LiOD}\cdot\text{D}_2\text{O}$ данное соединение представляет наибольший интерес среди blanketов с твердым заполнением.

Задача о выборе вещества для максимизации эффективности blanketа [108, 109]. Примем за исходные требования: 1) необходимость высокой чистоты лития и 2)

потребность в компактном нейтринном источнике для короткобазовых осцилляционных экспериментов. Для литиевого blankets естественным принципом является максимизация значения эффективности k . В такой (упрощенной) постановке возникает задача математического программирования: рассматривается целевая функция \vec{x} в векторе $\vec{x} = \{x_1, x_2, x_3, \dots, x_n\}$ (где на каждую компоненту накладывается некоторое ограничение $A_i \leq x_i \leq B_i$) переменных данной задачи - число компонентов можно ограничить четырьмя:

$$\vec{x} = \vec{x}\{S, G, P, m_{Li}\}, \quad (4.3.1)$$

где S и G - тип вещества blankets и геометрия, соответственно (дискретные переменные), m_{Li} - масса лития, P - чистота лития с обсуждаемым расширением интервала для примеси ${}^6\text{Li}$: $0.0002 \leq P_6 \leq 0.00001$ (для ${}^7\text{Li}$: $0.9998\% \leq P_7 \leq 0.99999$). Для целей короткобазового осцилляционных эксперимента в качестве компоненты G могут быть использованы эффективные линейные размеры: например, для рассматриваемого ниже (в разделе "Литиевый антинейтринный blankets в схеме тандема с ускорителем и нейтронно-производящей мишенью") наиболее критичный размер - длина цилиндрического $\tilde{\nu}_e$ -источника.

Практически эффективна следующая оценка: при фиксированных компонентах G и P рассмотреть значение k (единственный критерий) в функции от m_{Li} (как управляющего параметра) на дискретном множестве возможных веществ для blankets. Вещество, обеспечивающее максимальную эффективность k при приемлемом значении m_{Li} является наиболее перспективным (по ядерно-физическим характеристикам). Возможно сформулировать и обратную задачу: минимизация массы высокочистого лития в зависимости от S (тип вещества) при фиксированных G (геометрии) и P (чистоте).

Например, для обсуждаемых в данной задаче растворов и литиевых соединений при $m_{Li} = 100$ кг наибольшую эффективность $k = 10.1\%$ обеспечивает тяжеловодный раствор LiOD с концентрацией 9.46 вес. % (см. рис. 4.3.6), а минимальную ($k = 3.1\%$) - дейтерид лития.

Такой анализ зависимости выхода ${}^8\text{Li}$ от массы (а следовательно и размера blankets в компоновке) позволяет эффективно решать задачу выбора вещества при максимуме эффективности с уменьшением размеров blankets.

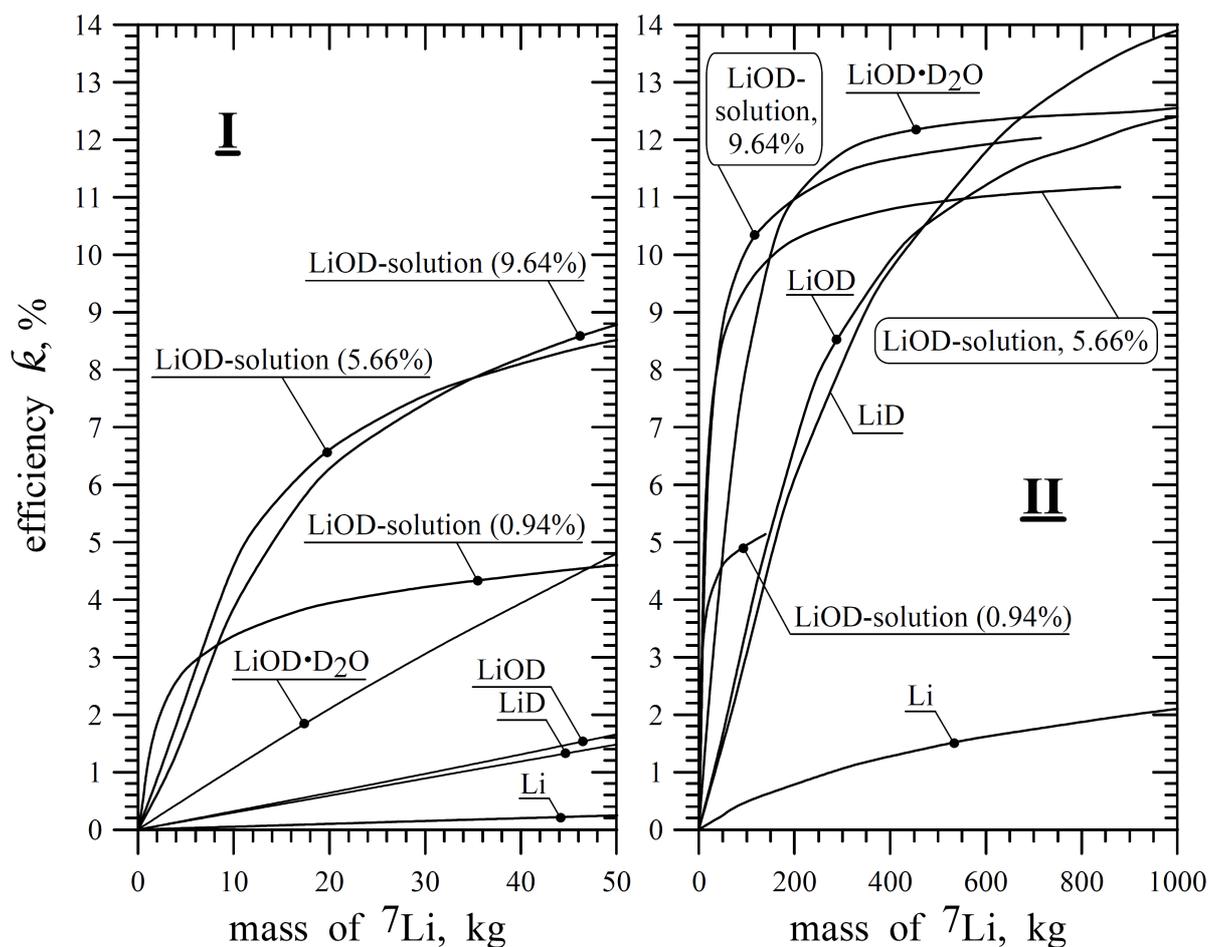


Рис. 4.3.6. Зависимость эффективности blankets k от массы лития (в двух масштабах) для различных дейтерированных литиевых материалов blankets (в т.ч., тяжеловодных растворов LiOD с концентрацией 0.94, 5.66 и 9.64%) в сравнении с металлическим литием. Результаты представлены для схемы Li-D₂O.

При постановке обратной задачи, можно получить, например, что для достижения уровня эффективности blankets 7% масса лития будет минимальной (23 кг) при использовании раствора LiOD с концентрацией 5.66 вес.%. Преимущества LiOD·D₂O (вещество с большей, чем у тяжеловодных растворов замедляющей способностью $\bar{\xi} \cdot \bar{\Sigma}_s$) проявляется при массе лития $m_{Li} > 192$ кг.

При фиксированных значениях S, G, P, m_{Li} возникает одна целевая функция эффективности k . Однако, на практике (при создании установки) придется решать более сложную (с большим числом критериев - целевых функций) многокритериальную задачу, где наряду с продуктивностью k (с задачей максимизации величины k) будут, как минимум, еще критерии (с соответствующими задачами их минимизации) стоимости используемого лития, затрат на проведение эксперимента, линейных эквивалентных размеров, прогнозируемых ошибок эксперимента, длительности эксперимента.

Тритиевая активность бланкетов на основе литиевых соединений и их растворов [108, 109]. При моделировании нейтронного поля получено число атомов трития, образующихся в бланкете и тяжеловодном отражателе: результаты нормированы на нейтрон источника и приведен к нейтронному потоку $1\text{E}+15 \text{ н} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (\sim проектный поток реактора ПИК [100],[108]). Эти данные приведены к величине потока $10^{15} \text{ н}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ реактора ПИК и полученные скорости накопления трития представлены в табл. 4.3.1. С увеличением L_B данные величины нормированной активности в бланкете - уменьшаются, приближаясь к расчетным в работе [99].

О возможности использования других соединений лития в качестве материала бланкета [108, 109]. Для использования в качестве бланкета общим требованием для изотопов, входящих в состав литиевых соединений и растворов литиевых соединений, является малое сечение поглощения. Кроме дейтерия, особо следует выделить вещества (не требующие изотопной очистки): ${}^6\text{C}$, ${}^8\text{O}$, ${}^9\text{F}$ (для тепловых нейтронов сечение радиационного захвата составляет $3.50 \cdot 10^{-3}$; $0.19 \cdot 10^{-3}$ и $9.66 \cdot 10^{-3}$ бн, соответственно [110]).

Для рассмотренных соединений (см. табл. 4.3.2) замедляющая способность $\bar{\xi} \cdot \bar{\Sigma}_s$ рассчитана для твердой фазы, вероятность поглощения нейтронов на соединении и на ${}^7\text{Li}$ найдена при чистоте 99.99% по изотопу ${}^7\text{Li}$ для предельной растворимости данного вещества при $25 \text{ }^\circ\text{C}$. Вещества Li_2C_2 , Li_2O , LiD и $\text{LiOD} \cdot \text{D}_2\text{O}$ могут быть использованы только в бланкете с твердым заполнением, т.к., при растворении в тяжелой воде образуется раствор LiOD .

При использовании в бланкете тяжеловодного раствора Li_2CO_3 необходимо учесть, что низкая растворимость сильно снижает максимально достижимую вероятность поглощения на ${}^7\text{Li}$, что ограничивает возможную эффективность бланкета. Оценки дают, что при предельной растворимости при $0 \text{ }^\circ\text{C}$ (растворимость Li_2CO_3 в H_2O составляет 1.50 вес. %) эффективность такого бланкета будет несколько ниже эффективности бланкета с концентрацией 0.94 вес. % LiOD в D_2O , т.е., при $L_B = 200 \text{ см}$ эффективность будет $\lesssim 5\%$. С повышением температуры растворимость Li_2CO_3 падает, что при $60 \text{ }^\circ\text{C}$ приведет к снижению вероятности поглощения нейтронов на ${}^7\text{Li}$ до $\sim 10.8\%$, а величины эффективности бланкета до $k \approx 3.4\%$.

Таблица 4.3.1

Скорость накопления тритиевой активности (мкКи/(л·с)) в бланкете толщиной L_B , с концентрацией примеси ${}^6\text{Li}$ (см. верхнее число в ячейках) и внешней тяжеловодной оболочке толщиной 30 см (нижнее число в скобках). Концентрация LiOD в тяжелой воде указана в вес.%

| L_B | Примесь ${}^6\text{Li}$ - 0.0001 | | | | | | Примесь ${}^6\text{Li}$ - 0.0002 | | |
|-------|--|---------------------------------|----------------------------------|---------------------------------|--------------------------------|----------------|----------------------------------|---------------------------------|----------------|
| | LiD $\rho=0.8$ г/см ³ | LiOD | LiOD·D ₂ O | Тяжеловодный раствор LiOD | | | Тяжеловодный раствор LiOD | | |
| | | | | 9.46 | 5.66 | 0.94 | 9.46 | 5.66 | 0.94 |
| 10 | 123.7 (1.6) | 91.8 (1.7) | 209.0 (1.2) | 79.7 (1.5) | 69.9 (1.5) | 47.3 (1.5) | 107.6 (1.6) | 92.0 (1.5) | 55.1 (1.5) |
| 30 | 104.6 (0.74) | 88.6 (0.65) | 121.2 (9.0·10 ⁻²) | 79.1 (0.46) | 70.4 (0.49) | 50.9 (0.59) | 104.0 (0.42) | 91.5 (0.47) | 55.8 (0.58) |
| 50 | 57.1 (0.17) | 47.3 (0.14) | 50.5 (2.0·10 ⁻²) | 41.8 0.20 | 39.1 0.24 | 29.9 0.36 | 53.4 0.14 | 49.7 0.22 | 34.6 0.36 |
| 70 | 30.2 (3.0·10 ⁻²) | 25.8 (4.0·10 ⁻²) | 24.9 (7.0·10 ⁻³) | 23.0 0.12 | 21.8 0.17 | 17.6 0.28 | 28.7 (8.0·10 ⁻²) | 27.4 0.13 | 20.2 0.26 |
| 90 | 17.2 (8.0·10 ⁻²) | 9.1 (6.0·10 ⁻³) | 13.9 (4.0·10 ⁻³) | 13.7 (9.0·10 ⁻²) | 13.2 (0.11) | 11.2 (0.23) | 17.0 (5.0·10 ⁻²) | 16.3 (8.0·10 ⁻²) | 12.6 0.23 |
| 110 | | | | 10.2 (6.0·10 ⁻²) | 8.6 (8.0·10 ⁻²) | 7.5 (0.22) | 10.7 (4.0·10 ⁻²) | 10.4 (6.0·10 ⁻²) | 8.4 (0.16) |
| 130 | | | | 5.9 (5.0·10 ⁻²) | 5.8 (6.0·10 ⁻²) | 5.3 0.15 | 7.2 (3.0·10 ⁻²) | 7.0 (4.0·10 ⁻²) | 5.9 0.15 |
| 150 | | | | 4.2 (3.0·10 ⁻²) | 4.1 (4.0·10 ⁻²) | 2.4 0.15 | | | |

Таблица 4.3.2

Сравнительные характеристики литиевых неорганических соединений для использования в качестве материала бланкета

| Материал бланкета | Li_2C_2 | Li_2CO_3 | LiDCO^3 (существует только в растворе) | Li_2O | LiF | LiDF_2 | LiD | LiOD | $\text{LiOD}\cdot\text{D}_2\text{O}$ |
|---|--|--------------------------|--|--|----------------|---|--|------------------------------------|--|
| $T_{\text{плавл.}}, ^\circ\text{C}$ | При нагревании диссоциирует на Li и C | 753 | | 1427 | 840÷870 | | 686 ± 5 | 462÷471 (для LiOH) | > 600 (для $\text{LiOH}\cdot\text{H}_2\text{O}$) |
| Растворимость в H_2O при 25°C | Определяется растворимостью гидроокиси лития | 1.26 вес. % | 75.9 г/л | Определяется растворимостью гидроокиси лития | 0.13 вес. % | Существует только в системе $\text{LiF-HF-H}_2\text{O}$ | Определяется растворимостью гидроокиси лития | 11.4 вес. % | Определяется растворимостью гидроокиси лития |
| $\bar{\xi} \cdot \bar{\Sigma}_s, \text{cm}^{-1}$ | 0.055 | 0.046 | | 0.042 | 0.016 | | 0.154 | 0.115 | 0.225 |
| Вероятность (%) поглощения на соединении в растворе D_2O | | ~42.9 | ~68.7 | | 11 | | | 90, при концентрации 9.46 вес. % | |
| Вероятность (%) поглощения на ^7Li в растворе D_2O | | ~12.3 | ~21.5 | | 3.3 | | | 21.9, при концентрации 9.46 вес. % | |
| Литература | [112] | [112] | [112, 274] | [112] | [112] | [112, 275] | [112, 276] | [112, 277, 278] | [112] |

Некоторый интерес представляет раствор соли LiDCO_3 в D_2O , обладающий значительной растворимостью. Однако, при $t = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ эффективность такого тяжеловодного blankets будет существенно ниже, чем в случае blankets с концентрацией 5.66 вес. % LiOD в D_2O и составит $k \lesssim 8.3\%$ при $L_c = 150 \text{ см}$. С повышением температуры до $t = 60 \text{ }^\circ\text{C}$ растворимость LiHCO_3 в H_2O падает до $\sim 40 \text{ г/л}$. Проведенные оценки показывают, что вероятность поглощения нейтрона на ${}^7\text{Li}$ при такой температуре не превысит $\sim 17.2\%$, что снизит эффективность до величины $k \lesssim 6.6\%$ при $L_c = 150 \text{ см}$. Особенность гидрокарбоната в том, что он не выделен в свободном состоянии, а при нагревании разлагается с выделением Li_2CO_3 . Однако, существование данного соединения в растворе возможно при температуре не выше $90 \text{ }^\circ\text{C}$, если в равновесии с раствором находится CO_2 ([112], с.58). Неустойчивость соединения снижает возможность его использования в качестве материала blankets.

Возможность использования в blankets тяжеловодного раствора LiF сильно ограничена малой растворимостью фторида лития. Проведенная оценка показывает, что при диффузии в 89% поглощение происходит в тяжелой воде и только в 11% - на LiF . При этом на ${}^7\text{Li}$ поглотится только 3.3% нейтронов, что приведет к эффективности blankets более, чем в 4.5 раза меньшей, чем в случае тяжеловодного раствора LiOD с концентрацией 0.94 вес. %.

Растворимость гидрофторида лития несколько больше, чем у LiF . Однако, LiDF_2 образуется только в тройной системе $\text{LiF-HF-H}_2\text{O}$ при концентрации плавиковой кислоты не ниже $\sim 30\%$ [275], что реально не приемлемо для blankets.

В работе [279] теоретически обсуждается возможность создания кристаллической структуры с составом LiH_2F , где атомы водорода находятся внутри решетки фторида лития. Возможность использования такой дейтерированной структуры LiD_2F для blankets представляла бы несомненный интерес, т.к., оценка замедляющей способности дает значение $\bar{\xi} \cdot \bar{\Sigma}_s = 0.339 \text{ см}^{-1}$ при плотности $\rho = 3.04 \text{ г/см}^3$.

Для использования в качестве blankets значительный интерес могут представлять некоторые дейтерированные литийорганические соединения и их растворы (см. табл. 4.3.3), а также растворы литиевых неорганических соединений в дейтерированных органических растворах. Например, интерес может представлять тяжеловодный раствор $\text{C}_2\text{D}_2\text{OLi}$ - дейтерированный этилат лития (замедляющая способность $\bar{\xi} \cdot \bar{\Sigma}_s = 0.15\rho \text{ см}^{-1}$, где ρ - численное значение плотности этилата лития).

Растворимость некоторых литийорганических соединений в воде и органических растворителях.

| Литиевое соединение и растворитель | t °С раствора | Растворимость | Литература |
|---|-------------------------------|--|-----------------------------------|
| LiC ₆ H ₅ O ₄ - H ₂ O Литий лимоннокислый в воде | 15 | 38.0 вес. % | [280], с. 6 |
| CNO ₂ Li - H ₂ O Литий муравьинокислый (формиат лития) - вода | 18 49.5 91 | 27.85 - // - 35.60 - // - 54.16 - // - | [280], с. 104; [281], с. 1378; |
| C ₂ H ₃ O ₂ Li - H ₂ O Литий уксуснокислый (ацетат лития) - вода | 25.8 50.5 57.0 102.8 | 31.28 - // - 49.55 - // - 64.88 - // - 66.73 - // - | [280], с. 105; [281], с. 1380 |
| C ₄ H ₄ O ₆ Li - H ₂ O α-виннокислый литий - вода | 20 | 21.3 - // - | [280], с. 105 |
| C ₇ H ₅ O ₂ Li - H ₂ O Бензоат лития - вода | 28.5 84.5 | 32.12 - // - 34.61 - // - | [280], с. 106 |
| C ₇ H ₅ O ₃ Li - H ₂ O μ- оксибензоат лития - вода | 10 74.5 | 52.53 - // - 55.04 - // - | - // - |
| C ₇ H ₅ O ₃ Li - H ₂ O о- оксибензоат лития - вода | 28.5 52.0 73.0 | 56.60 - // - 64.18 - // - 66.56 - // - | - // - |
| C ₇ H ₅ O ₃ Li - H ₂ O п- оксибензоат лития - вода | 12.5 85.0 | 30.85 - // - 31.96 - // - | - // - |
| Li ₂ C ₂ O ₄ - H ₂ O Литий щавелевокислый - вода | 25 | 5.87 - // - | [281] |
| CNO ₂ Li - CH ₂ O ₂ Формиат лития - муравьиная кислота | 18.0 80.0 | 23.49 молей, % 25.31 -// - | [280], с.647 |
| LiC ₂ H ₃ O ₂ - CH ₄ O Ацетат лития - метиловый спирт | 15.0 67.2 | 23.3 вес. % 24.5 - // - | - // - |
| C ₂ H ₃ O ₂ Li - C ₂ H ₄ O ₂ Ацетат лития - уксусная кислота | 25.0 51.0 98.0 | 9.53 молей, % 12.28 - // - 27/64 - // - | [280], с.648 |
| LiC ₇ H ₅ O ₂ - CH ₄ O Бензоат лития - метиловый спирт | 15.0 67.0 | 17.0 вес. % 16.46 - // - | - // - |
| LiC ₇ H ₅ O ₃ - C ₃ H ₈ O Салицилат лития - пропиловый спирт | 20.0 | 15.75 - // - | - // - |

Для обеспечения высокой эффективности blankets необходима значительная растворимость литиевого соединения. Данные по растворимости ряда литийорганических соединений с высокой растворимостью представлены в табл. 4.3.3 [280, 281, 283]. Растворимость LiF в C₃H₆O (ацетон) приведены в [282] и [280] (с.638).

Необходимо отметить, что снижение концентрации литиевого соединения в тяжеловодном растворе blankets приводит не только к снижению вероятности поглощения на ⁷Li (т.е., к снижению эффективности), но и к увеличению длины диффузии, что, в свою очередь, ведет к необходимости увеличения толщины blankets (и к быстрому росту массы высокочистого лития) для обеспечения диффузионного поглощения.

Таким образом, наиболее перспективными для blankets среди рассмотренных веществ являются LiD, LiOD, LiOD•D₂O и тяжеловодные растворы LiOD как обеспечивающие высокую эффективность (продуктивность blankets) при большом сокращении требуемой массы лития в сравнении с чисто литиевым blankets (максимально - до ~ двух порядков). Наиболее высокую эффективность обеспечивает LiD - $k \approx 16\%$. Наибольшее сокращение массы высокочистого ⁷Li при сохранении высокого уровня эффективности $k = 10 \div 11\%$ достигается при использовании тяжеловодного раствора LiOD. Анализ эффективности показывает, что снижение чистоты по ⁷Li более, чем в ~ два раза (в сравнении с 99.99%) - неприемлемо. Важно отметить, что использование тяжеловодного раствора LiOD позволит реализовать источник с управляемым спектром, который по жесткости будет приближаться к литиевому.

4.4. СХЕМА $\tilde{\nu}_e$ –ИСТОЧНИКА С УПРАВЛЯЕМЫМ СПЕКТРОМ НА ОСНОВЕ ТЯЖЕЛОВОДНЫХ РАСТВОРОВ ЛИТИЯ

Расчет обобщенной жесткости H и сечений $(\bar{\nu}_e, d)$ -реакции для вариантов схемы $\tilde{\nu}_e$ –источника. Предложенный тяжеловодный раствор LiOD в качестве материала blankets кардинально решает ряд проблем для создания $\tilde{\nu}_e$ –источника с управляемым спектром при реализации быстрой доставки (за ~ секунду) значительных объемов (порядка кубических метров) активированного литиевого состава к нейтринному детектору, установленному на значительном расстоянии от нейтронного источника (активной зоны реактора). При этом достигается резкое сокращение необходимой массы высокочистого лития (до двух порядков).

Выше (в разделе "Жесткий антинейтринный источник с управляемым спектром") при обсуждении результатов была указана геометрия источника в схеме с принуди-

тельной циркуляцией активируемого литий-содержащего вещества в замкнутой петле, для которой произведены расчеты относительного числа антинейтрино, испускаемых из бланкета, канала доставки и прокачиваемого резервуара. Именно в такой же геометрии проведены расчеты для управляемой схемы, заполненной тяжеловодным раствором LiOD с концентрацией 5.66 вес.% (т.е. значительно ниже максимально возможной). Были получены значения жесткости суммарного спектра при удалении детектора на расстояние L_2 от прокачиваемого резервуара (см. рис. 4.2.1) и значения сечений реакции с дейтроном $(\bar{\nu}_e, d)$ [104, 271, 272].

Результаты расчетов жесткости результирующего $\tilde{\nu}_e$ -спектра как функция расстояния L_2 при различных скоростях объемной прокачки w представлены на рис. 4.4.1 для времени доставки $t_d = 0.5$ с, на рис. 4.4.2 для времени доставки $t_d = 0.75$ с и на рис. 4.4.3 - для $t_d = 1.0$ с. Длина канала доставки L_1 и линейная скорость переноса литиевого состава v (см. также рис. 4.2.1), соответствующая данным значениям t_d и w указана в скобках. Все результаты (на рис. 4.4.1, 4.4.2, 4.4.3) представлены для эффективности бланкета $k = 10\%$. Для другой эффективности k' жесткость $H(\vec{r})$ должна быть умножена на отношение (k'/k) , поскольку эффективность входит жесткость как коэффициент (а именно, в величину антинейтринного потока $F_{Li}(\vec{r})$). Сечения $(\bar{\nu}_e, d)$ -реакции в нейтральном (n, p) и заряженном (n, n) -каналах, соответствующие достигнутым значениям жесткости рассчитаны с учетом данных [284, 285] обозначены на правых осях графиков (принимая во внимание линейную зависимость нейтринного сечения от суммарной жесткости антинейтринного спектра) [104, 271, 272].

Жесткость быстро спадает с удалением от резервуара (расстояние L_2) и асимптотически стремится к величине $H = 0.10$, т.е., к жесткости суммарного $\tilde{\nu}_e$ -спектра для бланкета в неуправляемой схеме работы. В управляемой схеме увеличение суммарной жесткости $\tilde{\nu}_e$ -спектра в месте расположения детектора основано на геометрическом факторе - литиевый $\tilde{\nu}_e$ -источник расположен ближе к детектору. Поэтому, наибольший эффект достигается при малых удалениях детектора от резервуара L_2 , максимальной скорости прокачки w и бóльшем времени доставки из бланкета в резервуар t_d . В месте детектора возможно увеличение сечения в (n, p) and (n, n) -каналах на порядок и более в сравнении с сечениями при $H = 0.10$ в неуправляемой схеме (в неуправляемом режиме работы).

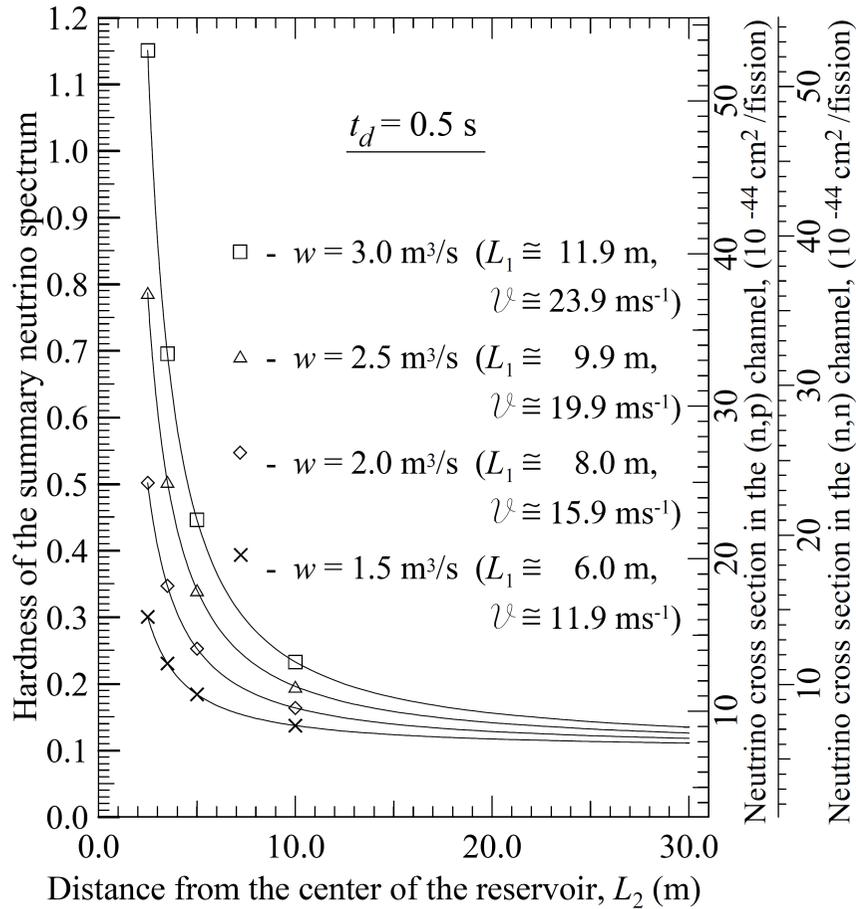


Рис.4.4.1. Жесткость суммарного $\tilde{\nu}_e$ -спектра (левая ось) и сечение $(\bar{\nu}_e, d)$ -реакции в (n, p) and (n, n) -каналах (правые оси) в функции от расстояния L_2 от резервуара. Кривые представлены для различных скоростей w , длин L_1 , и времени доставки в резервуар $t_d = 0.5 \text{ c}$.

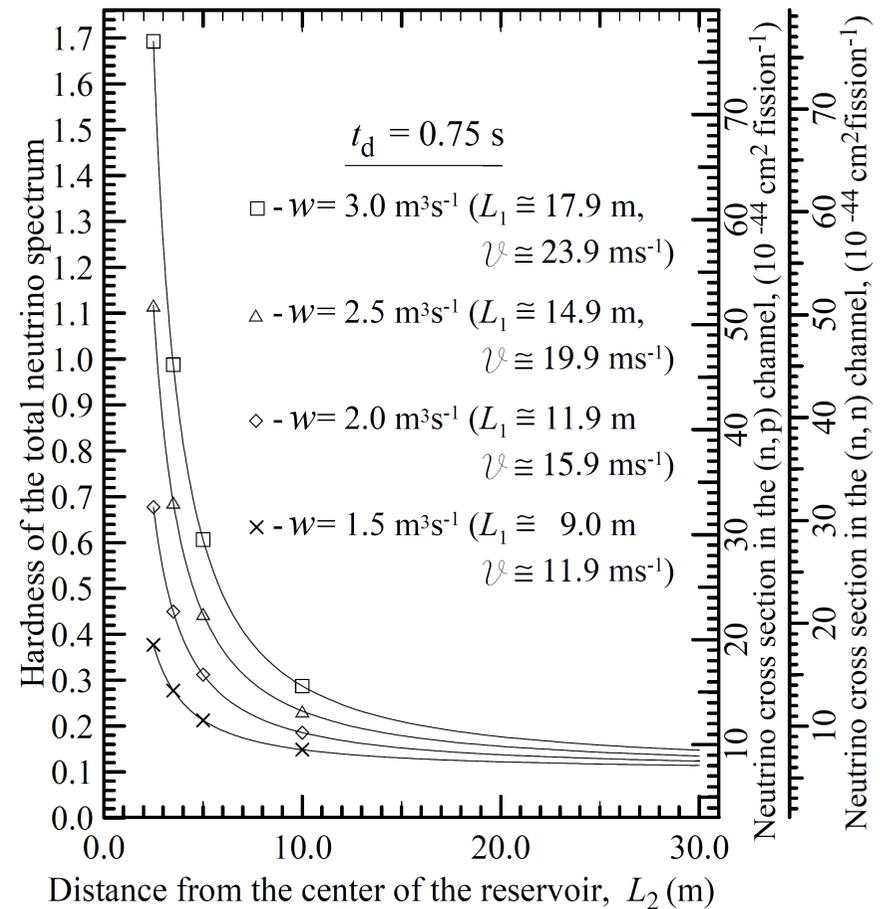


Рис.4.4.2. Жесткость суммарного $\tilde{\nu}_e$ -спектра (левая ось) и сечение $(\bar{\nu}_e, d)$ -реакции в (n, p) and (n, n) -каналах (правые оси) в функции от расстояния L_2 от резервуара. Кривые представлены для различных скоростей w , длин L_1 , и времени доставки в резервуар $t_d = 0.75 \text{ c}$.

Видно, что в сравнении с сечениями $(\bar{\nu}_e, d)$ -реакции в чисто реакторном $\tilde{\nu}_e$ -спектре ($\sigma_{np} = (3.0 \pm 1.0)10^{-44}$ cm²/fission, $\sigma_{nn} = (1.1 \pm 0.2)10^{-44}$ cm²/fission [284]) значения для рассмотренных жесткостей возросли до 50 раз в нейтральном канале, а в заряженном - на два порядка.

Чтобы достичь большой скорости прокачки через бланкет и обеспечить доставку лития на расстояние $L_1 \approx 15 \div 25$ м за время $t_d \leq 1$ с необходимы очень значительные скорости объемной прокачки w и линейной скорости v^l в каналах. Есть примеры успешного решения на реакторах таких серьезных технических вопросов [101]: ATR (Idaho, США), быстрота прокачки охладителя - 170 - 200 м³/мин; GHFR Grenoble, Франция), линейная скорость прокачки D₂O-охладителя - 15.5 м/с; SRHFD (Savannah River, США), быстрота прокачки D₂O-охладителя - 5.65 м³/с при линейной скорости 19.8 м/с.

Другое преимущество схемы с управляемым спектром - возможность модифицировать форму спектра и исследовать взаимодействие нейтрино при различной жесткости суммарного $\tilde{\nu}_e$ -спектра, плавно меняя скорость прокачки от нуля до максимума. Изменение формы результирующего $\tilde{\nu}_e$ -спектра с жесткостью $H = 0.1 \div 5$ представлено на рис.4.1.2 [15]. Зависимость суммарной жесткости и сечения для каналов $(\bar{\nu}_e, d)$ -реакции от быстроты прокачивания (для объемной и линейной скорости) литиевого состава представлена на рис. 4.4.4 при фиксированной длине $L_1 = 17.90$ м. канала доставки из бланкета в резервуар. Эта длина L_1 соответствует времени доставки $t_d = 1.0$ с при объемной скорости потока $w = 2.25$ м³/с - среднему значению среди рассмотренных w -значений. Создание такой установки потребует 22.0 м³ тяжеловодного раствора LiOD с концентрацией 5.66%. Для этого потребуется 412.8 кг изотопа ⁷Li с чистотой $P_7 = 99.99$ %. Графики представлены для удаления детекторов от резервуара на расстояние L_2 от 2.5 до 6.0 м. Линейная скорость v^l , соответствующая объемной скорости прокачки w представлена на нижней оси. Плавное нарастание сечения с увеличением быстроты прокачки и простая аппроксимация сечений на различных расстояниях L_2 даст возможность получить более надежные экспериментальные результаты при изменении жесткости в непрерывном интервале $H = k \div H(w_{max})$.

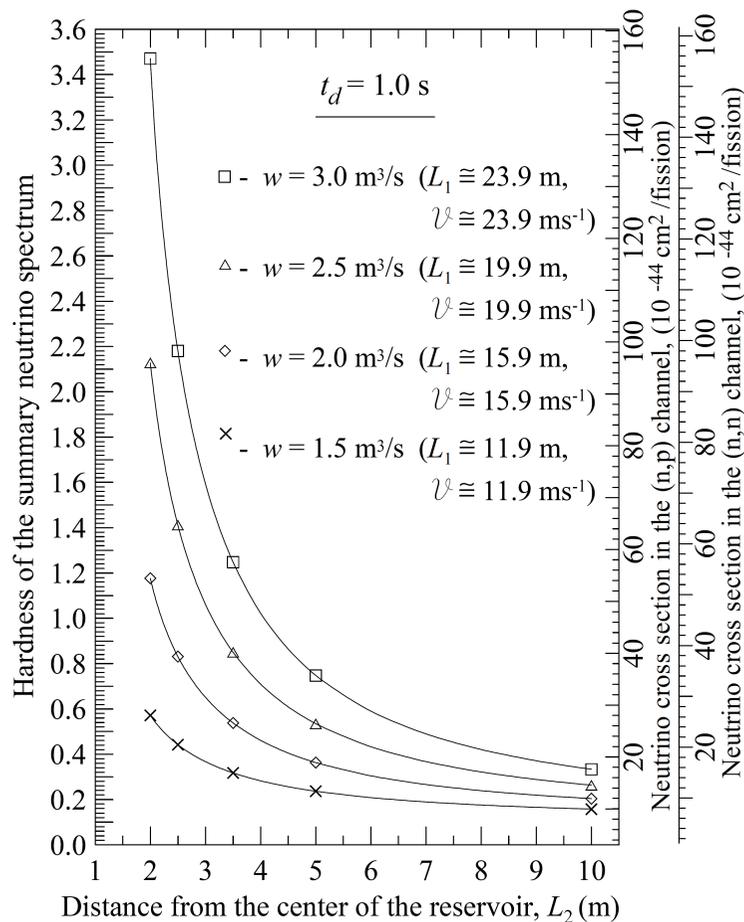


Рис.4.4.3. Жесткость суммарного $\tilde{\nu}_e$ -спектра (левая ось) и сечение $(\bar{\nu}_e, d)$ -реакции в (n, p) and (n, n) -каналах (правые оси) в функции от расстояния L_2 от резервуара. Кривые представлены для различных скоростей w , длин L_1 , и времени доставки в резервуар $t_d = 1.0 \text{ с}$.

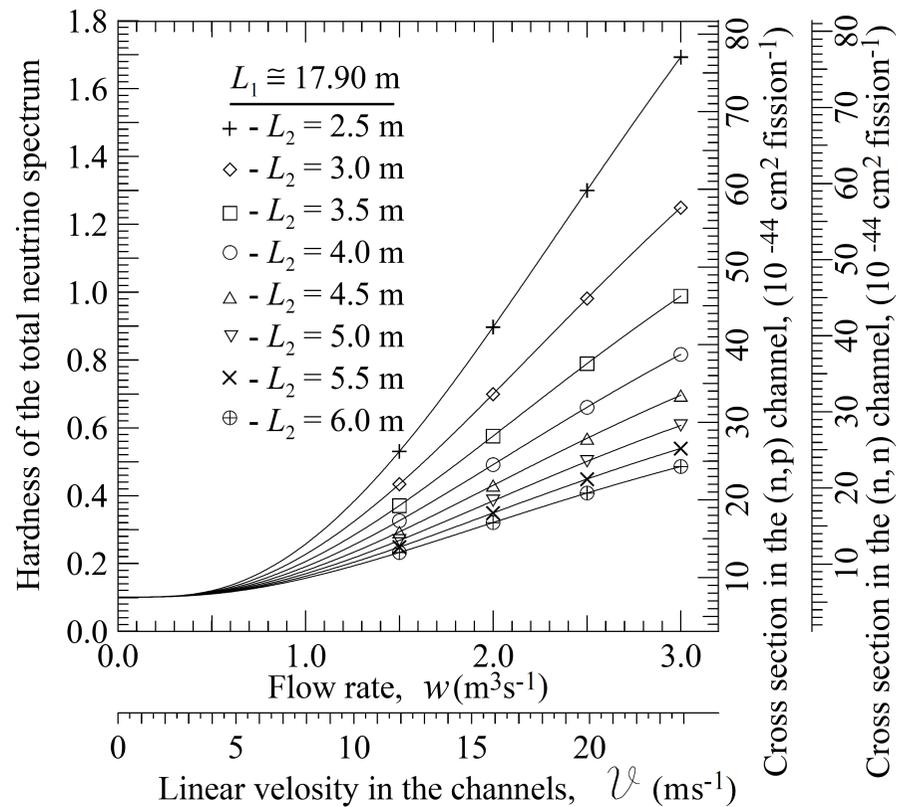


Рис.4.4.4. Жесткость суммарного $\tilde{\nu}_e$ -спектра (левая ось) и сечение $(\bar{\nu}_e, d)$ -реакции в (n, p) and (n, n) -каналах (правые оси) в функции от скорости объемной прокачки w . Кривые даны для различных расстояний L_2 от резервуара при фиксированной длине канала $L_1 = 17.90 \text{ м}$. Линейная скорость V соответствует объемной скорости прокачки w .

Требования к нейтронному источнику. Кратко обсудим основные требования к реактору, используемому как нейтронный источник для активации изотопа ${}^7\text{Li}$. Это - исследовательский реактор, используемый для производства нейтронов, испускаемых в литиевый бланкет. Тепловая мощность, создаваемая активной зоной является "мешающим" фактором в исследовательских реакторах. Однако, задачи обеспечения высокого нейтронного потока, облучающего внешний бланкет, диктуют необходимость в высокой мощности. Наиболее часто используемым топливом является ${}^{235}\text{U}$. Другие основные топливные изотопы (${}^{238}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{241}\text{Pu}$) целесообразно исключить, что упрощает оценку суммарного нейтронного спектра при выгорании топлива. Еще одно преимущество обогащенного ${}^{235}\text{U}$: обнаруженное недавно искажение реакторного антинейтронного спектра при 5-7 МэВ (в экспериментах Daya Bay, Reno и Double Chooz) [286-288] может быть ограничено продуктами распада одного топливного изотопа [287].

Следующим требованием к обсуждаемому реактору является компактность его активной зоны. Это означает, что объем $\bar{\nu}_e$ -источника будет также более компактным, что также очень важно для точности при поиске осцилляций. Такое решение также позволяет значительно уменьшить требуемую массу высокочистого ${}^7\text{Li}$. Возможными примерами для обсуждаемого реактора являются исследовательские реакторы CM, HFBR и ПИК (см. таблицу 4.4.1).

Таблица 4.4.1

Некоторые параметры высокопоточных исследовательских реакторов

| Реактор | топливо | Объем активной зоны реактора, л | Высота активной зоны, см | Эффективный размер активной зоны, см | Максимальная тепловая мощность, Мвт | Максимальная плотность нейтронного потока | Литература |
|---------|---|---------------------------------|--------------------------|--------------------------------------|-------------------------------------|---|------------|
| CM | ${}^{235}\text{U}$, обогащение - 90% | 50 | 35 | 42x42 | 100 MW | $5 \times 10^{15} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ | [289] |
| HFBR | ${}^{235}\text{U}$ (9.8 kg), высоко обогащенный | ~25.4 | 53 | 48 (in diameter) | 60 MW | $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ | [290] |
| ПИК | ${}^{235}\text{U}$, обогащение - 90% | 50 | 50 | 39 | 100 MW | $5 \times 10^{15} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ | [291, 292] |

Возможная схема установки для поиска стерильных нейтрино [272, 273]. Литиевый антинейтронный спектр представляет интерес для осцилляционных экспериментов благодаря хорошо известному распределению и его жесткости. Эти особенности спектра особенно полезны для поиска стерильных нейтрино. Проблема

масштаба масс Δm^2 (между стерильными и активными нейтрино) интенсивно обсуждается и ряд результатов указывает на eV-масштаб [152]. В этом случае длина осцилляции для ${}^8\text{Li}$ нейтрино будет ~ 10 м и поиск должен быть сконцентрирован на экспериментах с короткой базой [145, 138]. Режимы с очень быстрой доставкой лития и большим расстоянием от blankets к прокачиваемому объему (резервуару) могут обеспечить большую жесткость вблизи резервуара. В таких установках преимущество жесткого литиевого спектра ($\bar{E}_{\bar{\nu}} = 6.5$ Mev) будет "отвечать" требованиям эксперимента на короткой базе. Возможная схема экспериментальной геометрии установки представлена на рис.4.4.5.

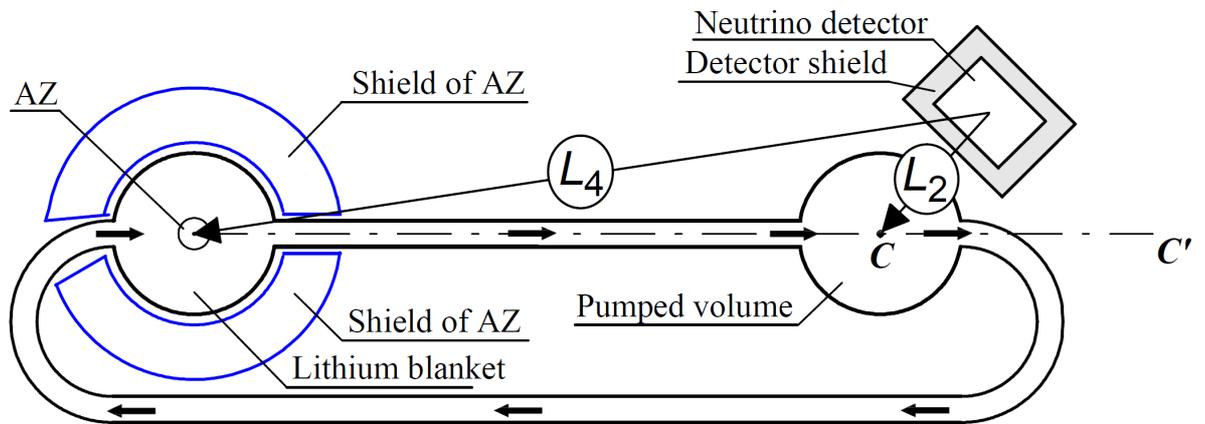


Рис.4.4.5. Схема установки и возможная позиция $\bar{\nu}_e$ -детектора. L_2 и L_4 -удаленность детектора от центра прокачиваемого резервуара и blankets вокруг активной зоны (AZ), соответственно. Для фиксированных L_2 максимальная жесткость в объеме детектора обеспечивается при его положении вдоль линии CC' .

Для исследований осцилляций положение детектора должно соответствовать максимальной глубине осцилляции в рассматриваемой модели. Фаза осцилляции (для $\bar{\nu}_e$, испущенных из резервуара и blankets, как основных литиевых объемов) для положения детектора должна быть максимально близкой и детектор должен быть установлен как можно ближе к прокачиваемому резервуару для обеспечения более жесткого $\bar{\nu}_e$ -спектра. Так, для схемы (3+2) с двумя стерильными нейтрино и матричными элементами $\Delta m_{41}^2 = 0.47$ eV², $U_{e4} = 0.128$, $\Delta m_{51}^2 = 0.87$ eV², $U_{e5} = 0.138$ [152] предпочитаемый интервал $L_2 = 3-6$ m (поскольку, в этой схеме максимальная глубина осцилляции ~ 0.89 проявляется при $L_2 = 5$ m. Возможная пассивная защита детектора (рис. 4.2.1) - ~ 30 см свинца и борированного полиэтилена [1]. Вариант конструкции детектора IND, используемого в Ровенской АЭС представлен в работе [293].

Обобщенная жесткость суммарного $\bar{\nu}_e$ -спектра и его ошибки [272, 273].

Сечение суммарного антинейтринного спектра является аддитивной величиной сечений, обусловленных потоками от активной зоны и от лития. Сечение реакции обратного бета-распада ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$) представляем аналогично (4.2.5, 4.2.6):

$$\sigma_{\bar{\nu}_e p}(\vec{r}) = \sigma_{\bar{\nu}_e p}^{AZ} + H(\vec{r}) \times \sigma_{\bar{\nu}_e p}^{Li}. \quad (4.4.1)$$

Порог реакции - 1.8 МэВ, но часто (в зависимости от фона) статистика набирается для порога 3 МэВ. С учетом данных [294] сечения (4.4.1) были рассчитаны как функция жесткости H для $E_{\text{threshold}} = 3 \text{ MeV}$ (см. рис. 4.4.6).

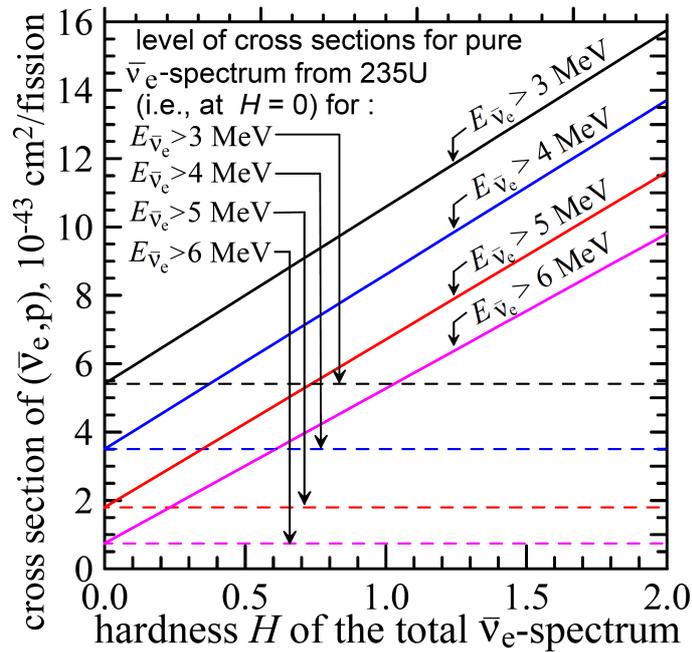


Рис.4.4.6. Сечение реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ в суммарном $\bar{\nu}_e$ -спектре как функция жесткости H . Результаты представлены для различных порогов регистрации: 3, 4, 5 and 6 MeV.

При увеличении значения H рост сечения в два раза вызван возрастанием доли литиевых нейтрино в суммарном спектре и квадратичной зависимостью сечения от энергии $\sigma_{\nu} \sim E_{\nu}^2$. Для литиевого спектра относительный вклад в реакцию (4.4.1), обеспечиваемый высокоэнергетическими нейтрино, значительно больше в сравнении с вкладом от реакторных антинейтрино (здесь в расчетах используется $\bar{\nu}_e$ -спектр ^{235}U [7], как единственного топливного изотопа). Этот факт подсказывает нам рассмотреть сечение для более высоких порогов. Результаты (для порогов 4, 5 и 6 MeV) демонстрируют, что с ростом жесткости суммарного спектра литиевый вклад в сечение все более доминирует над реакторным (рис. 4.4.6).

При увеличении порога регистрации значение литиевого $\bar{\nu}_e$ - потока падает. Однако, нормированный вклад литиевых антинейтрино в сечение ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$)-реакции в суммарном спектре при росте порога в зависимости от жесткости H возрастает благодаря зависимости $\sigma_{\nu} \sim E_{\nu}^2$. Проиллюстрируем данный факт, нормируя в уравнении 4.4.1 второе слагаемое на вес $W_{E_{\bar{\nu}} > E_{threshold}}$ литиевых антинейтрино в их спектре при энергии выше порога $E_{\bar{\nu}} > E_{threshold}$, а именно, нормируя на 0.916, 0.828, 0.711 и 0.575 для порогов 3, 4, 5 и 6 МэВ, соответственно. С ростом жесткости возрастание функционала

$$(\sigma_{\bar{\nu}ep}^{AZ} + H(\vec{r}) \times \sigma_{\bar{\nu}ep}^{Li} / W_{E_{\bar{\nu}} > E_{threshold}}) \quad (4.4.2)$$

для более высоких порогов существенно увеличивается (см. рис. 4.4.7).

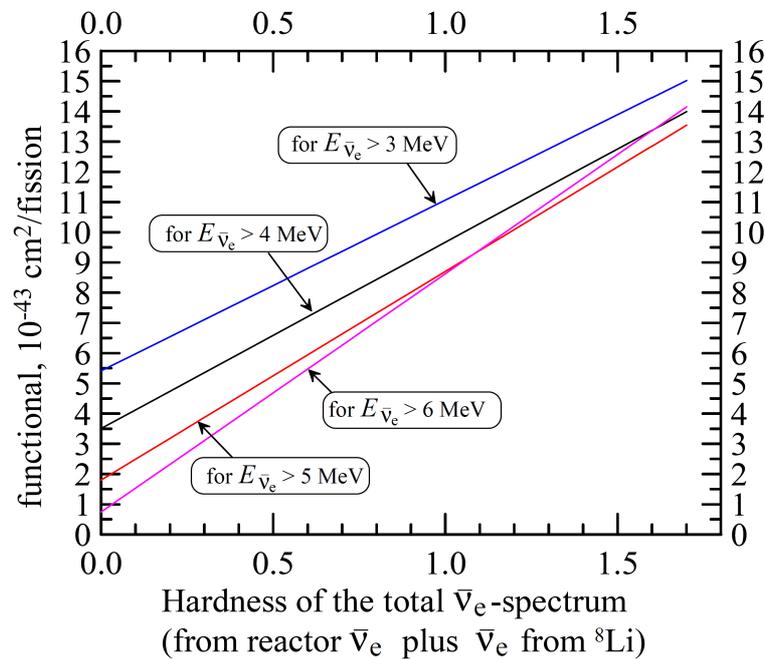


Рис.4.4.7. Изменение функционала $(\sigma_{\bar{\nu}ep}^{AZ} + H(\vec{r}) \times \sigma_{\bar{\nu}ep}^{Li} / W_{E_{\bar{\nu}} > E_{threshold}})$ сечения реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ в суммарном $\bar{\nu}_e$ -спектре как функция жесткости H при различных порогах регистрации: 3, 4, 5 and 6 MeV.

На следующем этапе проанализирована зависимость ошибок счета (в суммарном $\bar{\nu}_e$ -спектре) от энергии антинейтрино (см. рис. Рис.4.4.8 для порога 3 МэВ). Семейство кривых демонстрирует быстрое падение ошибок счета в суммарном спектре при увеличении его жесткости H и при росте энергии антинейтрино.. Для сравнения на графике представлена также зависимость ошибок антинейтринного спектра ²³⁵U от энергии: рост ошибок все более "ускоряется" при $E_{\bar{\nu}} \gtrsim (6.5 - 7)$ МэВ.

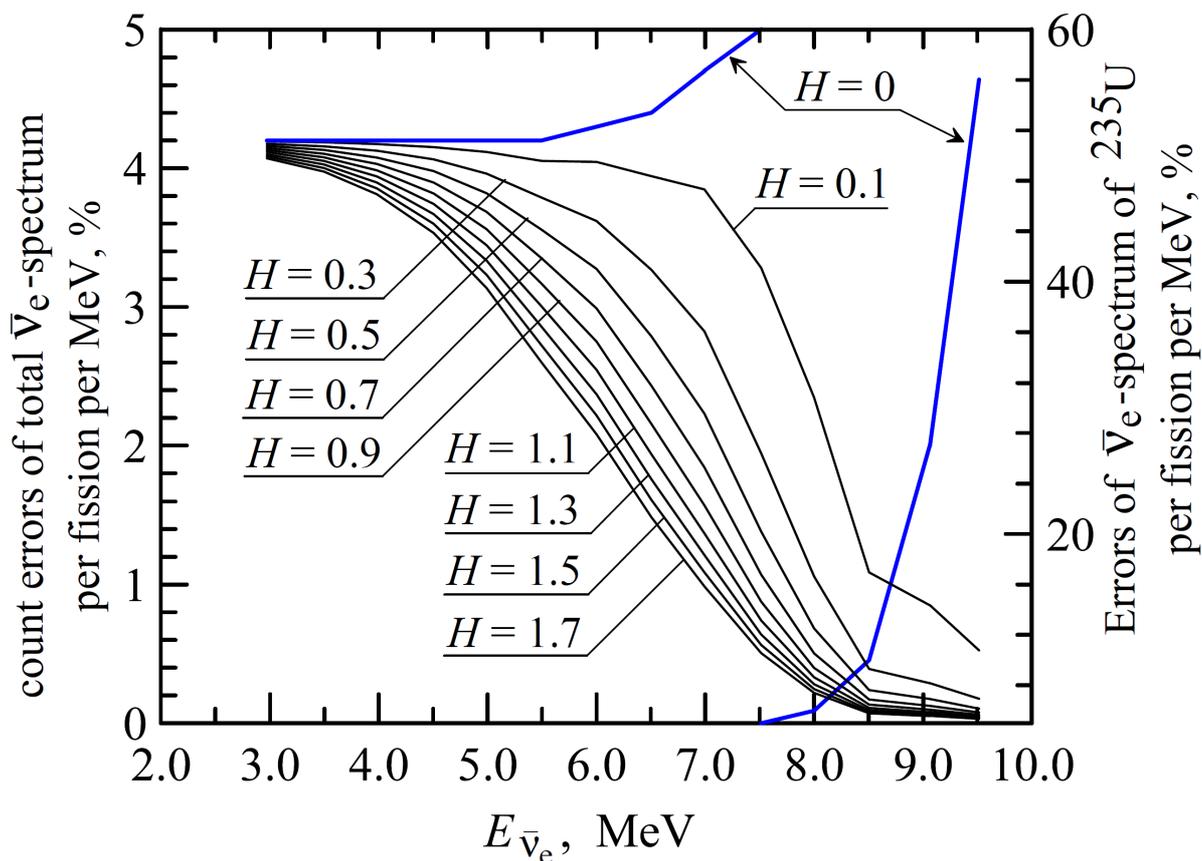


Рис. 4.4.8. Ошибки счета для суммарного $\bar{\nu}_e$ -спектра для различных жесткостей H (см. левую вертикальную ось). Вариант $H = 0$ соответствует чистому спектру от ^{235}U (в варианте с единственным топливным изотопом активной зоны): для $E_{\bar{\nu}} < 7.5$ МэВ - численные значения ошибок спектра см. на левой вертикальной оси; для $E_{\bar{\nu}} > 7.5$ МэВ - см. правую вертикальную ось. Все результаты представлены для $E_{\text{threshold}} = 3$ МэВ.

Далее, полученные ошибки усреднены по их суммарному $\bar{\nu}_e$ -спектру для каждого порога: $E_{\text{threshold}} = 3, 4, 5, 6$ МэВ. Окончательные зависимости средней ошибки счета от жесткости H для указанных порогов представлены на рис. 4.4.9.

Полученная функциональная зависимость подсказывает решение: если необходимо снизить ошибку до желаемой величины (%), то следует увеличить жесткость либо повысить порог. Так, например, (см. рис.4.4.9) для ошибки в 2.5% решением являются следующие пары величин (жесткость H и соответствующий порог): $H=0.75$ для порога 3 МэВ; $H = 0.5$ - для 4 МэВ; $H = 0.28$ - для 5 МэВ; $H=0.15$ для 6 МэВ. Для рассмотренного примера скорость регистрации $(\bar{\nu}_e + p)$ -событий будет относиться, как 4.6 : 3.0 : 1.6 : 1.0, соответственно. Поэтому, более предпочтительный путь - увеличение жесткости, поскольку альтернативный подход (увеличить порог) приведет к падению счета событий. Таким образом, предложенная схема $\bar{\nu}_e$ -источника с переменным

спектром позволяет изменять жесткость суммарного $\bar{\nu}_e$ -спектра и обеспечивает снижение средних ошибок счета в суммарном спектре в два и более раз.

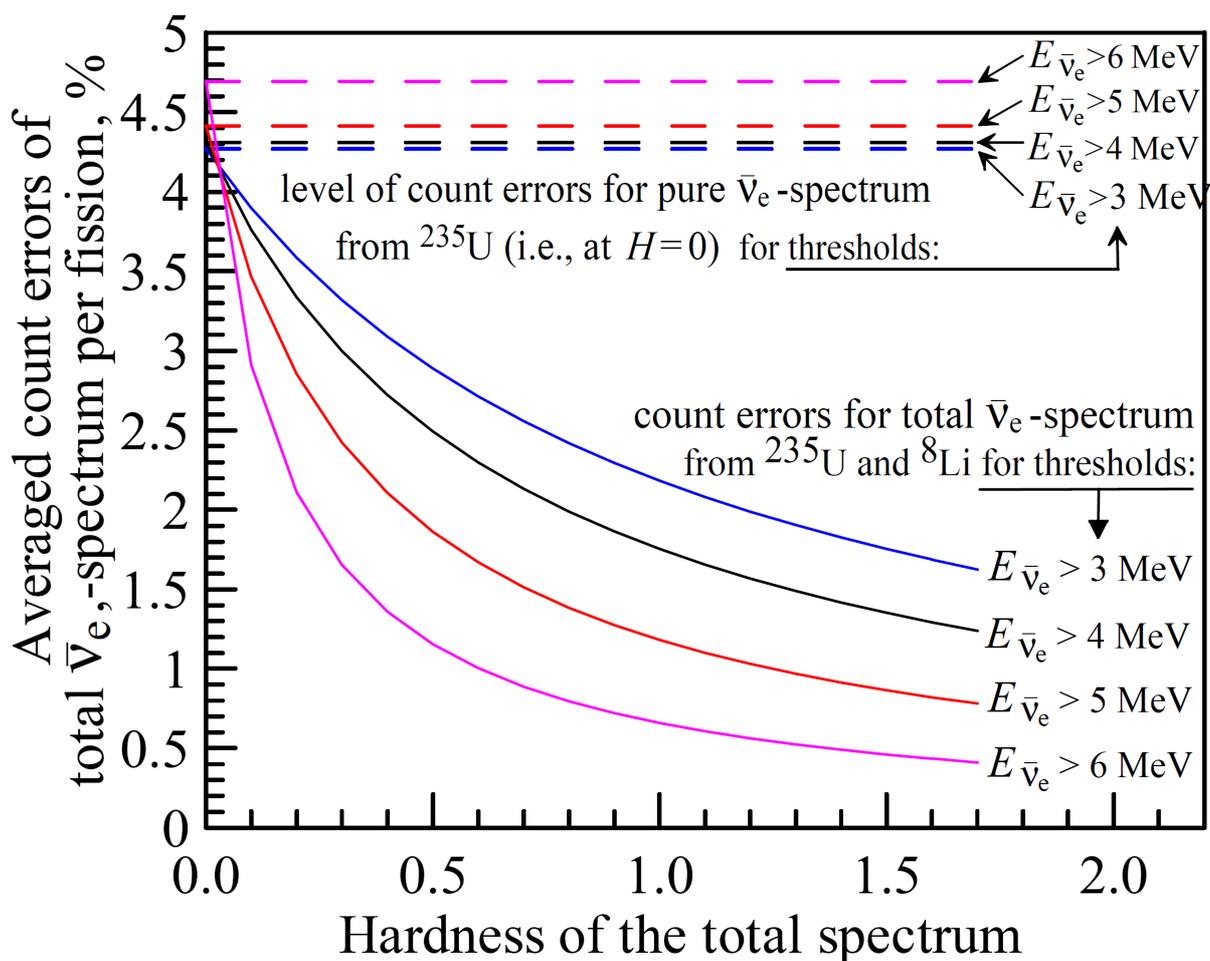


Рис.4.4.9. Зависимость средних ошибок счета в суммарном $\bar{\nu}_e$ -спектре от жесткости H для указанных порогов $E_{\text{threshold}} = 3, 4, 5$ и 6 MeV .

С учетом обнаруженной в экспериментах Daya Bay, RENO и Double Chooz "выпуклости" (shoulder, bump) в реакторном $\bar{\nu}_e$ -спектре при энергии $\sim(5-7) \text{ МэВ}$ необходимо оценить влияние данной особенности на возможность снижения ошибок счета в предлагаемой схеме с регулируемым спектром. Вопрос о связи обнаруженной аномалии с конкретным топливным изотопом интенсивно обсуждается [287]. Для оценки влияния аномалии на возможность снижения ошибок счета свяжем гипотетически "выпуклость" с ^{235}U , включив обнаруженные в Daya Bay отклонения [287] в интервал ошибок $\bar{\nu}_e$ -спектра ^{235}U [7]. Учет "выпуклости" существенно увеличивает средние ошибки счета при малой жесткости суммарного $\bar{\nu}_e$ -спектра (см. рис. 4.4.10). Однако, с увеличением H средние ошибки счета спектра быстро падают. Таким образом, общий

вывод о возможности снижения средних ошибок счета суммарного $\bar{\nu}_e$ -спектра в два и более раз остается верным.

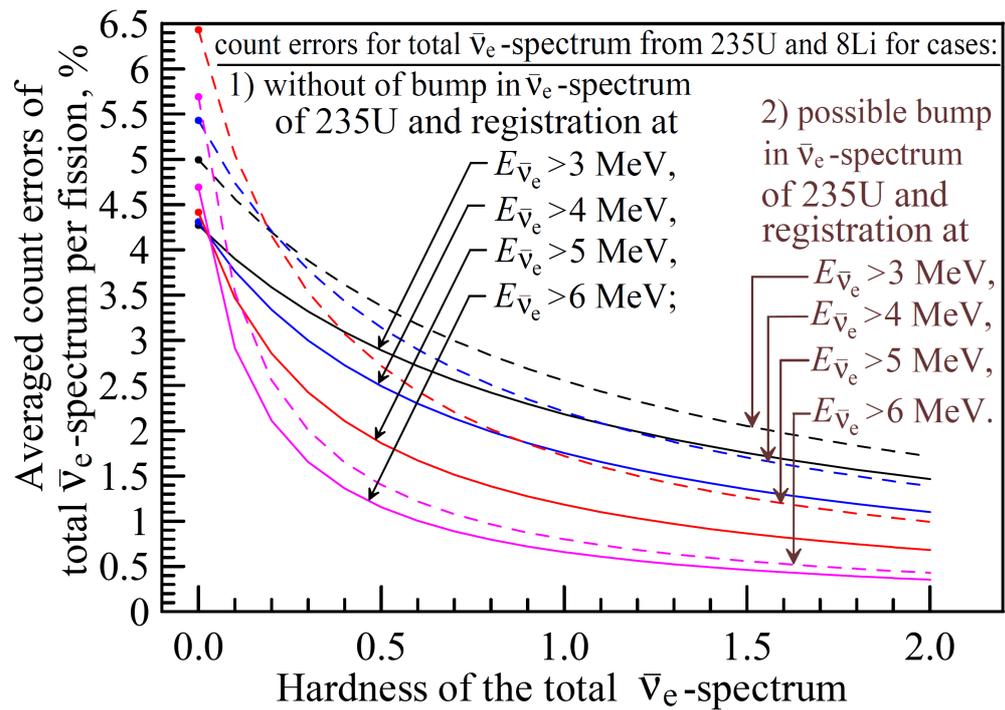


Рис.4.4.10. Сравнение зависимостей средних ошибок счета в суммарном $\bar{\nu}_e$ -спектре от жесткости H в вариантах без включения -1) и с включением -2) обнаруженной в Daya Bay "выпуклости" в реакторном антинейтринном спектре в ошибки $\bar{\nu}_e$ -спектра ^{235}U . Результаты представлены для порогов $E_{\text{threshold}} = 3, 4, 5$ и 6 MeV .

4.5. Литиевый антинейтринный бланкет в схеме тандема с ускорителем и нейтронно-производящей мишенью

Интенсивную нейтронную активацию литиевого бланкета можно обеспечить на основе реакции реакций расщепления в мишени, облучаемой протонным пучком и помещенной внутри лития. В последние двадцать лет [особенно, после пуска SNS (Spallation Neutron Source), 2006 г.] активность все более смещается в направлении создания интенсивных нейтронных источников на высокоточных ускорителях.

В 80-х и в начале 90-х годов начало быстро развиваться направление по переработке ядерных отходов (трансмутации радиоактивных нуклидов) при их дожигании в интенсивных пучках протонов. Большинство предлагаемых схем было основано на линейном протонном ускорителе с тяжелой мишенью (например, свинец), окружаемой бланкетом с нуклидами, подлежащими переработке [например, подкритическая электроядерная установка с $k_{\text{eff}} = 0.98$, предложенная группой Карло Руббиа [113]]. Рассматривались возможные варианты "загрузки" облучаемых нуклидов в виде расплавленных солей и взвесей на основе LiF-BeF₂. Сама логика постановки основной задачи по дожиганию нуклидов требует, чтобы в смесь LiF-BeF₂ была максимально очищена от изотопа ⁶Li для обеспечения большого нейтронного потока, необходимого для переработки нуклидов, т.е. литий в смеси должен быть в виде изотопа ⁷Li.

Антинейтринный литиевый источник в ускорительной схеме дожигания радиоактивных отходов. Схема литиевого антинейтринного источника, совмещенного с ускорительной установкой по дожиганию радионуклидов был предложен в работе [114]. Идея создания $\tilde{\nu}_e$ -источника основана на активации ⁷Li нейтронами, образованными в spallation-реакции в мишени и при делении трансурановых изотопов в перерабатываемых отходах. Пережигаемые нуклиды предлагается загружать в виде смеси расплавленной соли LiF-BeF₂ с радиоактивными нуклидами. Для целей трансмутации изотопный состав лития в смеси должен обеднен по ⁶Li до концентрации 0.0001, что отвечает также требованиям для $\tilde{\nu}_e$ -источника. Загрузка пережигаемых радионуклидов и доставка их к нейтронному источнику осуществляется через контур переноса. После достижения выдержки в нейтронном флюенсе производится извлечение нуклидов и загрузка следующего цикла.

В установке дожигания радионуклидов целесообразно реализовывать схему $\tilde{\nu}_e$ -источника с управляемым спектром, который позволит создать удаленный объемный

источник литиевых антинейтрино с установленным вблизи нейтринным детектором. Изотопную чистоту ${}^7\text{Li}$ также необходимо довести до 0.9999. Для схемы управляемого спектра необходимо создать отдельный контур - без добавок пережигаемых трансуронов (см. рис. 4.5.1). Схема такого $\bar{\nu}_e$ -источника представлена в концепции, изложенной в разделе 4.4 (см. также рис. 4.4.5).

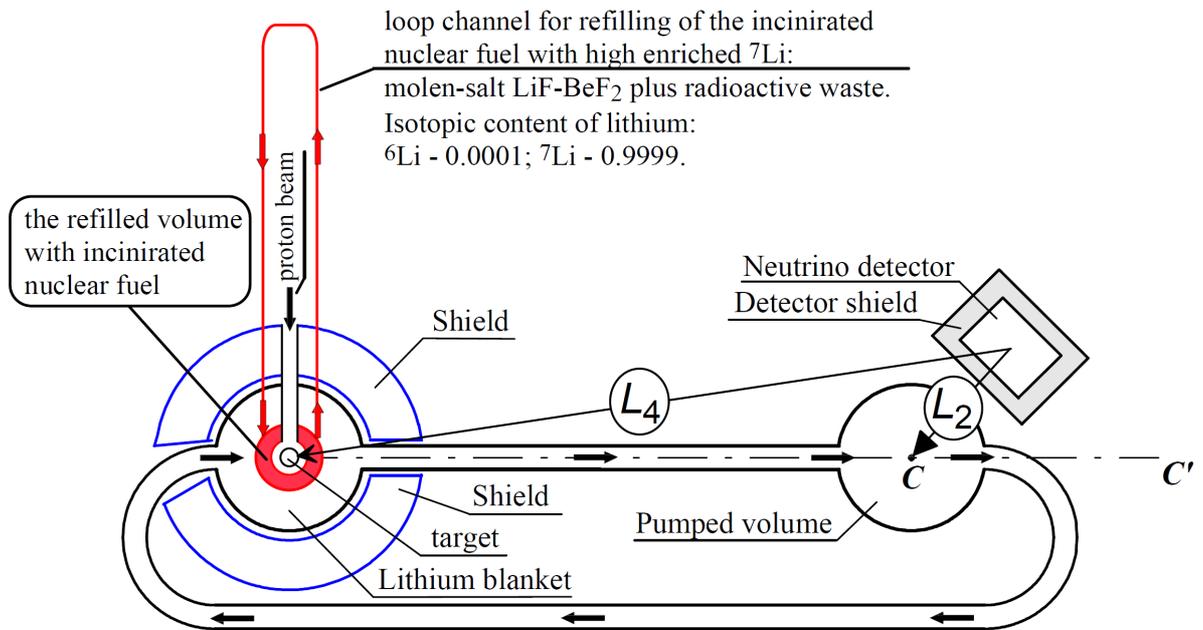


Рис.4.5.1. Принцип совмещения литиевого $\bar{\nu}_e$ -источника (в схеме с управляемым спектром) с установкой по пережиганию радиоуклидов. L_2 и L_4 - удаленность детектора от центра прокачиваемого объема и протонной мишени., соответственно

Ключевой частью подобных промышленных установок является высокопоточный ускоритель с очень большим током протонного пучка 10 - 20 мА, что считается технически реализуемой задачей [115]. На разработку ускорителей с большим током (~10 мА) направлены усилия многих центров с целью решения проблемы трансмутации радиоактивных отходов и создания мощных (на сотни мегаватт) электроядерных установок, управляемых протонным пучком с энергией до ~ 1 ГэВ (см. обзор [295]).

При предлагаемых энергиях протонов (~ 600-1000 МэВ) выход нейтронов для тяжелых мишеней составит ~(10 - 20) н/р, что для таких токов обеспечит очень высокий выход $\sim(6 - 25) \cdot 10^{17}$ нейтрон /с.

Нейтронные источники, основанные на spallation-реакции существуют в России, США, Европе, Японии и создаются новые: IREN, IFMIF, JSNS/J-Park, ESS, CSNS; проект электроядерной установки "Энергетический усилитель" К. Руббиа и др. [106, 116, 117]. Принципиальная схема создания интенсивного нейтринного источника сводится к созданию литиевого blankets вокруг интенсивного нейтронного источника - нейтронно-производящей мишени. [114, 106, 116]. Большое преимущество нейтронно-производящих мишеней обусловлено тем, что нейтронный выход Y_n (нейтрон/протон) растет с увеличением энергии протонов: так, при энергии протонов: так, при энергии $E_p = 300$ МэВ выход нейтронов $Y_n \approx (3-4)$, для $E_p = 500-600$ МэВ выход возрастает до $Y_n \approx 10$; для $E_p = 1, 3, 10$ ГэВ выход достигает $\approx 10, 80, 150$, соответственно [118, 119].

Материалы, используемые для мишеней - свинец, тантал, вольфрам, висмут, уран, ртуть, и бериллий (как отражатель и размножитель нейтронов). Т.о., установка литиевого blankets (или тяжеловодного LiOD-раствора) вблизи или вокруг мишени создаст литиевый антинейтринный источник.

Преимущества и недостатки реакторного антинейтринного спектра.

Сравнение с литиевым $\tilde{\nu}_e$ -спектром.

Антинейтринный спектр ядерных реакторов формируется при β^- -распаде ядер-фрагментов деления. Значения спектра быстро падают с ростом энергии, а максимальная энергия $E_{\bar{\nu}} \leq 10$ MeV. Сечения взаимодействия реакторных нейтрино с протоном, электроном и дейтроном исключительно малы и находятся в интервале $10^{-46} - 10^{-43}$ см²/деление. Фактически полный $\tilde{\nu}_e$ -поток от реактора (99.8% для реакторов типа ВВР) обеспечивается четырьмя изотопами — ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U , ^{241}Pu [1, 120, 121]. Экспериментальные равновесные $\tilde{\nu}_e$ -спектры ядер-продуктов деления данных четырех изотопов (спектры нормированы на одно деление) представлены на рис. 4.5.2 [122, 123, 124]. Экспериментальные данные по $\tilde{\nu}_e$ -спектру ^{238}U опубликованы только в 2014 г. Вклад ^{238}U в суммарный нейтринный спектр для реакторов типа ВВР (например, реактор FRM-II в Гарчинге (Garching), Германия) оценивается в 10% [124]. Все четыре спектра (см. рис. 4.5.2) быстро спадают с ростом энергии (что особенно негативно для регистрации пороговых реакций): при увеличении $E_{\bar{\nu}}$ от 2 МэВ до 4, 6 и 8 МэВ значения ^{235}U -спектра падают в 5, 35 и 956 раз, соответственно.

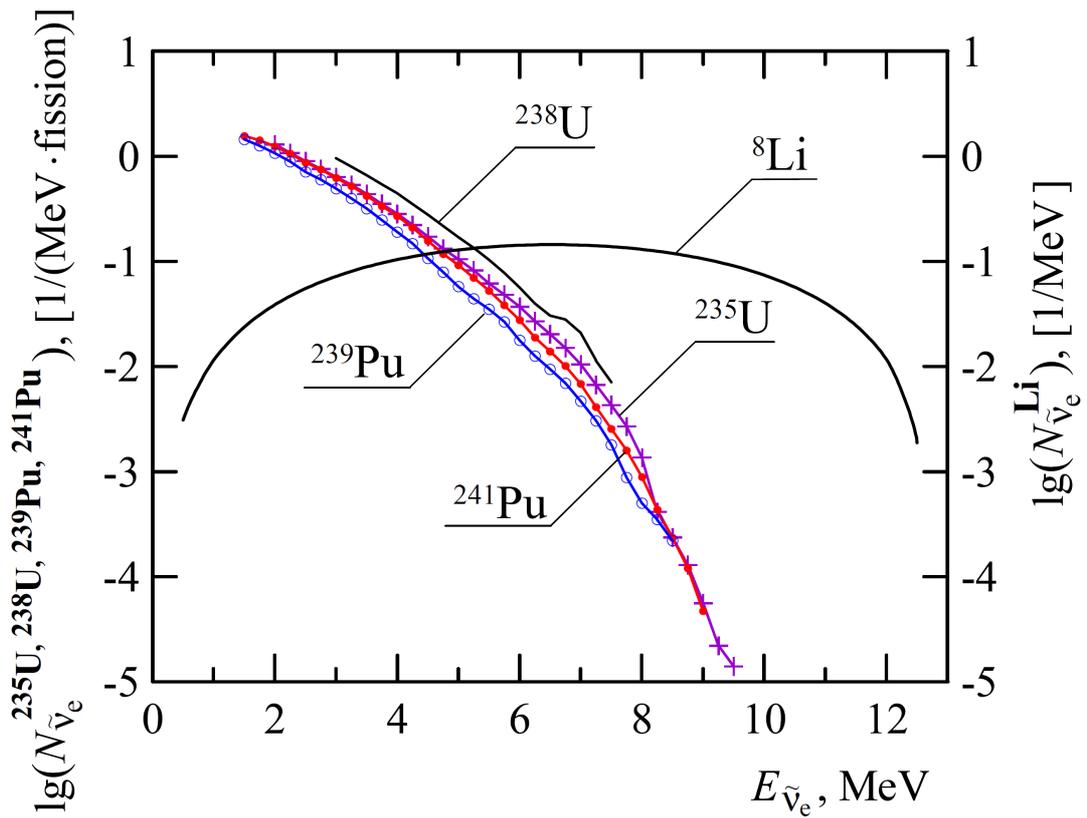


Рис. 4.5.2. $\tilde{\nu}_e$ -спектры от ^{235}U , ^{238}U , ^{241}Pu , ^{239}Pu и β^- -распада ^8Li .

Одна из проблем суммарного спектра связана с зависимостью парциальных вкладов от состава ядерного топлива, состав которого меняется в течение кампании и в случаях остановки реактора. Изотоп ^{235}U выгорает, а парциальный вклад ^{239}Pu , ^{238}U , ^{241}Pu - растет (см. рис. 4.5.3) [121, 125]. Изменение в составе топлива ведет к вариации $\tilde{\nu}_e$ -потока, который пересчитывается с помощью корректирующих коэффициентов для четырех изотопов [126, 127]. Суммарный нейтринный поток может быть определен как аддитивная функция потоков: от фрагментов деления; от бета-распада тяжелых (трансурановых) изотопов (образуемых в (n,γ) - и $(n,2n)$ -реакциях); и β -распада (n,γ) -активированных ядер конструкционных материалов и воды. Поток от фрагментов деления ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U and ^{241}Pu может быть представлен как сумма с коэффициентами $a^i(t)$, зависящими от времени с начала кампании:

$$N_{\tilde{\nu}}(t, E) = \sum_{i=5,8,9,1} a^i(t) N_{\tilde{\nu}}^i(E), \quad (5.5.1)$$

где $i = 5, 8, 9, 1$ означает суммирование по изотопам. Так, с начала кампании (~290 - 330 дней) суммарный $\tilde{\nu}_e$ -поток возрастает, например, после 10 и 330 дней нормированные потоки составляют 6.39 и 6.78 $\tilde{\nu}_e$ /деление, соответственно [128].

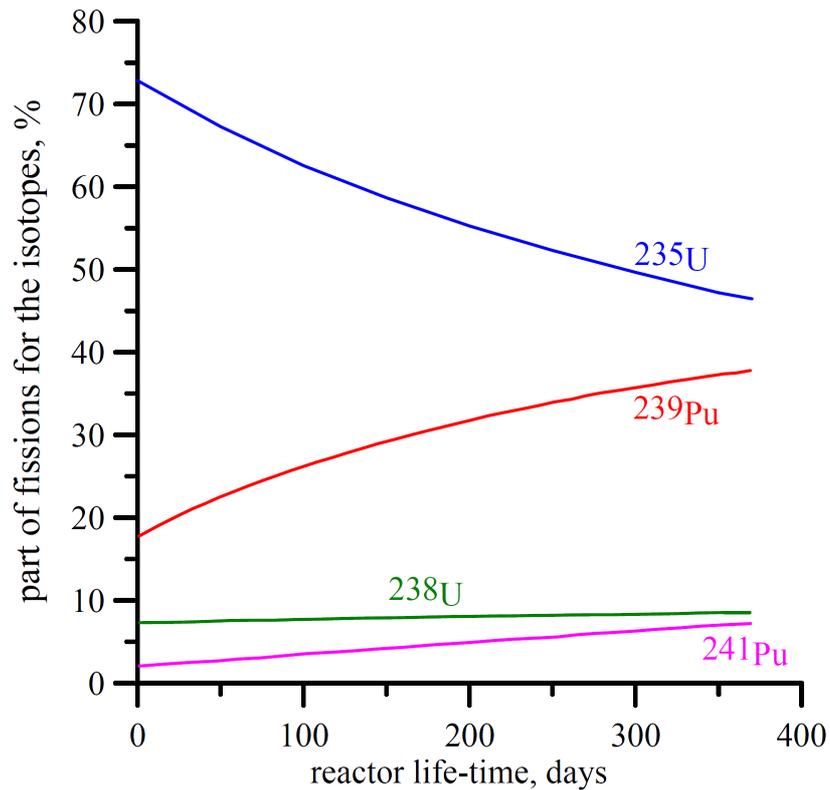


Рис.4.5.3. Эволюция вклада четырех основных топливных изотопов (^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U и ^{241}Pu) в суммарное число делений в течение (2й и 3й) кампании для реакторов типа ВВР [125].

В течение кампании реактора с изменением состава топлива меняется и средняя энергия E_f (выделяемая в одном делении), увеличиваясь на 1.5% [127]. Здесь отметим, что суммарный нейтринный поток определяется нормировкой текущей тепловой мощности на $E_f(t)$. Считается, что для энергетических реакторов на легкой воде текущая мощность может быть оценена с точностью 2% [129].

Дополнительные неучтенные ошибки в оценке $\tilde{\nu}_e$ –потока возникают во время остановки реактора из-за постоянного наличия на реакторе отработанного топлива. Эти ошибки могут возрасти до 1%. Обычно считается, что парциальные вклады $N_{\tilde{\nu}}^i$ в нейтринный спектр достигают равновесия спустя 1 день сначала кампании. Однако, данную оценку необходимо корректировать, поскольку для энергий $E_{\tilde{\nu}} < \sim 3.5$ МэВ значения спектра возрастают на (5-6)% от начала к концу кампании [128].

Экспериментальные $\tilde{\nu}_e$ –спектры при β^- -распаде ядер-фрагментов от деления (^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U , ^{241}Pu) восстанавливаются из этих β^- -спектров. Прямая регистрация β^- -спектров по электронам возможна только для части цепочек распадов: Другие цепочки идентифицируются по γ -квантам. В случае больших ветвлений восстановление

вероятностей каналов, неизвестных схем распадов и конечных продуктов становится проблематичным. Для решения проблемы проведены модельные расчеты $\tilde{\nu}_e$ -спектра [130 - 132], включая: параметризацию эффективного заряда фрагментов [130]; влияние поправок (радиационных, кулоновских, на слабый магнетизм) [131]; вклады от запрещенных переходов [132].

В модельных расчетах $\tilde{\nu}_e$ -спектров [126] (включено 550 изотопов и 8000 цепочек распадов) кумулятивные $\tilde{\nu}_e$ -потоки (на деление) от ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu были скорректированы на 2.4, 2.9 и 3.2%, соответственно, по отношению к работам [122, 123, 133]. Близкие результаты были получены в работе [130] (модель для 845 ядер и 10000 цепочек): коррекция для ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu оценена в 3.1, 3.1 и 3.7% по отношению к работам [123, 124]. Работа [132] (включаящая 1500 запрещенных переходов) также указала на такие же систематические ошибки. Был сделан вывод, что реакторные $\tilde{\nu}_e$ -спектры известны со средней точностью хуже, чем 4% и степень точности обусловлена данными по $\sim(25-30)\%$ запрещенных переходов [132].

Ошибки в реакторном $\tilde{\nu}_e$ -спектре значительно растут, начиная с энергии около 6 МэВ. Для более высоких энергий ситуация выглядит драматичной. Так, ошибки возрастают до: 56% при 9.5 МэВ для ^{235}U ; 90% при 9.0 МэВ для ^{241}Pu ; 80% при 8.5 МэВ для ^{239}Pu ; 30% при 7.5 МэВ для ^{238}U [122 - 124]. Экспериментальные ^{238}U -спектры выявили 10% расхождение в сравнении с кумулятивными спектрами, полученными в расчетах [124]. Зависимость величины ошибок определения $\tilde{\nu}_e$ -спектра по экспериментальным данным и модельным расчетам для ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu показана на рис. 4.5.4 [122, 123, 130]. Здесь наиболее значительные отклонения (начиная с 4%) модельных результатов к экспериментальным данным возникают для ^{239}Pu .

В результате значительные неточности в антинейтринном спектре и неучтенные добавки к суммарному $\tilde{\nu}_e$ -спектру (до 6% по суммарному потоку, см. работы [128, 130 - 132]) создают исключительные сложности в интерпретации нейтринных осцилляционных экспериментов.

Значительные ошибки в реакторном $\tilde{\nu}_e$ -спектра ведут к большим ошибкам в регистрации пороговых реакций $(\tilde{\nu}_e, p)$ и $(\tilde{\nu}_e, d)$. Это особенно важно для $(\tilde{\nu}_e, d)$ -взаимодействия, имея в виду зависимость $\sigma \sim E_\nu^2$ и, что при $E > 4.0$ МэВ (т.е., $E_{\text{threshold}}$ для $(\tilde{\nu}_e, d)$ -заряженного канала) $\tilde{\nu}_e$ -спектр значительно падает (см. рис. 4.3.2).

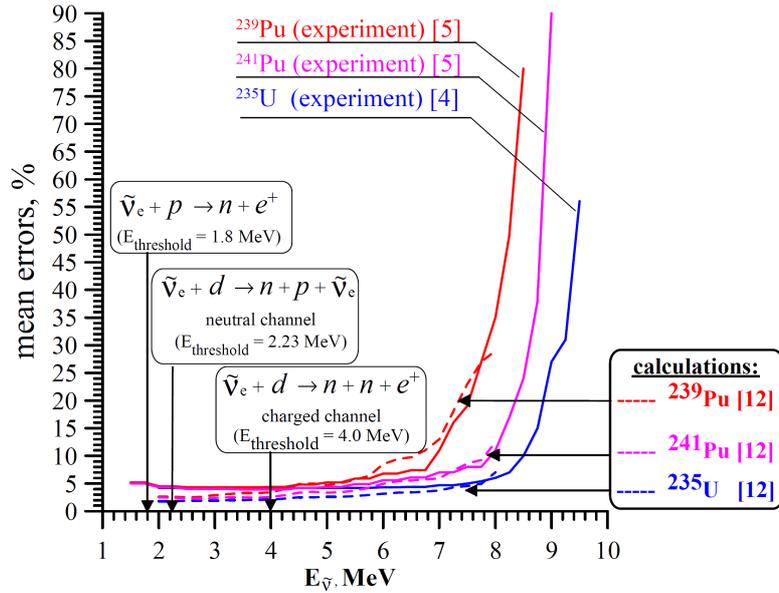


Рис.4.5.4. Ошибки определения антинейтринного спектра ^{235}U , ^{239}Pu , and ^{241}Pu в зависимости от энергии. Сплошная линия - экспериментальные результаты ILL (Institute Laue Langevin) for ^{235}U [122], ^{239}Pu [123], and ^{241}Pu [123]; пунктир - модельные расчеты работы [130].

Ядерные реакторы используются как наиболее интенсивные нейтринные источники. Для рассматриваемых энергий сечение следует квадратичному закону: $\sigma_{\nu} \sim E_{\nu}^2$. Поэтому, для выбора нейтринного источника требование большей жесткости спектра, высокого потока и стабильности становятся исключительно важными. Обеспечение вышеуказанных требований даст возможность выделить нейтринный эффект от фона и значительно улучшить надежность экспериментальных данных.

Создание чисто литиевого $\bar{\nu}_e$ -источника в тандеме бланкета и ускорителя

Проблемы ошибок в спектре возможно решить, полностью исключив делящиеся изотопы (т.е., исключив образование ядер-продуктов деления, являющимися активными β^- -распадчиками), создав принципиально новый интенсивный антинейтринный источник на основе (n, γ) -захвата на изотопе ^7Li в схеме тандема ускорителя с нейтронно-производящей мишенью плюс литиевый бланкет [134 - 138]. Принципиальная компоновка такого интенсивного $\bar{\nu}_e$ -источника представлена на рис. 4.5.5

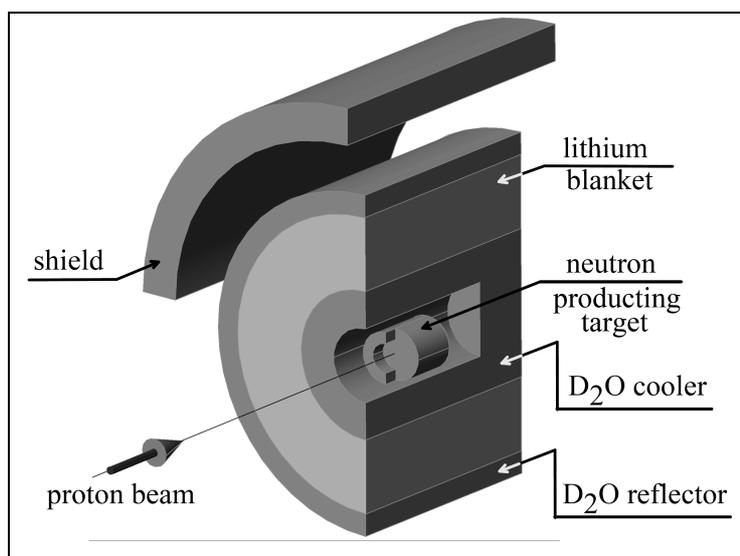


Рис. 4.5.5. Принципиальная схема литиевого $\tilde{\nu}_e$ -источника в тандеме ускорителя с нейтронно-генерирующей мишенью плюс литиевый бланкет.

Для расчета эффекта выбрана цилиндрическая геометрия с вольфрамовой мишенью - ^{174}W . Схема литиевого бланкета представлена на рис. 4.5.6. Охлаждение мишени осуществляется тяжелой водой (D_2O), являющейся эффективным замедлителем. Для расчетов использовались программы MCNPX [139] и MAMONT (в реакторном диапазоне энергий) [15, 78]. Размеры мишени были оптимизированы для нейтронного выхода в интервале энергий $E_p = (50-300)$ МэВ. Такие относительно низкие энергии рассмотрены с целью снижения возможного фона в нейтринных экспериментах и учитывая, что образование π^0 -мезонов (генерирующих электронно-фотонные ливни) при более высоких энергиях.

Длина треков при таких энергиях не превышает ~ 20 см. Поэтому (для замедления протонов) учтены длины $(h_t - h_h) \geq 20$ см (рис. 4.5.6) [140]. Для моделирования указана длина мишени $h_t = (30-40)$ см и радиус канала $r_h = 3$ см. Оптимизация проведена с целью увеличить выход нейтронов (на протон) и минимизировать нейтронный поток в направлении "назад" и выходящий из мишени через передний фланец (круг с центром в т. С и радиусом r_t на рис. 4.5.6). Оптимизация реализована в два этапа - при вариации: 1) длины входного канала $h_h = (5-20)$ см; 2) радиуса мишени в интервале (5-12) см.

Например, для энергии 300 МэВ и полном выходе $Y_n = 3.61$ рассеяние назад снизилось в ~ 13 раз до $0.02 \cdot Y_n$. Нейтронный ывход для оптимизированной мишени (с раз-

мерами $h_t = 40$ см, $r_t = 7$ см, $h_h = 20$ см, и $r_h = 3$ см) представлен на рис. 4.5.7.

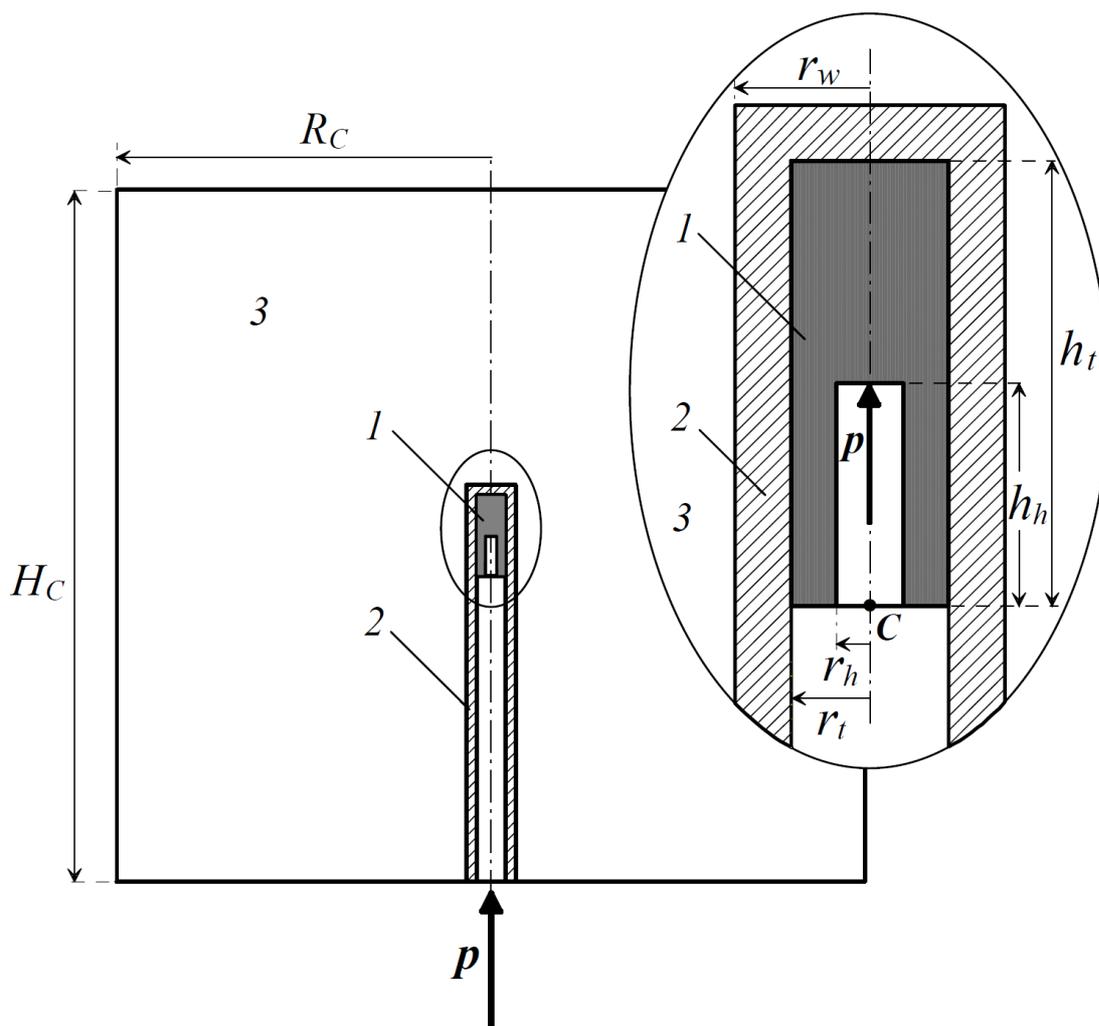


Рис. 4.5.6. Сечение литиевого blankets и нейтронно-производящей мишени в цилиндрической геометрии. 1 – вольфрамовая (или висмут, свиней) мишень, h_h и r_h – длина и радиус входного канала для протонного пучка; 2 – прокачиваемый тяжеловодный (D_2O)-канал для охлаждения; ; 3 – литиевый blanket.

Оптимизированная мишень с охлаждающим D_2O -каналом (толщина слоя ($r_w - r_t$) = 5 см) расположена в центре цилиндрического blankets, заполненного тяжеловодным (D_2O) раствором LiOD с концентрацией - 9.46% [108, 109]. Цилиндрический blankets имеет размеры: высота $H_c = 340$ см, радиус $R_c = 182$ см, толщина слоя blankets $L_c = (R_c - r_w) = 170$ см (как в работах [108, 109]).

Достигнутая протонная эффективность blankets (число атомов изотопа 8Li , образующихся в blankets на протон пучка) представлена на рис. 4.5.8.

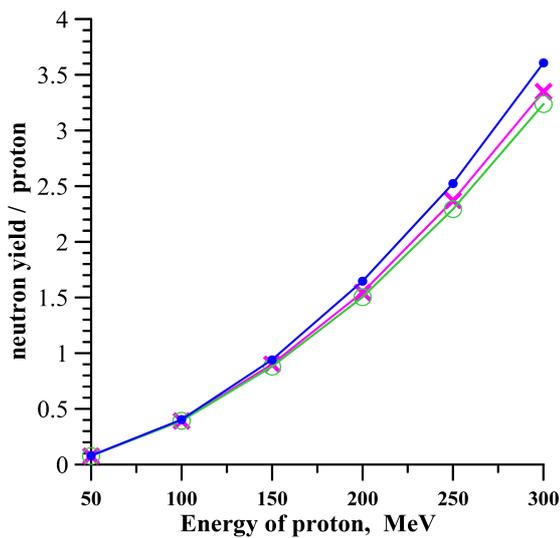


Рис. 4.5.7. Зависимость выхода нейтронов из вольфрамовой, свинцовой и висмутовой мишеней от энергии протонов.

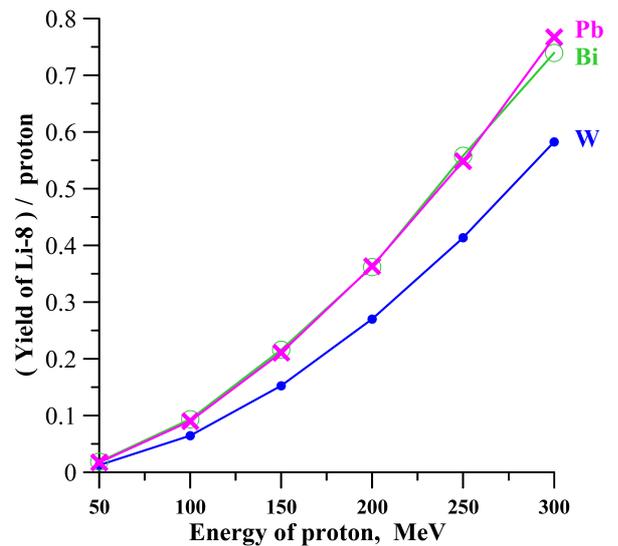


Рис. 4.5.8. Зависимость выхода изотопов ^8Li вblankете от энергии протонов для вольфрамовой, свинцовой и висмутовой мишеней

Полученные результаты находятся в хорошем согласии с известными экспериментальными данными и расчетами для протяженных мишеней [141 - 144] (см. рис. 4.5.9).

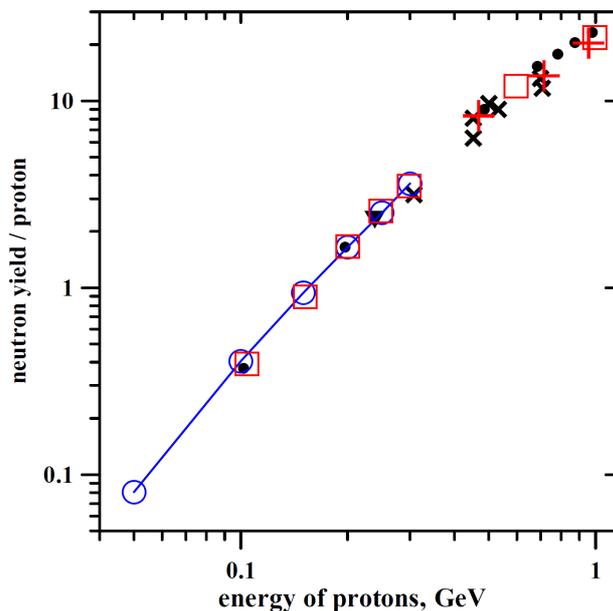


Рис. 4.5.9. Выходы нейтронов в spallation[↑] реакции от протяженной вольфрамовой мишени в зависимости от энергии протонов, нейтрон/протон; \circ – расчет данной работы; \bullet – расчет по программе SHIELD [141]; \blacktriangledown – эксперимент [142]; \times , $+$, \square – данные работ [118, 143, 144].

Поток антинейтрино, испускаемых из blankets в телесный угол 4π за время t для тока протонов I равен:

$$N_{\bar{\nu}}(t) = 6.25 \cdot 10^{15} k_p(E) I [\text{mA}] t [\text{s}], \quad (5.5.2)$$

где $k_p(E) = k_n(E) Y_n^{\text{eff}}(E) = k_n(E) [Y_n(E) - \delta Y_n(E)]$; k_n – нейтронная эффективность blankets (число ядер ${}^8\text{Li}$, образуемых в конвертере и нормированное на эффективный выход нейтронов; здесь $k_n \approx 0.16$); Y_n^{eff} – эффективный нейтронный выход; Y_n – суммарный нейтронный выход; δY_n – поправка, учитывающая потери нейтронов (в основном, вследствие рассеяния назад - во вход протонного пучка; $\delta Y_n \approx 0.02 \cdot Y_n$, см. выше). Так, при $E_p = 300$ МэВ и токе ускорителя 1 мА антинейтринный поток в течение 1 с достигнет $N_{\bar{\nu}} = 3.6 \cdot 10^{15}$.

В работах [145, 146] авторы также предложили создать $\tilde{\nu}_e$ -источник на базе изотопа ${}^8\text{Li}$. Авторы ссылаются на работы [106, 114] и рассматривают схожую геометрию, чистоту ${}^7\text{Li}$ и схему тандема протонного ускорителя ($E_p = 60$ МэВ), нейтронно-производящую ${}^9\text{Be}$ -мишень и цилиндрический литиевый blankets (высотой 150 см и диаметром 200 см), заполненный металлическим литием. Ожидаемый $N_{\bar{\nu}}$ -поток из blankets в течение 5 лет (для 90% использования времени и тока ускорителя в 10 мА) оценен, как $1.29 \cdot 10^{23}$. Для достижения высокого нейтринного потока авторами предлагается создание ускорителя (медицинского типа) на очень большой ток. Действительно, ток в 10 мА приведет к серьезным деградациям в мишени и необходимы большие усилия для технической поддержки, длительной работы установки и эффективного использования времени. Тем не менее, сравним результаты [145, 146] с рассмотренным выше $\tilde{\nu}_e$ -источником с W-мишенью, литиевым blankets (заполненным LiOD-тяжеловодным раствором с концентрацией 9.46%) для 90% использования времени и тока протонов $I = 10$ мА. Получено, что для энергии протонов $E_p = 300$ и 100 МэВ поток $1.29 \cdot 10^{23} \tilde{\nu}_e$ будет достигнут за 46 и 411 дней, соответственно.

Сравним нейтронные выходы для разных мишеней. Расчеты проведены для мишеней (в одинаковой геометрии) для мишеней из свинца, висмута и вольфрама - ${}^{174}\text{W}$. Все три мишени обеспечивают близкие нейтронные выходы - см. рис. 4.5.7. Различие в максимальном выходе (${}^{174}\text{W}$) и минимальном (Bi-мишень) не превышает 10%. Но при расчете в полной геометрии blankets (т.е., нейтронно-производящая мишень установлена внутри blankets, заполненного тяжеловодным раствором LiOD) наблюдается ин-

версная ситуация: протонная эффективность blankets (число атомов ${}^8\text{Li}$, образуемых в blanketе на протон пучка) в зависимости от энергии $k_p(E)$ максимальна для Pb-мишени и минимальна для W-мишени (рис. 4.5.8).

Причина инверсии заключается в самом blanketе. Для расчетов нейтронного выхода Y_n использована "идеальная" геометрия: мишень "помещена" в вакуум. Но в случае реальной геометрии нейтроны, испущенные из мишени попадают в blanket и могут быть рассеяны назад в мишень и поглощены. Также, возможно рассеяние назад в канал входа протонного пучка. Рис. 4.5.10. иллюстрирует нейтронный баланс на границе W- и Pb-мишеней.

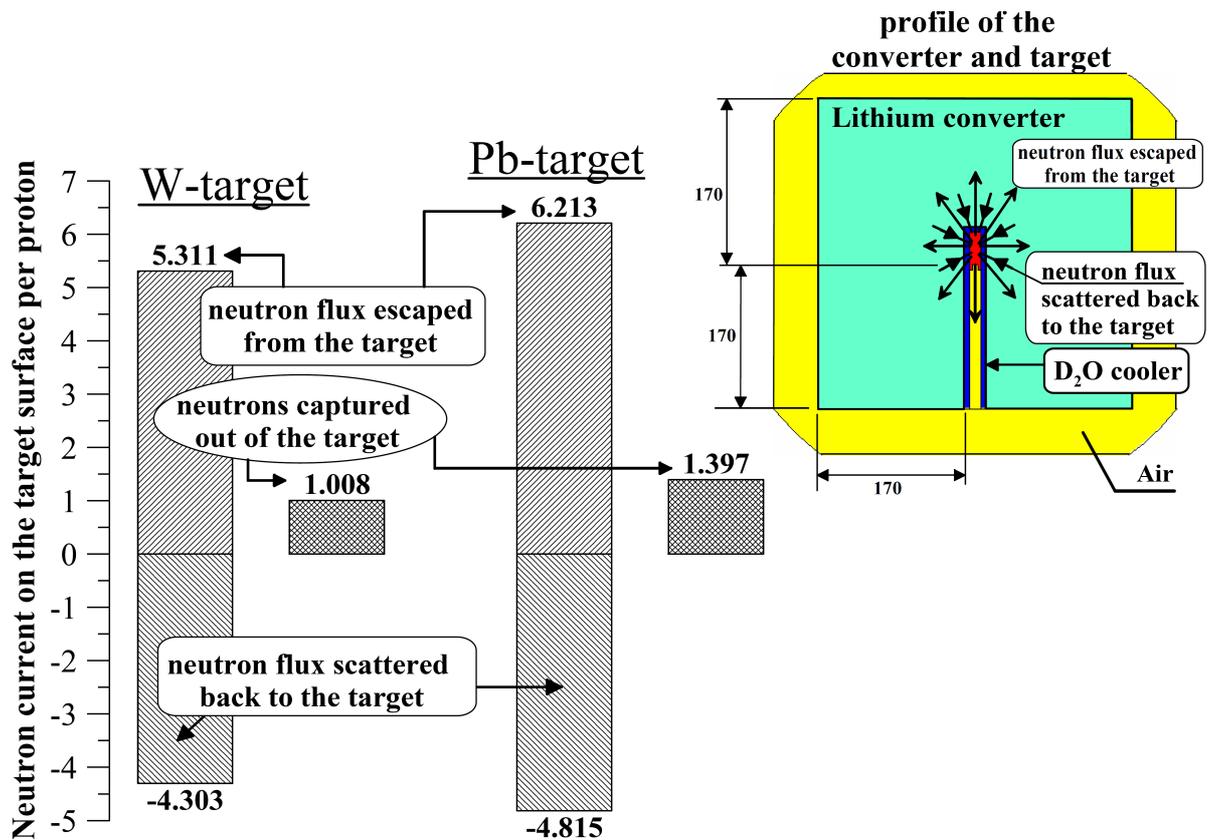


Рис. 4.5.10. Нейтронные токи и баланс нейтронов на границе мишеней (вольфрамовая, свинцовая) и литиевого blanketа (9.46% тяжеловодный раствор LiOD).

На вертикальной оси отложен ток через поверхность: положительные значения соответствуют току нейтронов, утекающих из мишени; отрицательные значения соответствуют току нейтронов, рассеянных внутрь мишени. Алгебраическая сумма токов нейтронов утечки и рассеянных внутрь мишени дает число нейтронов, захваченных вне мишени. Так, для Pb-мишени число захватов вне мишени (1.397) больше в сравне-

нии с подобными захватами для W-мишени (1.008), что является причиной наблюдаемой инверсии.

Важно отметить, что реализация проекта [145, 146] с литьем в металлическом состоянии потребует ~2.7.т лития с чистотой 99.99% по изотопу 7Li в сравнении с ~1.1 т для обсуждаемого здесь антинейтринного источника на основе тяжеловодного раствора LiOD с концентрацией 9.46% и W-мишени. Т.е., использование тяжеловодного раствора позволит резко снизить стоимость создания сложной физической установки.

Полезно сравнить выход ^8Li в одинаковой геометрии для blankets, заполненного: 1) литьем в металлическом состоянии; 2) тяжеловодным раствором LiOD . Наиболее универсальной геометрией для сравнения будет сферическая (см. рис. 4.5.11).

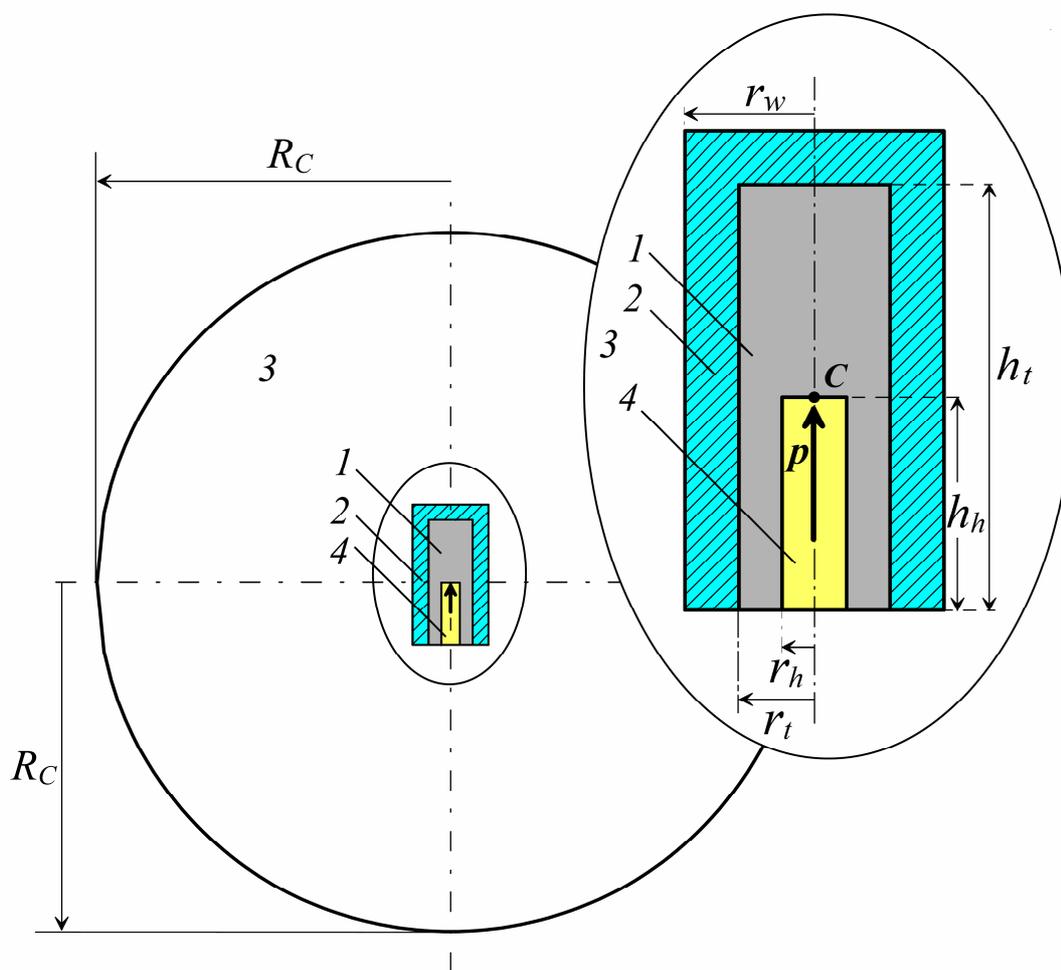


Рис. 4.5.11. Сечение литиевого blankets в сферической геометрии с радиусом $R_C = 112$ см и центром в т. C (см. увеличенный фрагмент мишени): 1 – вольфрамовая мишень; h_t и r_t – длина и радиус мишени; h_h и r_h – длина и радиус канала ввода протонного пучка; 2 – D_2O -канал для охлаждения с радиусом r_w ; 3 – литиевый blanket; 4 – пустой канал (воздух). размеры мишени, радиус r_w и толщина D_2O -канала такие же, как на рис. 4.3.6.

Сравним выход ^8Li для рассмотренного интервала энергий протонов $E_p = (50-300)$ МэВ в случае blankets из металлического лития и 9.46% раствора LiOD в D_2O . В предложенных вариантах характеристики нейтронных полей будут меняться в широком интервале. Рассмотрим сферический blanket с толщиной около 1 м (что близко к значениям работ [137, 138, 145, 146] (см. также рис. 4.5.6).

Для сравнительных расчетов принята цилиндрическая геометрия вольфрамовой (^{174}W) мишени с входом "под пучок" протонов с оптимизированными размерами (см. рис. 4.5.6). Геометрия blankets с мишенью представлена на рис. 4.5.11. Подчеркнем, что выбранная сферическая геометрия с центральной мишенью является идеализированной для оценки максимального выхода ^8Li .

Зависимость выхода ^8Li от энергии протонов в сферической геометрии представлена на рис. 4.5.12. Для толщины blankets около 1 м $(R_c - r_w)$ выход ^8Li для тяжеловодного раствора LiOD больше, чем выход для металлического лития, в (3.2 - 3.4) раза. Полученные результаты для LiOD соответствуют чистому дейтерию, т.е., полному замещению легкого водорода $^1\text{H}^1$ тяжелым изотопом $^1\text{H}^2$.

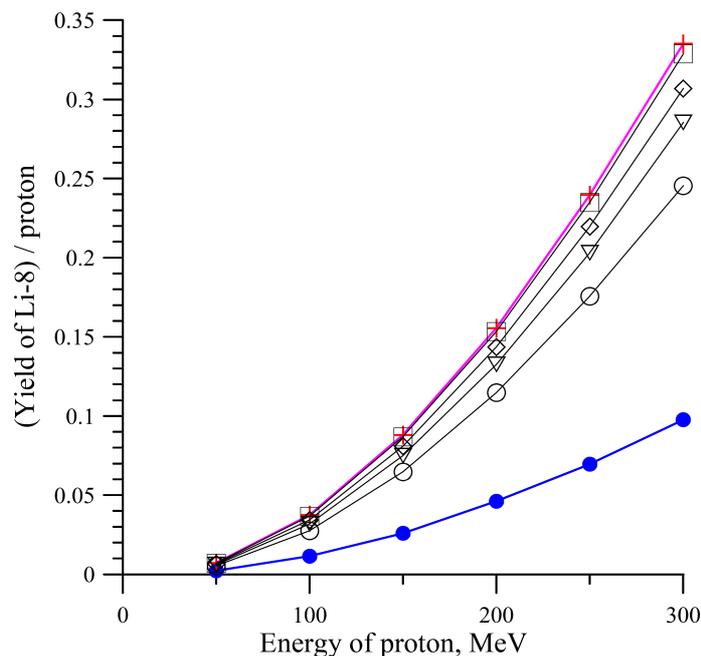


Рис. 4.5.12. Выход ^8Li в сферической геометрии для blankets, заполненного металлическим литием и тяжеловодным раствором LiOD (с различной чистотой дейтерия). ● - выход ^8Li для blankets с металлическим литием. Выход ^8Li для тяжеловодного 9.46% раствора LiOD с чистотой дейтерия P_D : + - 100%; □ - 99.9%; ◇ - 99.5%; ▽ - 99.0%; ○ - 98.0%.

Реально, некоторая паразитная примесь легкого водорода ${}^1\text{H}^1$ всегда присутствует в тяжелой воде D_2O . Рассмотрено несколько вариантов чистоты дейтерия (в %) в тяжеловодном растворе LiOD . Было получено, что для реально реализуемой чистоты (около $P_{\text{D}} = 99.0$ and 98.0%) выход ${}^8\text{Li}$ значительно не меняется: при данной чистоте дейтерия образование ${}^8\text{Li}$ выше, чем для металлического бланкета в 2.7 и 2.4 раза, соответственно.

Итак, использование тяжеловодного раствора LiOD позволяет замедлить нейтроны эффективнее, чем литий. При этом возможно: 1) значительно уменьшить требуемый объем бланкета и 2) резко уменьшить требуемую массу высокочистого ${}^7\text{Li}$ (для рассмотренной сферической геометрии масса лития в металлическом состоянии - ~3380 кг в сравнении со 190 кг в D_2O -растворе LiOD . Данные по выходу ${}^8\text{Li}$ также представлены в табл. 4.5.1.

Таблица 4.5.1.

Выходы изотопа ${}^8\text{Li}$ (на протон) в литиевом бланкете (в сферической геометрии) в вариантах: литий в металлическом состоянии (Li); тяжеловодный раствор LiOD с концентрацией 9.46% для различной чистоты дейтерия P_{D} .

| E_p , МэВ | Выход ${}^8\text{Li}$ для металлического лития | Выход ${}^8\text{Li}$ для 9.46% тяжеловодного раствора LiOD | | | | |
|----------------|--|---|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| | | $P_{\text{D}}=100\%$ | $P_{\text{D}}=99.9\%$ | $P_{\text{D}}=99.5\%$ | $P_{\text{D}}=99.0\%$ | $P_{\text{D}}=98.0\%$ |
| 50 | 2.22E-3 | 7.20E-3 | 7.03E-3 | 6.62E-3 | 6.07E-3 | 5.29E-3 |
| 100 | 1.14E-2 | 3.74E-2 | 3.68E-2 | 3.43E-2 | 3.18E-2 | 2.75E-2 |
| 150 | 2.59E-2 | 8.81E-2 | 8.69E-2 | 8.09E-2 | 7.49E-2 | 6.48E-2 |
| 200 | 4.62E-2 | 1.56E-1 | 1.53E-1 | 1.44E-1 | 1.33E-1 | 1.15E-1 |
| 250 | 6.95E-2 | 2.40E-1 | 2.35E-1 | 2.20E-1 | 2.03E-1 | 1.76E-1 |
| 300 | 9.77E-2 | 3.35E-1 | 3.29E-1 | 3.07E-1 | 2.85E-1 | 2.45E-1 |

4.6. Возможный эксперимент по поиску стерильных нейтрино

В ряде экспериментов по изучению нейтринных осцилляций (LSND [147], MiniBooNe [148], SAGE [149], GALLEX [150] и эксперименты на реакторах [151]) получены аномальные величины регистрируемых нейтринных потоков, не укладывающиеся в модель нейтрино с тремя массовыми состояниями, что, возможно, указывает на существование стерильных нейтрино. Предлагаются варианты расширения стандартной модели с включением схем с одним, двумя и тремя типами стерильных нейтрино [152 - 155]. Ряд исследований указывают на возможность существования стерильных нейтрино с разностью квадратов масс (по отношению к массовым состояниям известных типам нейтрино) - $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ и выше [142, 26]. Для схемы с одним стерильным нейтрино (3 активных +1 стерильное) вероятность существования нейтрино определенного типа (аромата) на расстоянии L [м] от источника хорошо описывается моделью с двумя ароматами:

$$P = 1 - \text{Sin}^2(2\theta)\text{Sin}^2[1.27 \Delta_{41}^2 (L/E)], \quad (5.6.1)$$

где θ - угол смешивания, Δ_{41}^2 - максимальная разность квадратов массовых состояний стерильного и активного нейтрино ($|\Delta_{21}^2| \ll |\Delta_{31}^2| \ll |\Delta_{41}^2|$), [эВ^2]; E - энергия нейтрино [МэВ].

$$\text{Sin}^2(2\theta) = 4|U_{i4}|^2(1 - |U_{i4}|^2), \quad (5.6.2)$$

где U_{i4} - элемент обобщенной матрицы смешивания Понтекорво-Маки-Накагава-Саката.

В случае $\Delta m^2 \sim 1 \text{ эВ}^2$ для поиска аномалий в осцилляциях в эксперименте "на исчезновение" с короткой базой L необходим источник с МэВ-ми энергиями и лишенный недостатков, присущих реакторному спектру. Указанным требованиям отвечает антинейтринный источник на основе литиевого blankets.

Вероятность "выживания" в схема (3+2) с двумя типами стерильных нейтрино усложняется :

$$P_i = 1 - 4(1 - |U_{i4}|^2 - |U_{i5}|^2) \cdot \{|U_{i4}|^2 \text{Sin}^2[1.27 \Delta_{41}^2 (L/E)] + |U_{i5}|^2 \text{Sin}^2[1.27 \Delta_{51}^2 (L/E)]\} - 4 |U_{i4}|^2 |U_{i5}|^2 \text{Sin}^2[1.27 \Delta_{54}^2 (L/E)], \quad (5.6.3)$$

где для коротко-базового эксперимента опущены малые члены U_{j4} , U_{j5} при $j \neq i$.

С учетом работы [152] вероятности "выживания" электронных антинейтрино в схемах (3+1) и (3+2) должны следовать графикам рис. 4.6.1.

Нами рассмотрен перспективный проект эксперимента по исследованию осцилляций на установке: тандем литиевого blankets и ускорителя с нейтронно-

производящей мишенью вблизи от создаваемого сейчас водного сферического нейтринного детектора JUNO с радиусом 17.7 м [156]. В модельном расчете принято, что центр литиевого blankets удален от водной границы детектора на расстояние 9.5 м, что позволит исследовать осцилляции в широком интервале L/E и обнаружить два первых минимума ($L/E \approx 2, 5.2$), и практически "выйти" на второй максимум ($L/E \approx 7$) для схемы (3+2) - см.рис. 4.6.1.

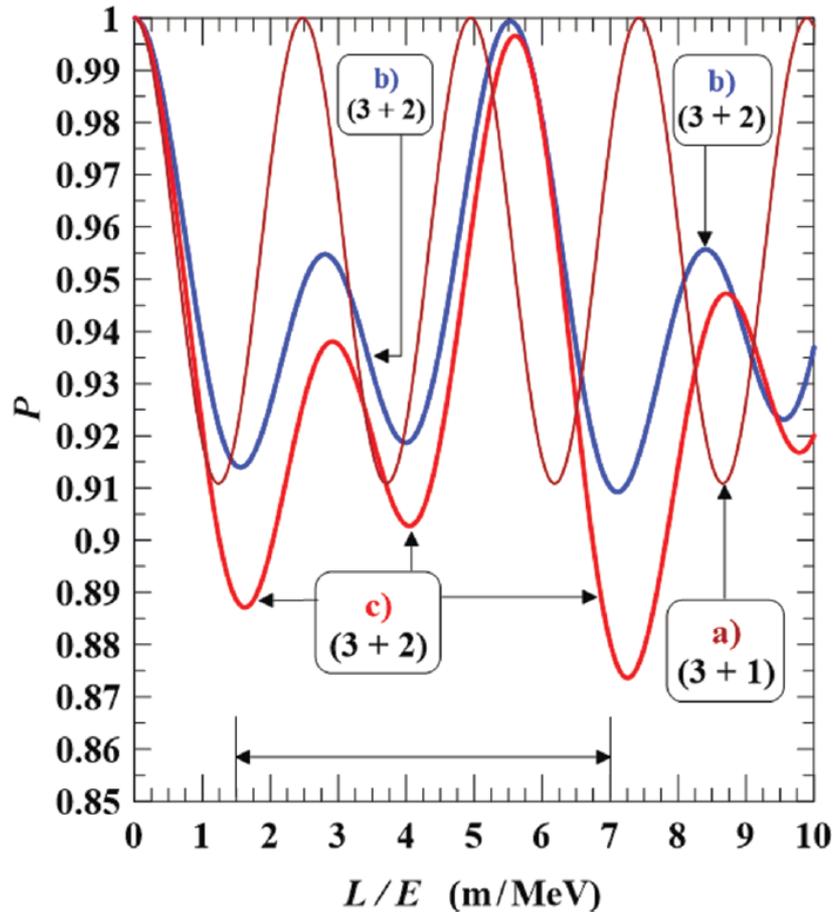


Рис. 4.6.1. Вероятность существования электронного антинейтрино P в моделях с одним (3+1) и двумя (3+2) стерильными нейтрино в зависимости от отношения L/E для значений Δm^2 и матричных элементов, полученных при лучших фитах в [152]: а) $\Delta m^2_{41} = 1.78 \text{ эВ}^2$, $U_{e4} = 0.151$; б) $\Delta m^2_{41} = 0.46 \text{ эВ}^2$, $U_{e4} = 0.108$, $\Delta m^2_{51} = 0.89 \text{ эВ}^2$, $U_{e5} = 0.124$; в) $\Delta m^2_{41} = 0.47 \text{ эВ}^2$, $U_{e4} = 0.128$, $\Delta m^2_{51} = 0.87 \text{ эВ}^2$, $U_{e5} = 0.138$. Двойной стрелкой обозначен примерный интервал L/E , перекрываемый детектором JUNO [156] для средней энергии литиевого $\tilde{\nu}_e$ -спектра.

Для предлагаемого здесь литиевого антинейтринного источника в схеме тандеме с ускорителем проведено моделирование ожидаемой чувствительности (на детекторе JUNO) к Δm^2_{41} от величины $\text{Sin}^2(2\theta)$ по схеме (3+1). В расчетах учтены: литиевый $\tilde{\nu}_e$ -

спектр, объемное распределение образующегося изотопа ^8Li и принято, что порог регистрации реакции $(\tilde{\nu}_e, p)$ равен 3 МэВ. Длительность эксперимента полагалась равной 5 годам при эффективном использовании времени на 83% [156] и эффективности регистрации в детекторе - 0.9. Энергия протонов пучка - 200 МэВ при токе 1 мА. Достигнутая итоговая чувствительность на доверительном уровне 95% представлена на рис. 4.6.2.

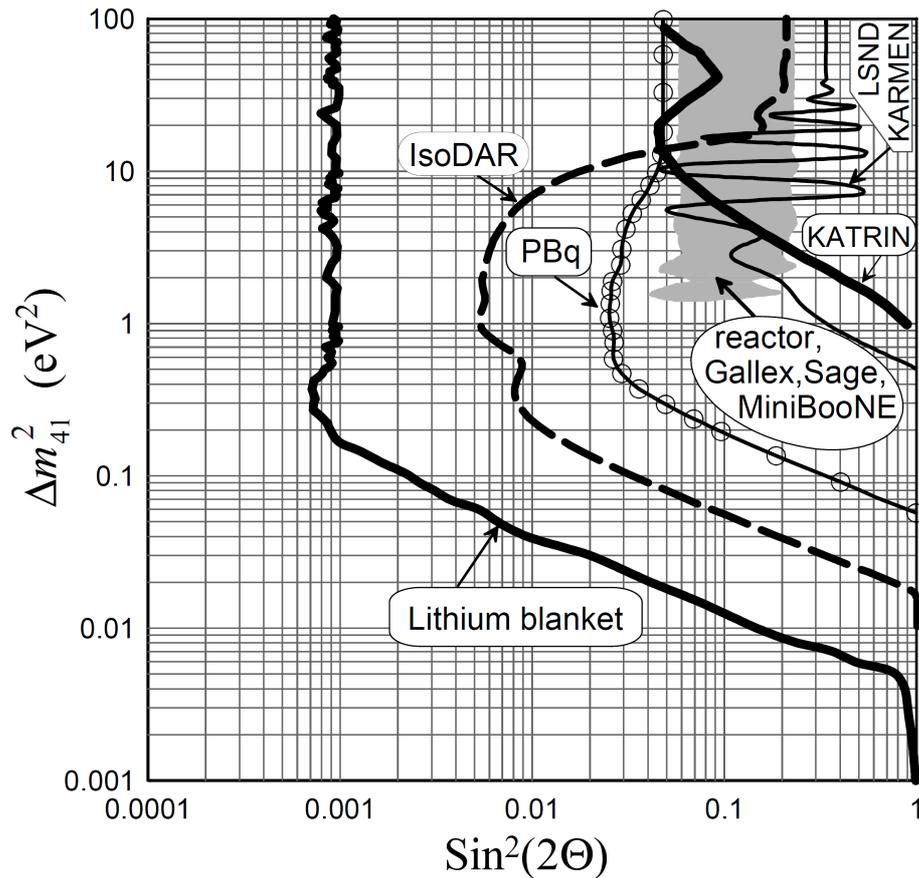


Рис. 4.6.2. Чувствительность предлагаемого эксперимента по поиску стерильных нейтрино с литиевым антинейтринным источником (lithium converter) на детекторе JUNO [156] в сравнении с разрешенными областями проведенных экспериментов (рис.8 в [151], рис.6 в [157], [158]) и чувствительностью предложенных экспериментов [145] (IsoDAR) и PBq [159]. Результаты представлены для доверительного уровня 95%. Высокая чувствительность позволит исследовать крайне малые углы смешивания - при $\text{Sin}^2(2\Theta)$ вплоть до ~ 0.001 для $\Delta m^2 > \approx 0.2 \text{ eV}^2$.

4.7. Компактный литиевый антинейтринный источник.

Эффективное решение схемы литиевого антинейтринного источника в ускорительной схеме

В последние годы предложения по ускорительному варианту $\tilde{\nu}_e$ -источника на основе литиевого blankets [106, 114] получили развитие в ряде ядерных центров [145, 146, 296, 297, 298]. Для разрешения возникающих задач предлагают создание специализированного протонного ускорителя медицинского типа с энергией 60 МэВ и током 10 мА. Разрабатываемый ускоритель и литиевый источник (на основе blankets с массой металлического лития - ~ 2.7 т) предлагается разместить вблизи детектора KamLAND [145, 146].

На основе данных работы [152] о вероятных значениях Δm^2 и матричных элементах в работе [138] оценено, что средняя длина осцилляции в схеме (3+1) составит 7.3 м. Для схемы (3+2) с тремя активными и двумя стерильными нейтрино длина осцилляции принципиально не меняется - 10.6 м. Ясно, что на таких длинах кроме "стандартного" требования интенсивности, такие источники должны быть не только в МэВ-ом диапазоне, но и компактными и с известной плотностью рождения нейтрино.

Разработка ускорительной концепции литиевого $\tilde{\nu}_e$ -источника требует детального анализа генерации изотопа ${}^8\text{Li}$ в blankets в зависимости от энергии пучка протонов, материала используемой мишени, геометрии мишени и blankets. В данном разделе детально обсуждается важный для анализа осцилляций в короткобазовом эксперименте вопрос о пространственном распределении плотности генерации ${}^8\text{Li}$ в blankets, окружающем мишень ускорителя.

Здесь опять необходимо сделать замечание о сложностях, возникающие при работе на чисто реакторном $\tilde{\nu}_e$ -спектре. Так, для целей поиска стерильных нейтрино с $\Delta m^2 \sim 1 \text{ эВ}^2$ и модельными параметрами [152] вероятности выживания электронного антинейтрино в схеме (3+2) в зависимости от расстояния L (для короткобазового эксперимента) могут уменьшаться на $\sim(8-11)\%$ [299] (см. рис. 4.7.1).

Представленный график рассчитан для $\tilde{\nu}_e$ -спектра от активной зоны реактора [130] при регистрации антинейтрино с энергией $E_\nu > 3$ МэВ. Антинейтринный поток реактора известен с точностью $\sim 6\%$ [128,130,131,132]. Текущая мощность реактора на легкой воде известна с точностью 2% [129]. Таким образом, при работе на реакторном

спектре и параметрах [152] осцилляции с участием стерильных нейтрино попадают в область ошибок.

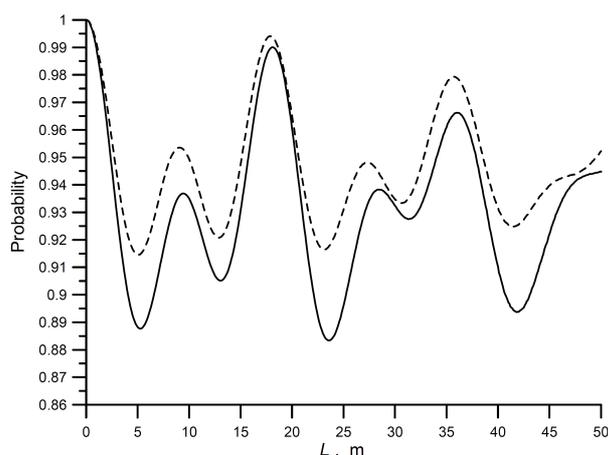


Рис. 4.7.1. Вероятность существования $\tilde{\nu}_e$ в модели (3+2) [152] на расстоянии L (от точки рождения) в потоке со спектром активной зоны. Пунктир - $\Delta m_{41}^2 = 0.46 \text{ eV}^2$, $U_{e4} = 0.108$, $\Delta m_{51}^2 = 0.89 \text{ eV}^2$, $U_{e5} = 0.124$; непрерывная линия - $\Delta m_{41}^2 = 0.47 \text{ eV}^2$, $U_{e4} = 0.128$, $\Delta m_{51}^2 = 0.87 \text{ eV}^2$, $U_{e5} = 0.138$.

Ситуация также усложняется тем, что энерговыделение неравномерно по объему реактора и меняется в ходе кампании. Так, в работе [125] для реактора типа ВВЭР неравномерность эффективного расстояния от нейтринного детектора до точки испускания нейтрино в активной зоны оценено в 0.5%, а точность определения тепловой мощности оценена в $\pm 2.5\%$. Для целей регистрации осцилляций необходимо, чтобы источник был максимально компактным и с известной плотностью рождения нейтрино. На сложности при работе на реакторном $\tilde{\nu}_e$ -спектре, обусловленные неточностью координат источника нейтрино и перераспределением энерговыделения в активной зоне в ходе кампании указано в известной монографии (с. 67 в [1]) при обсуждении классических нейтринных экспериментов Ф. Рейнеса (F. Reines) и Ф. А. Незрика (F. A. Nezrik).

В работе [138] при моделирование ожидаемой чувствительности (на детекторе JUNO) к Δm_{41}^2 от величины $\text{Sin}^2(2\theta)$ по схеме (3+1) было получено (и принято в расчет) объемное распределение образующегося изотопа ^8Li для: цилиндрической геометрии с оптимизированной вольфрамовой мишенью при энергии пучка $E_p = 200 \text{ МэВ}$. В расчетах по программе [139] объем blankets с раствором $^7\text{LiOD}$ разделен на 105 ячеек в виде цилиндрических слоев (ячейки с номерами 1-100) и 5 ячеек-цилиндров по оси

пучка после мишени. Толщина D₂O-слоя - 5 см (см. Рис. 4.7.2) [299-301]. Чистота дейтерия в тяжеловодном растворе принималась следующей: : D – 0.99 и ¹H – 0.01.

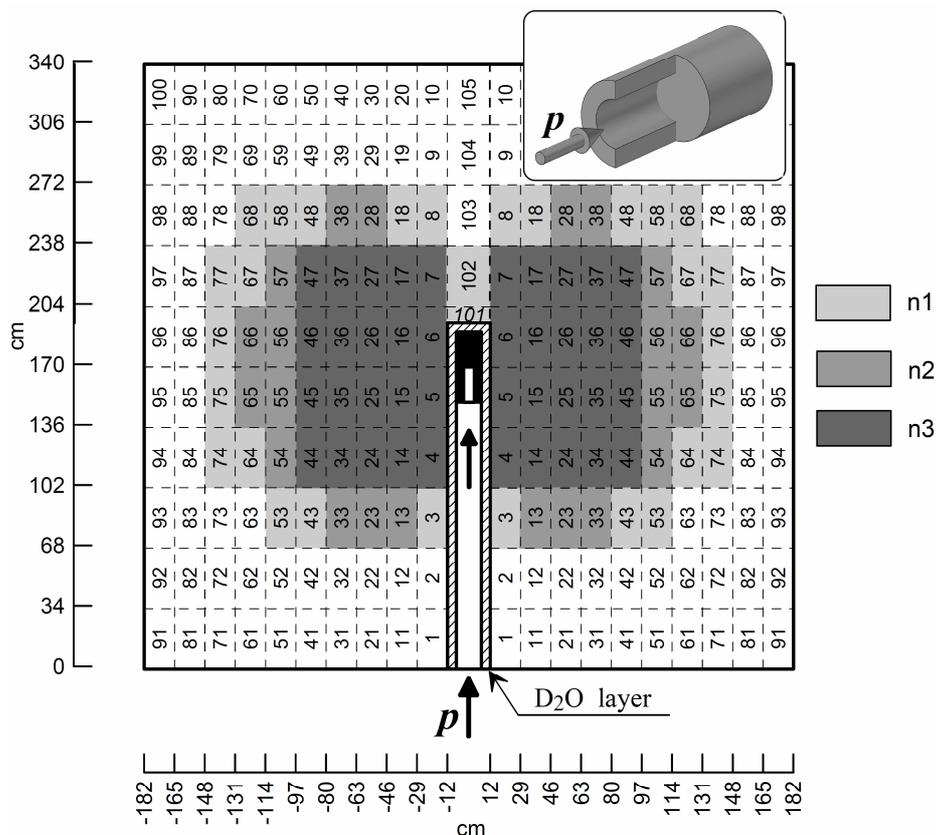


Рис. 4.7.2. Геометрия литиевого blankets, тяжеловодного канала, входа протонного пучка и вольфрамовой мишени в центре (сечение по оси пучка в цилиндрической геометрии). В выноске дан общий вид мишени. Границы 105 ячеек даны пунктиром. Полутонами (n1, n2, n3) выделены области ячеек, соответствующие вкладам в 90%, 80% и 68% от полного выхода ⁸Li в объеме blankets при энергии протонов 200 МэВ.

Углубленное положение мишени (в центре blankets) и оптимизация ее размеров для использования в интервале энергий протонов (50-300) МэВ позволили уменьшить потери нейтронов, рассеиваемых назад во входной канал. Так, при энергии 300 МэВ теряется только 2% нейтронов, производимых на "голой" мишени. Наиболее интенсивное образование изотопа ⁸Li концентрируется вокруг мишени и вдоль ее оси.. Такое распределение плотности рождения ⁸Li происходит за счет быстрого замедления на ядрах дейтерия в тяжеловодном растворе и последующей реакции ⁷Li(n,γ)⁸Li. На Рис. 4.7.2 полутонами отмечены три зоны: 1) с выходом ⁸Li - 68%; 2) с выходом ⁸Li - 80%; 3) с выходом ⁸Li - 90%. Масса лития, соответствующая объемам областей ячеек n1, n2

и n_3 составляет 420, 241 и 128 кг, соответственно. Длина blankets (вдоль оси пучка) для вариантов n_1 , n_2 и n_3 уменьшается в ~ 1.7 , 1.7 и 2.5 раза (200, 200 и 136 см, соответственно).

Учет такого распределения ядер ^8Li с концентрацией к оси пучка и к мишени, безусловно, необходим при поиске стерильных нейтрино. Однако, сильно выраженная неравномерность распределения ^8Li позволяет значительно уменьшить размеры blankets. При этом должно быть учтено действие тяжелой воды, как отражателя в остальных областях blankets с низким выходом ^8Li . Уменьшение размеров blankets позволит в несколько раз сократить массу высокочистого ^7Li .

Расчет выходов ^8Li в ячейках (см. Рис. 4.7.3) подтвердил идею уменьшения размера нейтринного источника путем выделения центральной области blankets (с более высоким выходом) от остального внешнего объема (которые не будут содержать изотоп ^7Li). На рис. 4.7.3 ясно показано, что более высокий выход ^8Li сосредоточен в центральном объеме вокруг мишени. Значения гистограмм нормированы на единицу [299-301].

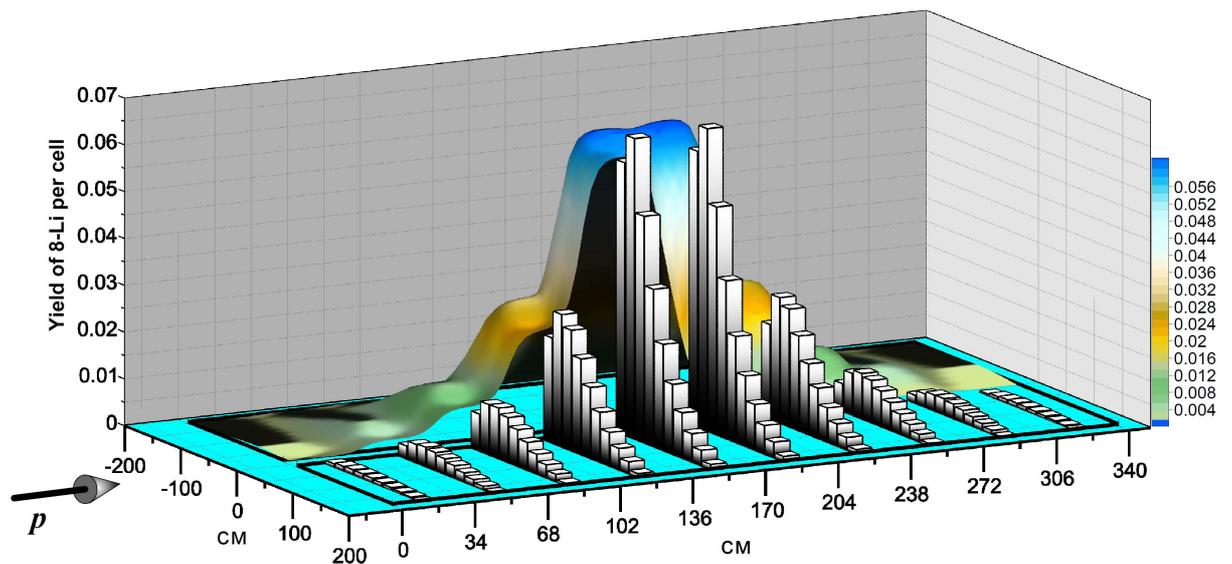


Рис. 4.7.3. Выходы ^8Li в ячейках литиевого blankets (см. гистограммы справа от пучка протонов и левую вертикальную ось "Yield of 8-Li per cell") для протонов с энергией 200 МэВ. Выходы ^8Li нормированы на протон. Слева от пучка протонов - выходы ^8Li , сглаженные сплайном (см. справа цветную шкалу для сглаженных выходов).

Выход изотопа ^8Li имеет максимум в ячейках 15 и 16 (см. рис. 4.7.2 и 4.7.3). Если сравнить распределение плотности выхода ^8Li , то максимум плотности рождения ^8Li

обнаруживается в ячейках 5 и 6 (рис.4.7.2 и 4.7.4). Максимальный выход ^8Li в ячейках 15 и 16 есть результат "работы" геометрического фактора (т.е., учет объема ячеек).

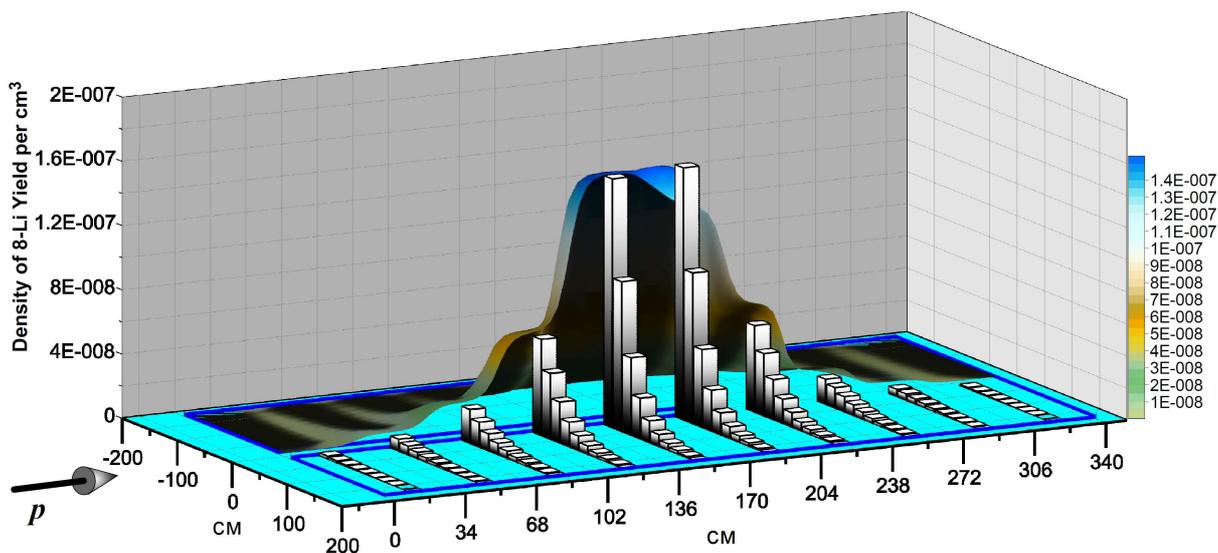


Fig. 4.7.4. Плотность образования ^8Li [$1/\text{cm}^3$] в ячейках (гистограммы - справа к пучку протонов) для энергии протонов 200 МэВ. Слева к пучку протонов - плотность образования ^8Li в виде сглаженной сплайном поверхности (см. цветную шкалу справа). Плотность образования ^8Li нормирована на протон [300, 301].

Сравнительное распределение выходов ^8Li в ячейках (см. левую вертикальную ось) и плотности рождения ^8Li (см. правую вертикальную ось) представлено на Рис. 4.7.5.

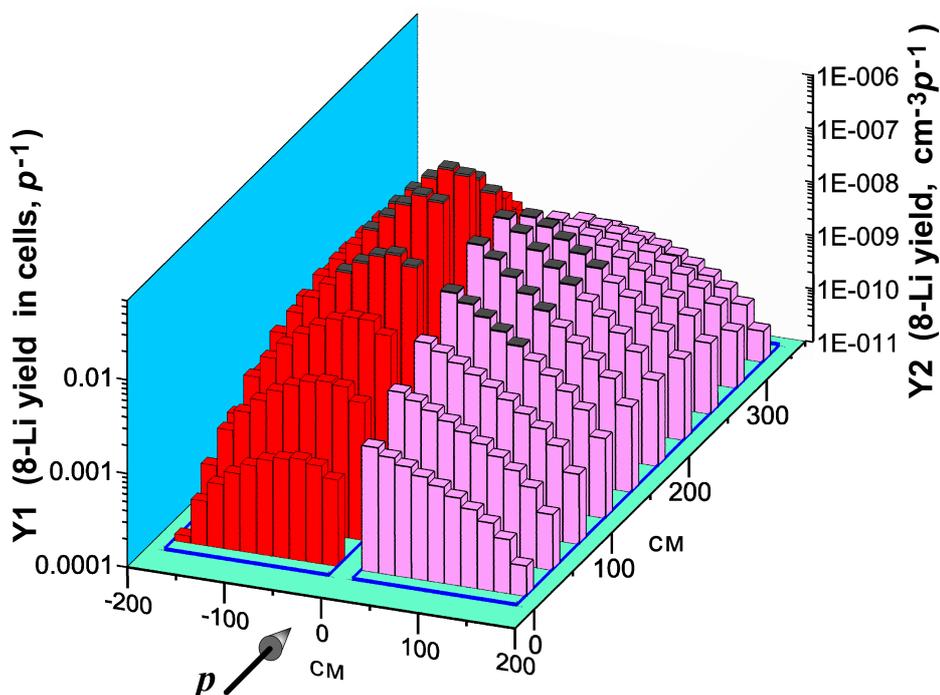


Рис. 4.7.5. Распределение выходов ^8Li в объемных ячейках (слева к пучку протонов) в сравнении с плотностью образования ^8Li (справа к пучку). Гистограммы с черной верхней гранью соответствуют области с выходом 68% ^8Li [300].

На рис. 4.7.6 представлены линии уровня как для выходов ^8Li на ячейку (левая часть рисунка), так и для плотности рождения ^8Li (правая половина) [301]. Вследствие геометрического фактора распределение выходов ^8Li на ячейку корректируется и ячейки с высоким выходом занимают больший объем вблизи мишени (см. левую часть рис. 4.7.6) в сравнении с объемом с высокой плотностью рождения ^8Li (правая часть рис. 4.7.6).

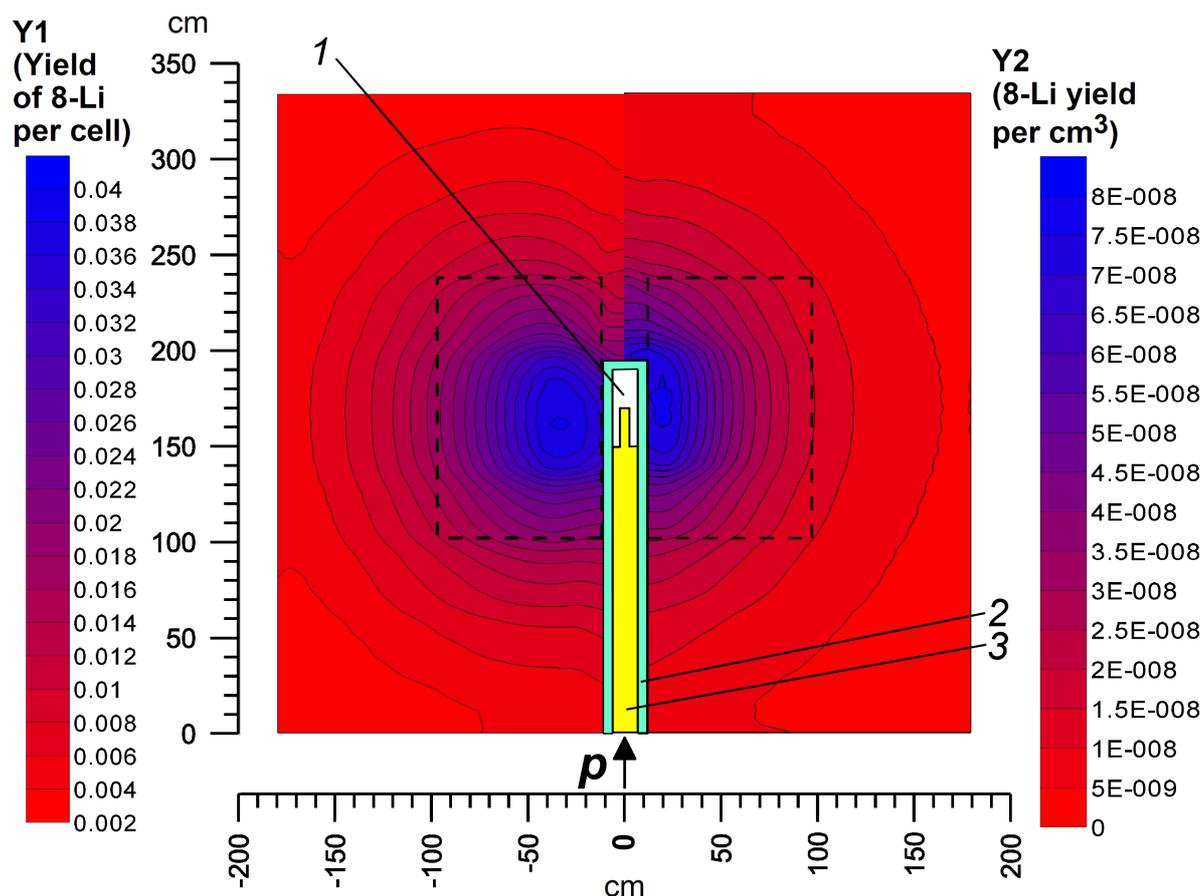


Рис. 4.7.6. Выход ^8Li на протон в цилиндрическом бланкете (горизонтальная размерная ось - размер по радиусу; вертикальная ось - размер по оси цилиндра). Слева от оси протонного пучка: нормированный выход ^8Li в ячейках - см. ось Y1 выходов ^8Li в ячейках. Справа от оси p -пучка: плотность выхода ^8Li - см. ось Y2 плотности выходов ^8Li . 1 - мишень. 2 - охлаждающий D_2O -канал. 3 - канал ввода пучка протонов. Пунктиром отмечена область, соответствующая выходу 68% ^8Li .

Результаты анализа выхода ^8Li подводят к логическому шагу: окружить объем с выходом 68% ^8Li углеродным слоем-отражателем нейтронов. В расчетах толщина углеродного слоя L менялась при моделировании. Внешний по отношению к бланкету объем

был заполнен водой (см. схему сечения литиевого blankets на рис.4.7.7). В расчетах проанализирован выход ^8Li для следующих вариантов изотопной чистоты и изотопных составов: 1) задавалась степень очистки дейтерия - 0.999 (т.е., $^1\text{H} - 0.001$) and 0.990 ($^1\text{H} - 0.010$); 2) тяжелая вода во внешнем (к углеродному слою) объеме менялась на легкую H_2O . Действительно, внешний D_2O -объем действует как отражатель нейтронов (и практически так же, как и тяжеловодный раствор $^7\text{LiOD}$) и имеет очень малое сечение поглощения. С другой стороны, углеродный слой действует как эффективный отражатель нейтронов и имеет малое сечение поглощения [300, 301].

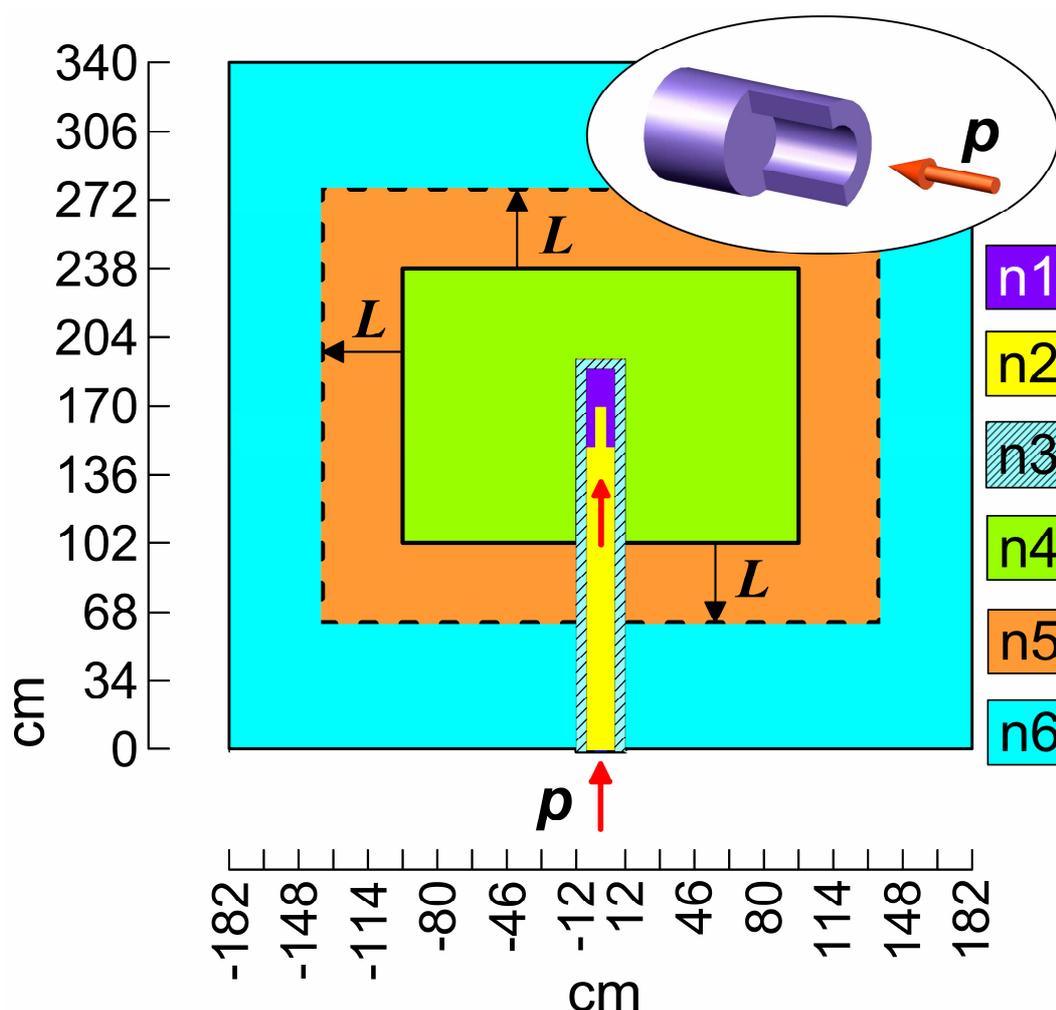


Рис. 4.7.7. Сечение литиевого blankets с отражающим углеродным слоем и внешней водной оболочкой: 1 - мишень; 2 - пустой канал ввода пучка; 3 - D_2O -охладитель; 4 - литиевый blankets; 5 - углеродный слой переменной толщины L ; 6 - внешний объем, заполненный водой (D_2O или H_2O).

Поэтому, мы видим слабую зависимость выхода ^8Li от толщины углеродного слоя L для обоих вариантов чистоты дейтерия при внешнем тяжеловодном слое (Рис. 4.7.8) [300, 301]. Но, если заменить внешний D_2O объем на легкую воду H_2O , то при тонком углеродном слое L возникает значительное поглощение на водороде ^1H . Но для больших толщин углеродного слоя $L \gtrsim 50$ см выходы ^8Li для тяжелой и легкой воды практически сравниваются как для чистоты дейтерия 0.990, так и для 0.999 (Рис. 4.7.8).

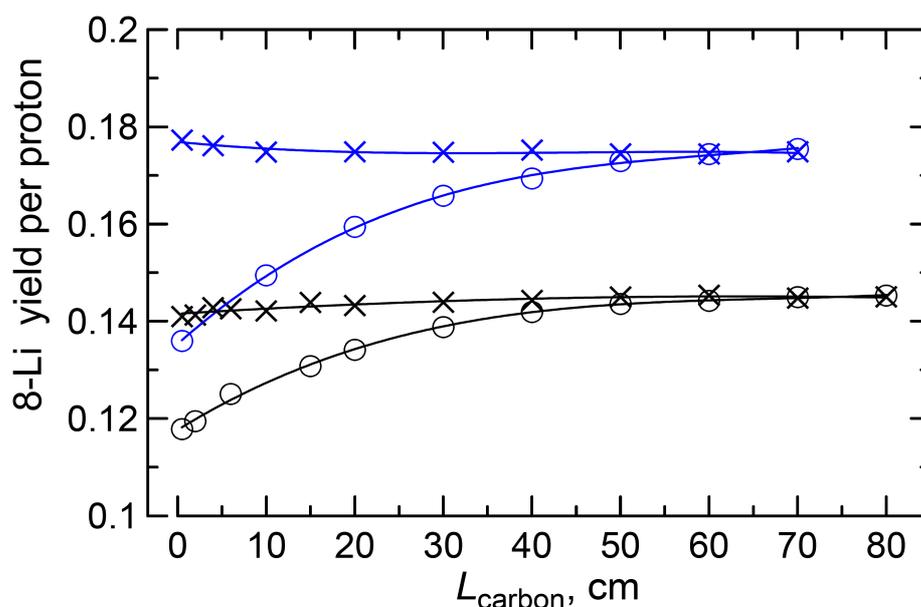


Рис. 4.7.8. Зависимость выхода ^8Li от толщины углеродного слоя L . Голубые кривые соответствуют чистоте дейтерия 0.999, черные кривые - чистота дейтерия 0.990. \times - внешний объем заполнен D_2O . Круги - внешний объем заполнен H_2O . Результаты нормированы на протон.

Такое развитие геометрии blankets (при окружении углеродным слоем области, соответствующей выходу 68% ^8Li) приводит к снижению массы ^7Li в 8.9 раз (до 120 - 130 кг) в сравнении с изначальной геометрией и сокращает длину blankets в 2.5 раза (до 1.36 м).

Еще одним серьезным преимуществом такой модернизации (в данном случае: замена внешнего тяжеловодного слоя на легкую воду) является сильное снижение нейтронного потока утечки за границу установки - см. рис. 4.7.9 [300, 301].

При замене D_2O на H_2O во внешнем объеме возникает дополнительное преимущество: объем тяжелой воды сокращается с $\sim 35 \text{ м}^3$ до $\sim 4 \text{ м}^3$, что довольно существенно в случае использования высокочистой D_2O .

Отметим наиболее важным результаты развития схемы blankets в ускорительном варианте. Литиевый blanket стал более компактным. Если для использования лития в металлическом состоянии потребуется ~19500 кг чистого изотопа ${}^7\text{Li}$, то для использование геометрии с углеродным слоем и blanketом из тяжеловодного раствора ${}^7\text{LiOD}$ позволяет снизить массу лития до (120-130) кг.

Фитирование ряда результатов осцилляционных экспериментов указало на вероятную величину $\Delta m^2 \sim 1 \text{ эВ}^2$ [142, 26]. В работе [138] было показано, что в моделях (3+1) и (3+2), включающих стерильные нейтрино, средняя длина по отношению к гипотетическим стерильным нейтрино будет ~7.3 м и ~10.6 м, соответственно. Понятно, что достигнутое сокращение линейных размеров источника очень важно для точности эксперимента и интерпретации результатов.

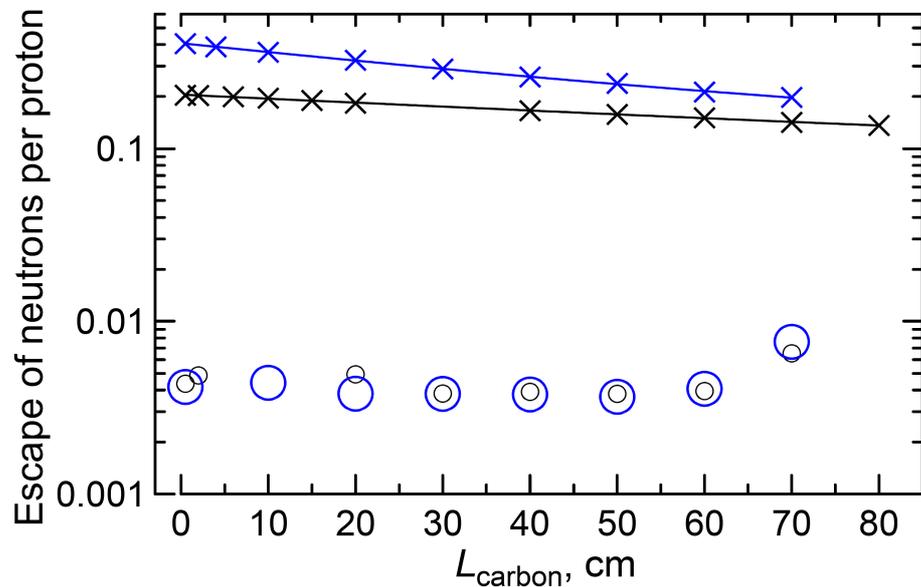


Рис. 4.7.9. Зависимость потока нейтронов утечки (за пределы установки) от толщины углеродного слоя L_{carbon} . Синие кривые соответствуют чистоте дейтерия - 0.999, черные кривые - соответствуют D-чистоте - 0.990. x - вариант с заполнением внешнего пространства тяжелой водой; кружки - внешнее пространство заполнено легкой водой H_2O .

4.8. Антинейтринный литиевый источник на основе нейтронов (d,t)-реакции

Рассмотрим возможность создания антинейтринного источника на основе литиевого blankets, где в качестве источника нейтронов используется (D-T)-реакция. Здесь перспективно направление с созданием литиевого источника на лазерном нейтронном источнике при импульсном поджоге D-T-мишеней. $\tilde{\nu}_e$ – источник, "работающий" от нейтронов с термоядерным спектром рассматривался в [14]. Целесообразно также рассмотреть возможность использования нейтронных генераторов как источников нейтронов.

При использовании нейтронных источников с быстрым спектром для замедления в тепловую область потребуются значительные массы высокочистого лития (до нескольких тонн). Возможно оптимизировать необходимую массу лития, если использовать реакцию $^{11}\text{B}(n, ^4\text{He})^8\text{Li}$, как в [21]. Здесь особенность состоит в том, что данная реакция является пороговой ($E_{\text{threshold}} \cong 7.4$ МэВ) и в образовании целевого изотопа ^8Li "работает" быстрая часть спектра (см. рис.4.8.1).

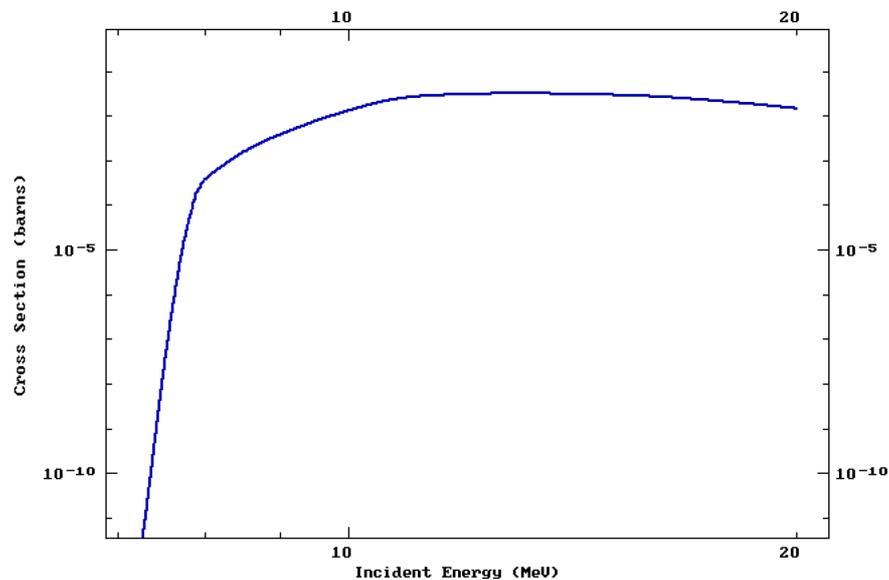


Рис. 4.8.1. Сечение реакции $^{11}\text{B}(n, ^4\text{He})^8\text{Li}$ согласно ENDF/B-VII.1.

Кроме того, в реакции $^{11}\text{B}(n, \gamma)$ образуется β^- -активный изотоп ^{12}B с $T_{1/2} = 20.2$ мс, испускающий при распаде $\tilde{\nu}_e$ с $E_{\text{max}} = 13.4$ МэВ. При энергии $E < 1$ МэВ сечение $^{11}\text{B}(n, \gamma)$ растет как $1/v$ и в тепловой точке достигает 5.5 мбн. Ясно, что существенное образование изотопа ^{12}B возможно только в тепловой области. Сопоставление

необходимой чистоты ^{11}B относительно сильного поглотителя - изотопа ^{10}B в сравнении с требуемой чистотой по ^7Li (с сечениями поглощения при тепловой энергии ~ 55 mb и ~ 3840 b для бор-11 и бор-10, соответственно, и ~ 45 mb и 940 b для лития-7 и лития-6, соответственно) позволяет сделать вывод, что близкие скорости образования ^8Li в чисто борном бланкете возможны при чистоте ^{11}B – (99.9997–99.9999)% в сравнении с 99.99% по ^7Li в литиевом бланкете. Обеспечить чистоту 99.9997% проблематично в настоящее время. В расчетах принята достижимая чистота 99.99% по ^{11}B . Данная оценка важна также для выбора геометрии расположения бора в бланкете, поскольку отсюда следует, что бор следует поместить именно в виде первого слоя для эффективного обеспечения реакции $^{11}\text{B}(n, ^4\text{He})^8\text{Li}$ в жесткой части спектра.

Геометрия и моделирование. Моделирование эффективности литий-борного бланкета с проведено в сферической геометрии [160] (рис.4.8.2).

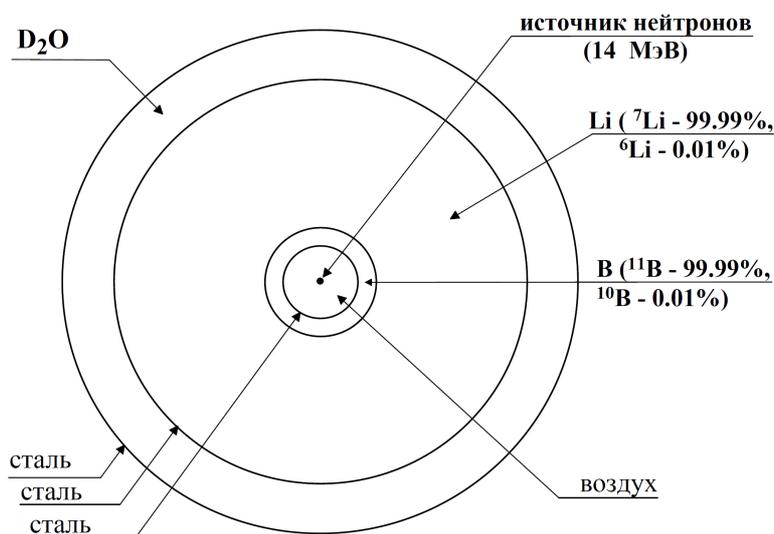


Рис. 4.8.2. Геометрия LiB-антинейтринного источника.

Эффективность бланкета k определяется как число ядер ^8Li , образовавшихся в бланкете на один нейтрон, вылетевший из активной зоны. Используется источник $\text{T}(d,n)^4\text{He}$ с энергией дейтронов 0.02 МэВ, обеспечивающий узкий нейтронный спектр ($E_n=(13.7-14.3)$ МэВ) со средней энергией 14.1 МэВ [116]. В расчетах источник полагается точечным и расположен в воздушной сфере с радиусом 23 см. Толщина бланкета L_c (слой бора L_B и далее – слой лития L_{Li}) равна 100 см. Бланкет окружен слоем тяжелой воды (30 см), работающей как отражатель нейтронов. Толщина стальных слоев (рис.4.8.2) – 1 см. Расчеты проведены для $L_B = 0.5, 2.5, 5., 10., 12.5, 15., 17.5$ см. Толщи-

на соответствующего слоя лития равнялась $L_{Li} = L_C - L_B$. Для расчетов закладывалась плотность бора - 1.73 г/см^3 (аморфный бор).

Расчеты проведены методом Монте-Карло по программе переноса нейтронного излучения MAMONT [78], протестированной для моделирования быстрых нейтронов источника с термоядерным спектром [90, 91] и в расчетах импульсного нуклеосинтеза при термоядерных испытаниях. Полученные эффективности LiB-blankета представлены на рис.4.8.3.

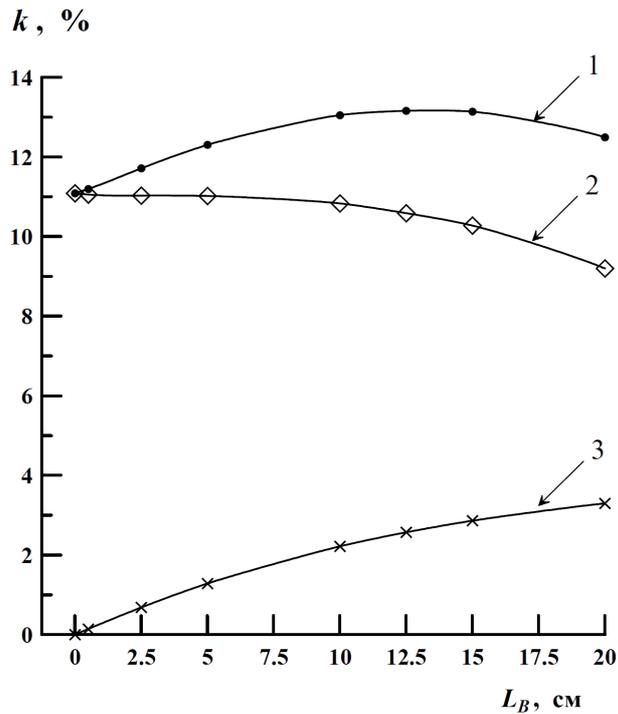
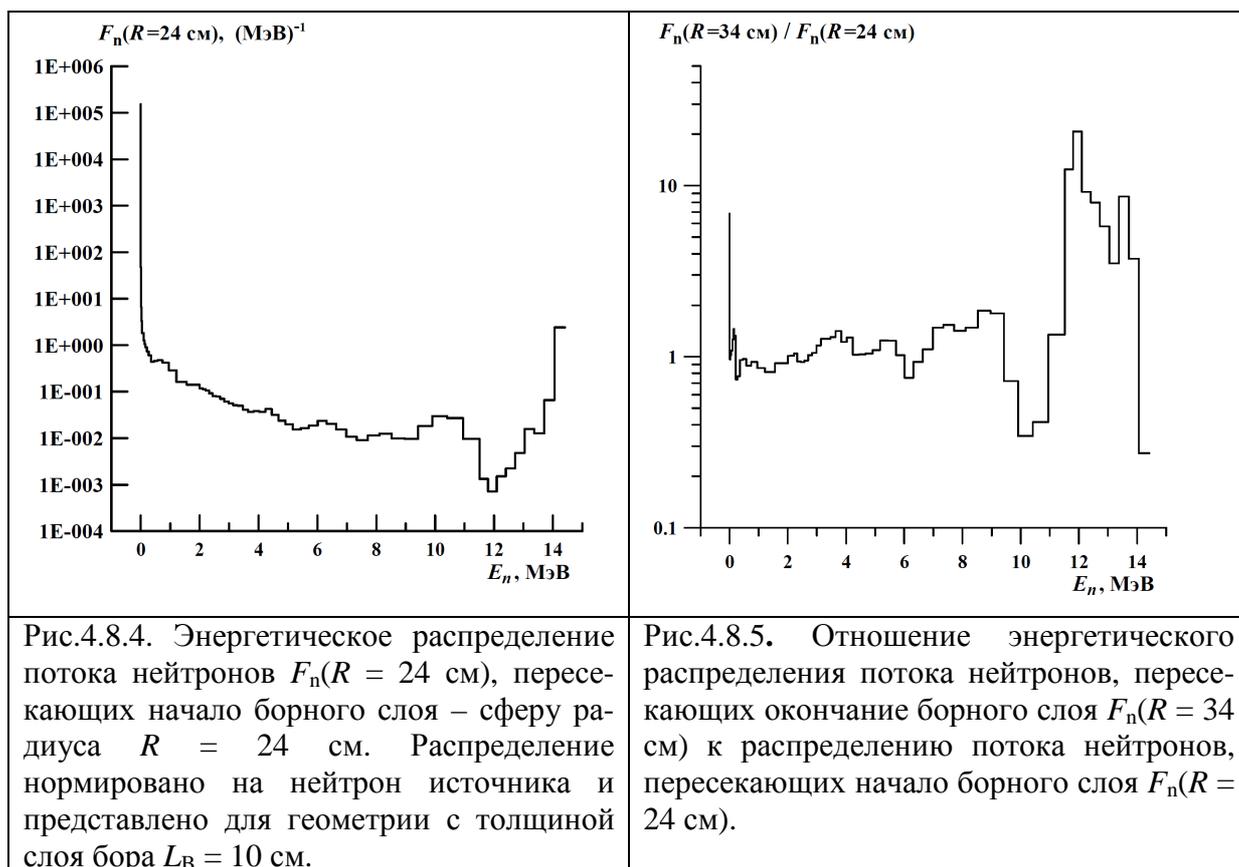


Рис.4.8.3. Эффективность LiB_blankета k в зависимости от толщины слоя бора LiB. 1 – суммарная эффективность LiB_blankета; 2 – эффективность, обеспечиваемая слоем лития; 3 – эффективность, обеспечиваемая слоем бора.

Наращение эффективности k наблюдается до толщины борного слоя ~ 12.5 см. С ростом толщины бора число ядер ${}^8\text{Li}$ увеличивается. Однако, при $L_B > 12.5$ см потери в образовании ${}^8\text{Li}$ в слое лития превышают вклад от реакции ${}^{11}\text{B}(n, {}^4\text{He}){}^8\text{Li}$ и суммарная эффективность blankета k начинает уменьшаться. На рис.4.8.4. представлено энергетическое распределение потока нейтронов, пересекающих сферу радиуса $R=24$ см (для варианта геометрии с $L_B = 10$ см). Данное распределение нормировано на нейтрон источника. Наличие стальной оболочки и рассеяние нейтронов назад обусловило широкое “расползание” распределения вплоть до появления тепловых нейтронов. Рис.4.8.5. иллюстрирует отношение распределения потока нейтронов, пересекающих сферу радиуса $R=34$ см (для варианта геометрии с $L_B = 10$ см) к распределению потока для $R=24$

см. Видно, что число нейтронов с энергией 14 МэВ упало более чем в 3 раза. Однако значения рассматриваемого отношения в интервале $E_n \approx (11-14)$ МэВ возросло до порядка и более. Отметим, что изотоп ^{11}B не является эффективным замедлителем. Относительно возможности формировать антинейтринный спектр на основе реакции $^{11}\text{B}(n, \gamma)^{12}\text{B}$: получено, что выход ядер ^{12}B в таком быстром нейтронном спектре очень мал. Так, при слое $L_B = 5$ см образуется $1.4\text{E}-4$ ядер ^{12}B на нейтрон источника.



Выводы к главе 4

С помощью математического моделирования литиевого антинейтринного blankets получены его характеристики и продемонстрирована реальная возможность создания литиевого $\tilde{\nu}_e$ -источника. Исследованы варианты геометрии и режимы работы blankets. Рассмотрены антинейтринные источники на базе литиевого blankets и нейтронных источников с делительным и термоядерным спектрами. Показано преимущество чисто литиевого источника по сравнению с традиционно используемым ядерным реактором как источником антинейтрино.

Детально исследованы параметры литиевого blankets в схеме с неуправляемым спектром (геометрия, размеры). Проведенные расчеты и анализ нейтронных полей в blankets показал, что слоистая структура типа "слойки" (литий + тяжелая вода) позволяет обеспечить эффективное замедление нейтронов и поглощение их в blankets. Определены зависимости выходов изотопа ${}^8\text{Li}$ от ключевых геометрических параметров и разработаны варианты литиевого $\tilde{\nu}_e$ -источника с неуправляемым спектром. Проведен анализ накопления тритиевой активности в blankets. Получено ограничение по требуемой чистоте изотопа ${}^7\text{Li}$ в blankets - не менее 99.98%.

Впервые для короткобазовых нейтринных экспериментов предложен источник с управляемым $\tilde{\nu}_e$ -спектром в схеме с принудительной циркуляцией активируемого литий-содержащего вещества в замкнутой петле. Предложенная схема с непрерывной циркуляцией позволяет в десятки раз увеличить поток литиевых нейтрино на детекторе в сравнении с источником неуправляемого спектра. Схема обеспечивает плавное управление спектром без остановки эксперимента. Получены аналитические выражения для потока в зависимости от параметров установки и режима прокачки. Параметрически исследована зависимость нейтринных потоков от режима и характеристик blankets.

Введено определение обобщенной жесткости H результирующего спектра (формируемого антинейтринным потоком от реактора и от изотопа ${}^8\text{Li}$). Получены зависимости $\tilde{\nu}_e$ -сечений на дейтроне и протоне от величины обобщенной жесткости H .

Впервые показана и подтверждена расчетами возможность принципиального снижения ошибок регистрации (в два раза и более), обусловленных неопределенностями реакторного $\tilde{\nu}_e$ -спектра. Получены функциональные зависимости спектральных

ошибок от жесткости результирующего $\tilde{\nu}_e$ -спектра при различных порогах регистрации.

- Продемонстрировано, что работа на управляемом антинейтринном спектре в установке с принудительной циркуляцией литий-содержащего вещества через бланкет вблизи активной зоны позволяет создать высокоинтенсивный $\tilde{\nu}_e$ -источник в МэВ-ом диапазоне с хорошо определенным спектром для короткобазового осцилляционного эксперимента, используя реактор как интенсивный источник нейтронов.

Сформулирована и решена задача уменьшения размеров blankets при максимизации эффективности blankets на основе дейтерированных литиевых материалов. Проведены детальные расчеты эффективности в blankets различного литиевого состава с высоким замещением ^1H на ^2H для выбора литиевых соединений, обеспечивающих максимальное возрастание выходов ^8Li .

Предложенные составы позволят в сравнении с чисто литиевым blanketом: 1) повысить эффективность blankets более, чем в 5 раз при сохранении компактных размеров (толщина слоя blankets $L_C \leq \approx 70$ см); 2) резко снизить необходимую массу высокочистого изотопа ^7Li (чистота - 99.99%) в десятки и более раз. Сформулирована и рассмотрено решение задачи о максимизации эффективности (продуктивности) blankets.

Рассмотрена схема антинейтринного литиевого источника с борным слоем, "работающая" от нейтронов, получаемых в (D,T)-реакции. Здесь "используется" как медленная часть нейтронного спектра (в реакции $^7\text{Li}(n,\gamma)^8\text{Li}$), так и быстрая часть в спектре нейтронов - в пороговой реакции $^{11}\text{B}(n,^4\text{He})^8\text{Li}$. Такой комбинированный подход дал рост эффективности blankets в ~ 1.19 раз.

Детально разработан и рассчитан литиевый антинейтринный источник (с чисто литиевым спектром) в схеме тандема blankets, ускорителя и нейтронно-производящей мишени. Исследованы варианты источника в схеме тандема с: тяжеловодным раствором гидроксида лития в качестве материала blankets; различными нейтронно-производящими мишенями (W, Pb, Bi) для протонного пучка в интервале энергий $E_n = 50 - 300$ МэВ. Предложена геометрия источника, минимизированы потери нейтронов и рассчитаны $\tilde{\nu}_e$ -потоки.

На основе предложенного антинейтринного источника рассмотрена возможная постановка эксперимента по поиску стерильных нейтрино на детекторе JUNO. Получено, что за пять лет проведения эксперимента можно достигнуть чувствительности

$\text{Sin}^2(2\theta) \leq \sim 0.001$ для $\Delta m^2 > 0.2 \text{ eV}^2$ на доверительном уровне 95%.

Впервые предложена эффективная схема для создания компактного литиевого источника (в схеме тандема литиевого blankets с ускорителем и мишенью) с использованием углеродных отражателей и поглощающего слоя легкой воды. Схема позволяет сократить необходимую массу высокочистого изотопа ${}^7\text{Li}$ до 120-130 кг и уменьшить линейные размеры в 2.5 раза (до 1.3-1.4 м), что важно для короткобазового осцилляционного эксперимента.

Авторские результаты, изложенные в данной главе опубликованы в работах [14, 15, 89, 90, 99, 103, 104, 105, 106, 107, 108, 109, 114, 116, 119, 134-138, 160, 271, 272, 273, 299, 300, 301].

ГЛАВА 5

ВОЗМОЖНЫЕ НЕЙТРОННЫЕ ИСТОЧНИКИ ДЛЯ СОЗДАНИЯ НЕЙТРИННОЙ ФАБРИКИ В МЭВ-НОМ ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ

Введение

Литиевый антинейтринный источник основан на идее облучения изотопа ${}^7\text{Li}$ тепловыми нейтронами. В результате, образующийся β^- активный изотоп ${}^8\text{Li}$ распадается с испусканием электронных антинейтрино с жестким спектром. Ясно, что для достижения высокого нейтринного потока от распада изотопа ${}^8\text{Li}$ необходим интенсивный нейтронный источник. В самой простой геометрии нейтронный источник окружается литиевым blanketом (либо литийсодержащая жидкость прокачивается по каналам через активную зону источника) в котором происходит захват нейтронов с образованием изотопа ${}^8\text{Li}$ и его последующим β^- -распадом с испусканием электронных антинейтрино.

В качестве мощного источника нейтрино исторически первыми рассматривались ядерные реакторы. Ядерные реакторы являются не только мощными источниками нейтронов, но, и интенсивными $\tilde{\nu}_e$ -источниками. Однако в форме $\tilde{\nu}_e$ -спектра (особенно в жесткой его части) есть значительные неопределенности. Жесткая часть реакторного $\tilde{\nu}_e$ -спектра формируется короткоживущими нейтронно-избыточными ядрами-продуктами деления с большой энергией β^- -распада и, в основном, с плохо изученными схемами распада, которые приходится прогнозировать, используя теоретические модели. С учетом того, что для нейтрино с энергией E_ν сечение его взаимодействия зависит от энергии как $\sigma \sim E_\nu^2$, неопределенность в жесткой части спектра ведет к значительным ошибкам в экспериментальных результатах.

Еще более эффективной оказалась представленная концепция интенсивного источника нейтрино на базе линейного протонного ускорителя, нейтронно-производящей мишени (или blanketа-размножителя нейтронов) и литиевого blanketа, работающего в режиме с неуправляемым и управляемым спектром [114, 119]. Такое устройство похоже на разрабатываемые в настоящее время электроядерные установки, включающие интенсивные

нейтронные источники на базе ускорителя, размножающую мишень и бланкет с радиоактивным веществом, предназначенные, в основном, для переработки радиоактивных отходов в рамках национальных и международных программ (см. обзоры [113, 162, 163, 117, 164]). Возможен следующий подход: заменить бланкет с радиоактивным веществом на литиевый бланкет с целью получения интенсивного потока антинейтрино [119].

Рассмотрим имеющиеся данные по ряду известных и разрабатываемых источников нейтронов [116, 134, 135] (высокопоточные ядерные реакторы; нейтронные источники, создаваемые на базе протонных и электронных ускорителей; генераторы на основе $D(d,n)He^3$ и $T(d,n)He^4$ реакций; источники взрывного типа; источники на основе ловушек больших ускорителей для получения гигантских импульсов тепловых нейтронов [118]). Проведем сравнительный анализ возможностей нейтронных источников для создания мощной “нейтринной фабрики” [116].

5.1. ЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ С ПОСТОЯННЫМ ПОТОКОМ

Ядерные реакторы являются очень мощными источниками нейтронов и уже более полувека традиционно используются для фундаментальных исследований. В конце главы 5 (в приложении к главе) в табл.5.1.1 дана информация по некоторым реакторам с высоким постоянным потоком. Описание и параметры исследовательских ядерных реакторов представлены, например, в [101, 165, 166].

В Петербургском институте ядерной физики (г. Гатчина) строится высокопоточный реактор **ПИК** [101, 165, 166, 100, 167 - 169] с компактной активной зоной объемом ~ 51 л. В нейтронной ловушке поток тепловых нейтронов достигнет значения $4 \cdot 10^{15}$ нейтр./ $(\text{см}^2\text{с})$, в тяжеловодном отражателе - $1.6 \cdot 10^{15}$ нейтр./ $(\text{см}^2\text{с})$, на входе в горизонтальные экспериментальные каналы - $1.2 \cdot 10^{15}$ нейтр./ $(\text{см}^2\text{с})$, на выходе из горизонтальных экспериментальных каналов - $3 \cdot 10^{11}$ нейтр./ $(\text{см}^2\text{с})$. Для обсуждаемого в данной работе проекта мощного нейтринного источника исключительно важно обеспечить высокий поток нейтронов в литиевом бланкете. Поэтому, внимание должно быть обращено именно на величину потока нейтронов, попадающих в бланкет. С учетом стоимости высокочистого ${}^7\text{Li}$, немаловажным фактором является объем нейтронного источника, окружаемого литиевым бланкетом. Следовательно, малый объем активной зоны реактора **ПИК** является положительным фактором (в геометрии, где активная зона реактора окружена литиевым бланкетом) для рассматриваемого проекта нейтринного источника.

Для управления спектром в предлагаемом проекте нейтринного источника на основе ядерного реактора (как источника нейтронов) осуществляется прокачка активированного нейтронами изотопа ${}^7\text{Li}$ к нейтринному детектору, удаленному на значительное расстояние от ядерного реактора. При этом увеличивается суммарная жесткость нейтринного спектра вблизи нейтринного детектора, так как в схеме с прокачкой достигается относительное уменьшение делительной компоненты в суммарном $\tilde{\nu}_e$ -спектре вблизи детектора, так же отсекаются и фоны, влияющие на работу детектора. Для обеспечения большой удаленности и из-за малого периода полураспада изотопа ${}^7\text{Li}$, необходима как можно большая скорость принудительной прокачки активированного лития. Необходимо обеспечить одновременно большой объем прокачиваемой массы активированного лития (в геометрии blankets вблизи реактора, или в геометрии с прокачкой через активную зону реактора) и высокую линейную скорость для максимально быстрого переноса в пространстве образующегося в blanketе изотопа ${}^8\text{Li}$ (с учетом времени полураспада $T_{1/2} = 0.84$ с). Для управляемой схемы целесообразно обеспечить объемную скорость прокачки лития в несколько кубометров в секунду, как, например [170], при прокачке охладителя в реакторах **ATR** (170 – 200 м³/мин при линейной скорости в активной зоне 16.4 м/с; США, штат Idaho) и **SRHF**D (5.65 м³/с при линейной скорости 19.8 м/с; США, Саванна-Ривер).

Для целей настоящего проекта при обсуждении нейтронных потоков полезно указать, что годовой флюенс нейтронов (при плотности потока, как в ловушке реактора **ПИК**) составит $1.2 \cdot 10^{23}$ нейтр./см², что равно примерно половине от интегрального потока $2.25 \cdot 10^{23}$ избыточных нейтронов при ядерном взрыве в 1 кт [171]. При этом жесткие литиевые антинейтрино могут составить ~ 10% от суммарного $\tilde{\nu}_e$ -спектра, что даст увеличение счёта в детекторе более, чем в 2 раза.

Высокие параметры по потоку, также, достигнуты в другом реакторе - **ИР-8** [165]. На выходе горизонтальных экспериментальных каналов плотность потоков составляет $1.8 \cdot 10^{10}$ нейтр./(см²с), что близко к значению потока $2.5 \cdot 10^{10}$ нейтр./(см²с), обеспечиваемому на выходе горизонтальных экспериментальных каналов во французском реакторе **HFR** в Гренобле.

Высокий поток ($3.7 \cdot 10^{15}$ нейтр./(см²с)) достигается в реакторе на быстрых нейтронах **БОР-60** [172]. Однако скорость накопления образования изотопа ${}^8\text{Li}$ в реакторе на быстрых нейтронах (средняя энергия нейтрона равна 0.45 МэВ) будет очень мала с учетом относительной малости сечения (n, γ)-реакции на ${}^7\text{Li}$ при этих энергиях.

Высокая плотность потока по тепловым и быстрым нейтронам достигается в ловушке реактора **СМ-2** [165, 166, 173]: $5 \cdot 10^{15}$ и $2 \cdot 10^{15}$ нейтр./ $(\text{см}^2\text{с})$, соответственно. Наиболее высокопоточные зарубежные реакторы – это **HFIR** (США), **HFR-ILL** (Франция), **BR-2** (Бельгия), **ATR** (США), **FRM-II** (Германия), **HFETR** (Китай).

Использование больших промышленных реакторов для нейтринных экспериментов также возможно в режиме прокачки литийсодержащего раствора через активную зону. Для этого нужны довольно большие каналы (один или несколько), что изменит (увеличит) реактивность, так как содержащий изотоп ${}^7\text{Li}$ раствор (в комбинации с D_2O) будет действовать как эффективный замедлитель и отражатель нейтронов.

5.2. ИМПУЛЬСНЫЕ ЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ

Для целей создания интенсивного нейтринного источника на основе литиевого blankets импульсные реакторы как нейтронные источники исключительно интересны тем, что антинейтринный поток при β^- -распаде ${}^8\text{Li}$ сдвинут во времени относительно $\tilde{\nu}_e$ -потока от бета-распада короткоживущих ядер-продуктов деления в активной зоне реактора. Так как схемы β^- -распада большинства этих ядер до сих пор плохо известны, то в значительной степени снимается проблема неопределенности жесткой части $\tilde{\nu}_e$ -спектра существующая при исследованиях на реакторах с постоянным потоком. При использовании импульсных реакторов, эксперименты по регистрации нейтринных взаимодействий могут вестись на более жестком и хорошо известном антинейтринном спектре распада изотопа ${}^8\text{Li}$.

Обширная информация по импульсным реакторам представлена в монографии В.Ф. Колесова [174]. В табл.5.2.1 (см. Приложение к главе 5) дана информация по некоторым реакторам, работающим в импульсном режиме.

ИГР

Импульсный графитовый реактор **ИГР** (начальное название – **РВД**, реактор взрывного действия) [165,174,161] был разработан и создан по инициативе И.В. Курчатова. Уникальность конструкции реактора **ИГР** (пуск реактора состоялся в 1960 г.) заключается в том, что в активной зоне, отражателе и в стержнях регулирования отсутствовали металлические конструкционные элементы, что позволило поднять температуру активной зоны выше 2000°C . В реакторе отсутствует специальная система охлаждения активной зоны

и предельная температура определяется теплоемкостью графита, а потеря прочности наступает при 2700°C.

Активная зона (графитовые колонны, собранные из блоков, равномерно пропитанных ураном с обогащением по ^{235}U до 90%) имеет размер 1400x1400x1400 мм. Боковые и верхние отражатели это – графитовые блоки. Вся графитовая кладка реактора (размер – 240x240x420 см) заключена в стальной корпус. Центральные графитовые колонны установлены на подвижном металлическом столике и представляют подвижную часть активной зоны.

Реактор **ИГР** может работать в двух режимах: самогасящейся вспышки (1) и в регулируемом режиме с длительностью в несколько секунд (2). Критичность достигается при подъеме подвижной части кладки в верхнее положение, что инициирует нейтронную вспышку. В первом режиме возникает самогашение вспышки в результате разогрева активной зоны (реактор имеет отрицательный температурный коэффициент реактивности). Максимальная температура графитовой кладки достигает ~ 2000°C.

Характерный интегральный поток в режиме вспышки при средней температуре в 1500°C равен $0.6 \cdot 10^{17}$ нейтр./см². Максимально возможный интегральный поток – $1 \cdot 10^{18}$ нейтр./см².

ИИН-3М, “Гидра”

Импульсный растворный реактор **ИИН-3М** создан в ИАЭ им. И.В. Курчатова в 1972 г. [165]. В импульсном режиме достигается плотность потока $5.7 \cdot 10^{17}$ нейтр./((см²с) при флюенсе $8 \cdot 10^{14}$ нейтр./см². В импульсе мощность достигает значения $20 \cdot 10^3$ МВт. Длительность импульса (2 ÷ 4) мс. Допустимая частота повторения – 1 импульс в час. **ИИН-3М**, также, может работать в стационарном режиме (на мощности 10 кВт).

В развитие данного направления в 1972 г. создан реактор “Гидра”, функционирующий как в импульсном, так и в стационарном режиме [165]. В импульсе плотность потока достигает $5 \cdot 10^{17}$ нейтр./((см²с). В стационарном режиме поток тепловых нейтронов в канале составляет $1 \cdot 10^{11}$ нейтр./((см²с). Мощность в стационарном режиме – 10 кВт.

ИБР

Импульсный быстрый реактор **ИБР** [176, 177] был создан в ОИЯИ в 1960г. Идея создания такого реактора была предложена Д.И. Блохинцевым. Активная зона состояла из плутониевых стержней (с общим весом ~ 20 кг) с зазором для основного и вспомогательного дисков с запрессованными вкладышами из ^{235}U с весом 4 кг. При синхронном проходе вкладышей через активную зону наступает критическое состояние. Частоту нейтронных импульсов можно поменять путем изменения скорости вращения вспомогательного диска по отношению к основному. Скорость вращения основного диска – от 3000 до 5000 об/мин. Мощность в импульсе достигала 18 МВт, средняя оптимальная мощность – 3 кВт, частота импульсов – 5-10 Гц. (в 1966 г. реализован также режим импульсов с частотой повторения 5 с). Длительность вспышки – ~ 50 мкс.

С 1965 г. реализована схема импульсного бустера (режим работы **ИБР** в тандеме с микротроном). В схеме импульсного бустера использовалась нейтронно-производящая мишень электронного ускорителя (генерация фотонейтронов при облучении пучком электронов урановой мишени, расположенной в активной зоне реактора). В бустерном режиме достигалось умножение нейтронов в 100-200 раз. Использование инжектора позволило сократить длительность вспышки более чем на порядок (3÷4 мкс) и снизить мощность до 0.5 кВт при частоте 50 Гц. В 1968 г. был реализован режим редких импульсов (0.2 Гц) при мгновенной мощности до 1 МВт и при средней мощности – 6 кВт.

При средней мощности 3 кВт **ИБР** обеспечивал полный поток нейтронов $1.7 \cdot 10^{14}$ нейтр./с. Работа на реакторе **ИБР** завершилась в 1968 г.

ИБР-30

10 июня 1969 г. был введен в строй импульсный быстрый реактор **ИБР-30** (более совершенный аналог реактора **ИБР**) с мощностью до 30 квт [113, 162].

Мишень электронного ускорителя выполнена из карбида плутония. С мишенью из карбида плутония при частоте 100 Гц достигнуто размножение нейтронов в 100 раз.

ИБР-30 обычно эксплуатировался при средней мощности 25 кВт с частотой 4 Гц (для режима без бустера) и 100 Гц в режиме бустера. Использовался также режим редких импульсов (1 импульс в 4.7 с или 1 импульс в 7.6 с).

В режиме без бустера мгновенная мощность достигала 100 МВт при частоте 4 Гц, а полный поток нейтронов равнялся $1.2 \cdot 10^{15}$ нейтр./с. Поток тепловых нейтронов в импульсе

с 1 см^2 замедлителя (полезная площадь замедлителя – 1000 см^2) составлял - $1 \cdot 10^{14}$ нейтр./см².

ИБР-30 работал в режиме реактора (до 1986г.). Далее, для бустерного режима была использована вольфрамовая нейтронно-производящая мишень и исследовалась, также, мишень из тантала. В бустерном режиме инжектором являлся электронный ускоритель ЛУЭ-40 с частотой импульсов 100 Гц, с энергией электронов до 40 МэВ и током в импульсе 0.2 А. ЛУЭ-40 введен в эксплуатацию 24 марта 1970г. Длительность полуширины вспышки быстрых нейтронов в бустерном режиме равнялась 4 мкс, а средняя тепловая мощность – 10 кВт. **ИБР-30** выведен из эксплуатации в 2001 г.

ИБР-2

Параллельно с работой на реакторе **ИБР** был разработан более мощный импульсный реактор **ИБР-2**, запущенный в эксплуатацию в 1984 г [176 - 179]. **ИБР-2** работает на средней мощности 2 МВт (при предусмотренной в проекте мощности в 4 МВт) с частотой 5 Гц.

Конструктивно схема **ИБР-2** выполнена в виде двух лопастей (являющихся отражателями нейтронов), вращающихся в разных направлениях вблизи активной зоны (в твэлах используется изотоп ²³⁹Pu в виде двуокиси плутония - PuO₂). Вспышка реактивности наступает при одновременном прохождении лопастей около активной зоны. Скорость вращения основного отражателя – 1500 об/мин, дополнительного отражателя – 300 об/мин. Длительность импульса мощности – 220 мкс, а длительность импульса тепловых нейтронов – 320 мкс. Реактивность в **ИБР-2** регулируется при помощи подвижных отражателей. Охлаждение активной зоны (в первом и втором контуре) осуществляется жидким натрием.

ИБР-2М

Сейчас ведется работа по модернизации реактора **ИБР-2**. В новом реакторе **ИБР-2М** модификации подвергнутся – стационарный отражатель, блоки защиты, размещение замедлителей вокруг реактора, корпус реактора. Модернизация позволит эффективнее использовать существующие нейтронные инструменты и добавить новые установки.

ЯГУАР

Реактор ЯГУАР [180, 181] относится к классу аperiодических импульсных реакторов, которые являются одним из наиболее мощных импульсных источников n - и γ -излучений. В представленной на рис.5.2.1 конструкции активной зоны [182] разлёт топливного раствора происходит преимущественно в радиальном направлении, что позволяет эффективно использовать центральный экспериментальный канал, например для прокачки литий-содержащего раствора ($n - \tilde{V}_e$)-blankета.

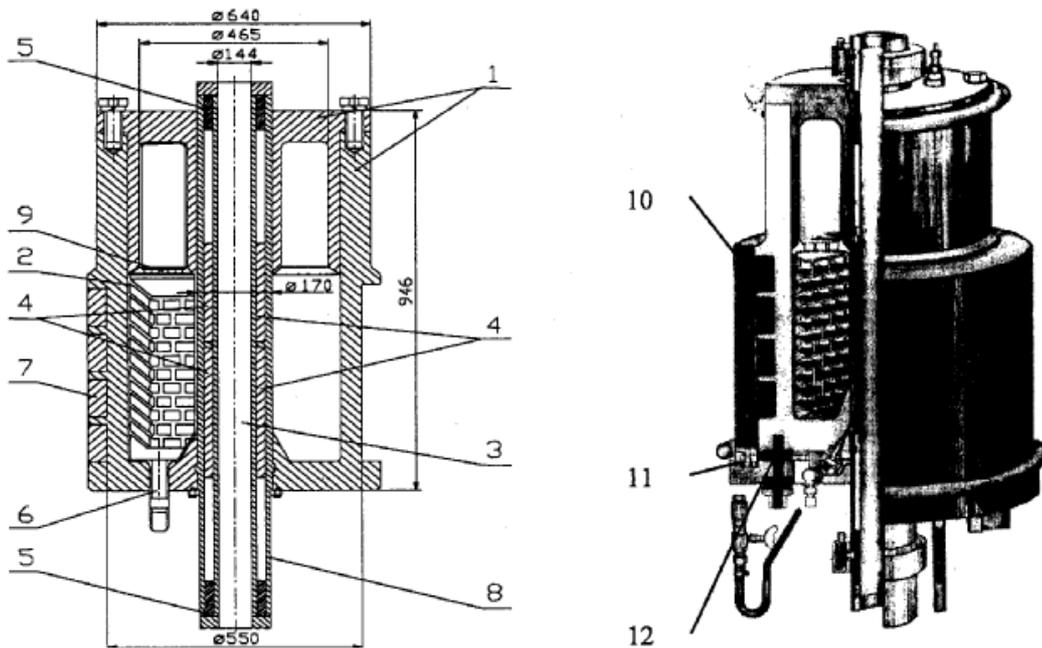


Рис.5.2.1. Корпус активной зоны (АЗ) реактора Ягуар (размеры в мм): 1– внешняя силовая оболочка корпуса с крышкой, 2 – ампула, 3 – центральный экспериментальный канал, 4 – импульсные стержни (ИС), сведенные к центру АЗ, 5 – амортизаторы механизма ИС, 6 – сливной трубопровод, 7 – свинцовая биологическая защита (неподвижная часть), 8 – внутренняя силовая оболочка (гильза), 9 – фланец жесткости, 10 – свинцовая биологическая защита (подвижная часть), 11 – опорная плита, 12 – подвеска корпуса.

Топливный раствор содержит 465 г/л урана, обогащенного до 90% изотопом ^{235}U в виде соли UO_2SO_4 объёмом 39,5 литров с концентрацией $1,65 \text{ г/см}^3$ с добавлением соли CdSO_4 с концентрацией кадмия 5 г/л с целью уменьшения уровня надкритичности. Эффективные размеры активной зоны: наружный радиус – 19.8 см при внутреннем радиусе – 8.8 см. Критическая высота раствора с введенными в активную зону импульсными стержнями составляет 38.6 см. Такие небольшие габариты активной зоны позволяют окружить её ($n - \tilde{V}_e$)-blankетом и использовать комбинированный режим работы с прокачкой литийсодержащего раствора через центральный экспериментальный канал. Импульс

генерируется посредством выведения импульсных стержней и максимально допустимое значение надкритичности на мгновенных нейтронах равно $3.5 \beta_{eff}$. Реактор гасит себя сам благодаря большой отрицательной реактивности. Соображения безопасности требуют возвращения стержней обратно в канал и быстрого слива разогретого до 150°C раствора в баллоны-хранилища. Последнее происходит в течение одной минуты, начиная с 15-й секунды после импульса. Реактор может производить два импульса в день.

В гомогенном растворном реакторе **ЯГУАР** при вспышке образуется $\sim 1 \cdot 10^{18}$ нейтронов, обеспечивающих максимальную плотность нейтронного потока – $2.5 \cdot 10^{18}$ нейтр./ $(\text{см}^2\text{с})$ в импульсе в выводящем канале. Длительность вспышки $\sim 1 \cdot 10^{-3}$ с (0.68 мс на полувысоте). Флюенс нейтронов на внутренней поверхности выводящего канала – $1.7 \cdot 10^{15}$ нейтр./ см^2 . Энерговыведение в импульсе – 33.4 МДж. Мгновенная мощность в импульсе – $48.5 \cdot 10^3$ МВт, удельная мощность $\sim 1,3 \cdot 10^3$ кВт/ см^3 . Использование литийсодержащего blankets снаружи (в торцах АЗ) и в центральном экспериментальном канале приведут к увеличению полуширины импульса мощности.

К настоящему времени [183] в экспериментальных исследованиях по формированию полей тепловых нейтронов с помощью замедлителей в канале **ЯГУАР** достигнута мгновенная плотность потока тепловых нейтронов – $0.8 \cdot 10^{18}/\text{см}^2\text{с}$. При этом годовой флюенс нейтронов составит $\sim 1.7 \cdot 10^{15} \cdot 730 \approx 1,24 \cdot 10^{18}$ нейтр./ см^2 , при непрерывной работе (два раза у сутки) все 365 дней в году. Это существенно меньше чем у высокопоточного реактора **ПИК**, однако дополнительный учет выходящих из АЗ нейтронов значительно увеличит суммарный поток.

Нейтринный источник на базе реактора ЯГУАР

Принципиальная схема создания мощного нейтринного источника на основе реактора ЯГУАР представлена на рис.5.2.2. Облучаемый изотоп ${}^7\text{Li}$ в цилиндрической кассете опускается на уровень активной зоны (положение 1). После вспышки цилиндр с активированным литием быстро перемещают к удаленному нейтринному детектору. На рис.5.2.2 представлены два варианта установки: перенос активированного лития вверх (положение 2), или, перенос кассеты с литием вниз (положение 3). Установка может быть реализована и для работы в режиме с неуправляемым спектром (т.е., без переноса активированного лития к удаленному нейтринному детектору).

В варианте с неуправляемым спектром (см. рис.5.2.2) для увеличения нейтринного потока от изотопа ^8Li целесообразно одновременно использовать центральный экспериментальный канал для загрузки литиевой кассеты (без ее перемещения после вспышки) и окружить реактор бланкетом для максимального использования вылетающих нейтронов.

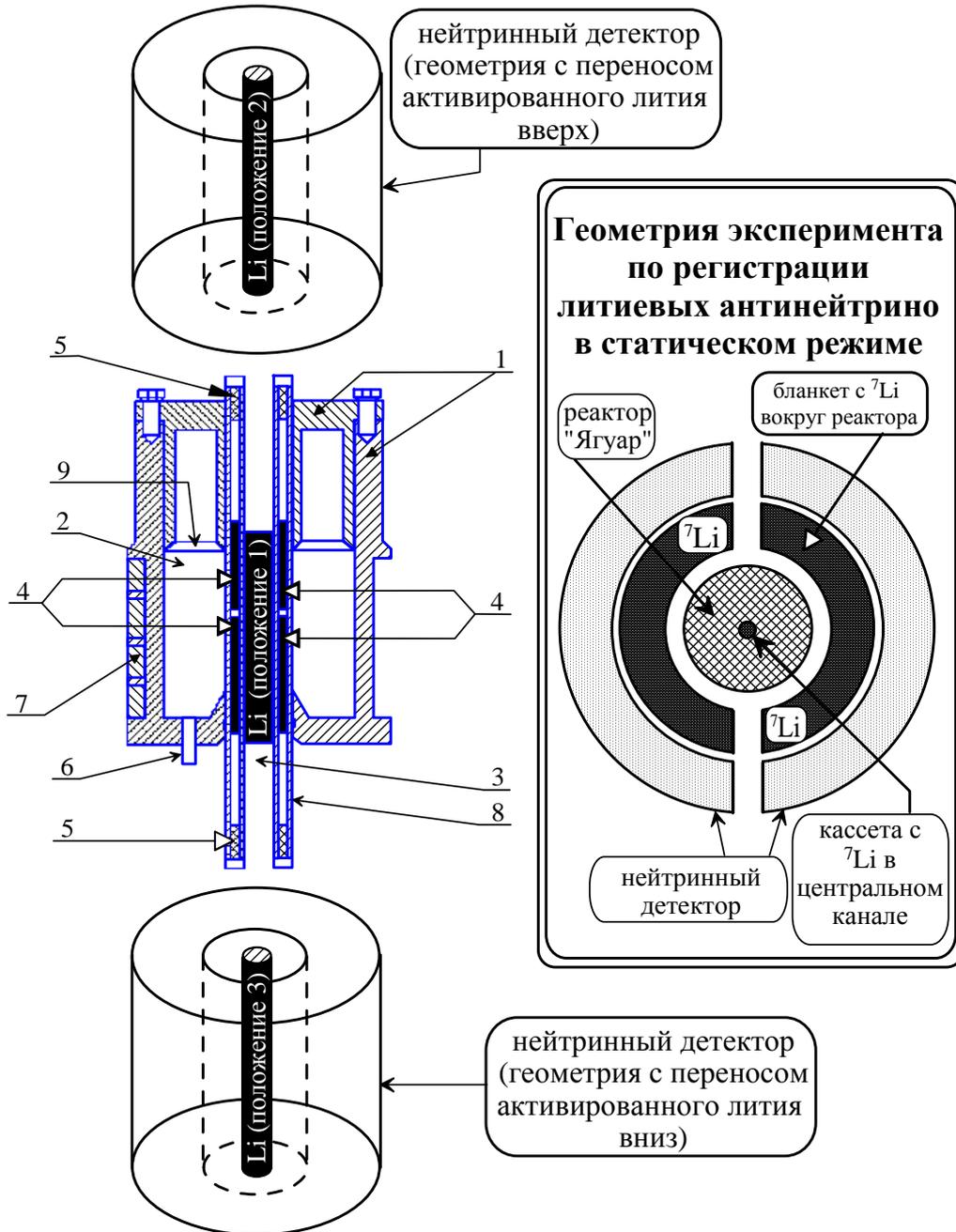


Рис.5.2.2. Схема нейтринного эксперимента с использованием литиевого бланкета на реакторе ЯГУР. Условные обозначения элементов конструкции ЯГУАР см. на рис.5.2.1.

Импульсные реакторы ВНИИЭФ (г. Саров)

Рассмотрим шесть импульсных аperiodических реакторов, действующих в ядерном центре ВНИИЭФ [184 - 189]: **БИГР**, **ВИР-2М**, **БР-1**, **БИР-2М**, **ГИР-2**, **БР-К1**.

БИГР

Большой импульсный графитовый реактор **БИГР** [184 - 186] – самогасящийся реактор на быстрых нейтронах с активной зоной, выполненной из дисперсионного уран-графитового топлива. Отношение числа ядер графита к числу ядер ^{235}U составляет ~ 16 и обогащение урана по изотопу ^{235}U равно 90%. Размеры активной зоны – 76x76 см. Масса топлива – 833 кг. Энерговыделение в номинальном импульсе – 300 МДж. Полуширина импульса мощности – $2 \cdot 10^{-3}$ с. Максимальная температура – 900 °С.

Реактор **БИГР** характеризуется рекордными значениями флюенсов быстрых нейтронов в больших объёмах, доступных для облучений: $1.2 \cdot 10^{16}$ нейтр./см² в центральном канале (диаметром 100 мм и высотой 550 мм) активной зоны; $\sim 1 \cdot 10^{15}$ нейтр./см² на боковой поверхности активной зоны диаметром ~ 800 мм.

Добавление графитового отражателя, который размещался вплотную к поверхности кожуха АЗ и имел характерный размер ~ 800 мм, привело к трансформации нейтронного импульса и к увеличению потока тепловых нейтронов. Используя данные по флюенсу тепловых нейтронов, было получено [187], что в графитовом отражателе максимальный поток тепловых нейтронов может достигать в пике импульса значения $7 \cdot 10^{16}$ нейтр./см²с. С помощью применяемых на реакторе **БИГР** режимов работы (импульсного, квазиимпульсного, неуправляемого спектра [188]) поток тепловых нейтронов в отражателе может варьироваться от малого значения до указанного максимального.

Замена графитового отражателя на (n- $\tilde{\nu}_e$)-бланкет и одновременная прокачка литийсодержащего раствора через центральный канал во время прохождения нейтронного импульса, позволит получить мощный импульс для нейтринных экспериментов, без ухудшения реакторных характеристик.

ВИР-2М

В реакторе на промежуточных нейтронах **ВИР-2М** [184 - 186] активная зона – раствор соли UO_2SO_4 в легкой воде. Диаметр и высота активной зоны – 55 и 100 см,

соответственно. Энерговыведение в номинальном импульсе – 80 МДж. Максимальная температура – 250 °С. Полуширина импульса мощности – 2650 мкс. Значения флюенса нейтронов: во внутреннем канале – $7 \cdot 10^{14}$ нейтр./см², на боковой поверхности активной зоны – $1.5 \cdot 10^{14}$ нейтр./см²; в объеме активной зоны – $8.5 \cdot 10^{14}$ нейтр./см² и $7.7 \cdot 10^{14}$ нейтр./см², на поверхности активной зоны – $1.2 \cdot 10^{14}$ нейтр./см².

БР-1 и БИР-2М

БР-1 и **БИР-2М** - реакторы на быстрых нейтронах с активной зоной из металлического сплава высокообогащенного урана-235 с молибденом: **БР-1** – (U + 9% Мо); **БИР-2М** – (U + 6% Мо) [184 - 186]. Масса топлива и размер активной зоны, соответственно: 176 кг, Ø27см x 27 см в реакторе **БР-1**; 121 кг, Ø22см x 21.7 см в реакторе **БИР-2М**. Энерговыведение в импульсе: 11 МДж – в **БР-1**, 3 МДж – в **БИР-2М**. Максимальная температура: 700 °С – для **БР-1**, 300 °С – для **БИР-2М**. Ширина импульса на полувысоте: 53 мкс у **БР-1**, 55 мкс – у **БР-2М**. Флюенс нейтронов в активной зоне и на поверхности активной зоны, соответственно: $10 \cdot 10^{14}$ нейтр./см² и $3.5 \cdot 10^{14}$ нейтр./см² для **БР-1**; $5 \cdot 10^{14}$ нейтр./см² и $1.5 \cdot 10^{14}$ нейтр./см² для **БИР-2М**.

ГИР-2

ГИР-2 - реактор на быстрых нейтронах с комбинированной активной зоной (для усиления потока гамма-излучения) [184 - 186. 189]. Активная зона – два блока полусфер из сплава ²³⁵U с молибденом (содержание Мо - 9% по массе). Блоки разделены горизонтальной диафрагмой. Оба блока имеют вертикальный канал для импульсного регулирования реактивности. Блок верхней полусферы закреплен неподвижно и состоит из семи вложенных друг в друга полусфер. Блок нижней полусферы – подвижен в вертикальном направлении и состоит также из вложенных друг в друга полусфер. В конструкции активной зоны предусмотрена грубая и точная регулировка. Обогащение по изотопу ²³⁵U равно 90% или 35% для разных сфер. Диаметр активной зоны – 30 см. Масса ядерного топлива – 178 кг. Максимальный эффективный коэффициент размножения $k_{\text{eff}} = 1.00810$. Энерговыведение в номинальном импульсе – 400 МДж при максимальной температуре – 400 °С. Полуширина импульса мощности – 300 мкс. Флюенс нейтронов в нейтронном окне (примыкающем к активной зоне) – $1 \cdot 10^{15}$ нейтр./см².

БАРС-6

Быстрый импульсный реактор **БАРС-6** [190, 191] имеет две идентичные активные зоны (с размером 220 x 220 мм) из высокообогащенного урана. Расстояние между зонами может меняться в интервале от 0.33 до 1.5 м. При номинальном числе делений за импульс – $5 \cdot 10^{17}$. Флюенс нейтронов на поверхности активной зоны – $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, а в центральном канале – 10^{15} см^{-2} . Длительность импульса на полувысоте равна 40 мкс. Температура разогрева активной зоны достигает 890°К.

Реактор является мощным источником гамма-излучения. Реактор используется в качестве запального блока в тандеме с лазером (исследование лазеров с ядерной накачкой) [192].

Импульсный реактор РИНГ – проект нейтринного источника

ИАЭ им. И.В. Курчатова

С середины 60-х годов прошлого века в ИАЭ им. И.В. Курчатова интенсивно разрабатывался проект импульсного графитового реактора для научных исследований [4]. В программу исследований входило и получение интенсивных нейтринных потоков за счет загрузки аппарата изотопом ${}^7\text{Li}$. Точнее, жидким изотопом ${}^7\text{Li}$ предлагалось загрузить отражатель «для получения нейтрино более высоких энергий, чем нейтрино, которые образуются при β – распаде осколков деления» [4, стр.7].

Предложенный проект реактора получил название «**РИНГ**», а прототипом его послужил уже работавший в то время в ИАЭ импульсный графитовый реактор **ИГР**. В отличие от реактора **ИГР**, где отсутствует специальная система охлаждения активной зоны и предельная температура определяется теплоемкостью графита, в аппарате **РИНГ** предполагалось использовать принудительную систему газового охлаждения, что должно было существенно увеличить его мощность. Вариант реактора **РИНГ** с водяным охлаждением был описан ранее в работе [2] и при такой схеме охлаждения можно было достичь более высоких температур, чем с газовым теплоносителем. Однако технические трудности того времени и в частности необходимость использования подвижных труб и гибких шлангов к ним не позволили развивать дальше именно этот вариант реактора.

В табл. 5.2.2 ниже представлены основные проектные характеристики реактора **РИНГ** с газовым охлаждением ([4, стр.4). Параметры реактора выбраны так, чтобы обеспечить интегральный \tilde{V}_e - поток за импульс «на детектор» равный $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, а система

охлаждения рассчитывалась исходя из частоты 10 импульсов в сутки. Эффективная продолжительность антинейтринного импульса должна составить 10 ± 20 сек. за счет β -распадов осколков деления.

Активная зона и отражатели собираются из шестигранных графитовых блоков размером под ключ 270 мм. Блоки собираются таким образом, что они образуют 752 колонны (конструктивно не связанных между собой), из которых 472 образуют активную зону. В каждой колонне активной зоны и ближайшей к ней колонне бокового отражателя имеется 6 каналов для прохода теплоносителя и один канал в активной зоне для регулирующего стержня.

Реактор **РИНГ** планировался в режиме самогасящейся нейтронной вспышки. Запуск должен был осуществляться выведением поглощающих стержней. Система регулирования разделяется на пусковую систему и систему компенсации выгорания урана.

Таблица 5.2.2.

Основные характеристики реактора РИНГ

| | |
|---|--|
| Энергия импульса | $5.5 \cdot 10^5$ Мдж |
| Длительность импульса (полуширина) | 0.25 сек |
| Максимальная частота повторения | 10 сутки ⁻¹ |
| Поток нейтрино на расстоянии 1 м от защиты реактора | $2 \cdot 10^{16}$ 1/(см ² · имп.) |
| Интегральный за импульс поток тепловых нейтронов в центре активной зоны (начало кампании) | $0.7 \cdot 10^{18}$ 1/см ² |
| Тепловая мощность (среднегодовая) | 20 Мвт |
| Число импульсов за время работы (кампания) | 1000 |
| Материал активной зоны | Графит, уран |
| Охлаждение | Газовое, теплоноситель – гелий |
| Размеры активной зоны, объем | (3.75x 6x8.2) м, 185 м ³ |
| Загрузка урана-235 | 155 кг |

Предложенный проект реактора **РИНГ** представляет интересную попытку разработки исследовательского реактора, но к сожалению, проект **РИНГ** не был реализован в то время.

НЕКОТОРЫЕ ВЫВОДЫ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ РЕАКТОРОВ В КАЧЕСТВЕ ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ НЕЙТРИННОЙ ФАБРИКИ

С точки зрения использования ядерных реакторов в сочетании с литиевым blanketом в нейтринных экспериментах наиболее перспективными должны быть экспериментальные высокопоточные ядерные реакторы с компактной активной зоной типа ПИК. В таких ядерных реакторах флюенс нейтронов (в центральном экспериментальном канале и/или в окружающем литиевом blanketе) за достаточное для нейтринного эксперимента время – один или несколько кварталов, может составить 10^{21} нейтр./см² и более, что пока недостижимо для импульсных ядерных реакторов.

Тем не менее, импульсные ядерные реакторы обладают некоторыми преимуществами при проведении нейтринных экспериментов, связанных с частичным отсечением фонов и большей определённой суммарного \tilde{V}_e - спектра. В импульсных реакторах будет лучше (т.е., выше) отношение потока литиевых антинейтрино к реакторным. Измерения могут вестись при фактически неработающем реакторе за счет разности времен нейтронного и нейтринного импульсов (за исключением хвостов от запаздывающих нейтронов и остаточного \tilde{V}_e - излучения от распадов образовавшихся ядер-продуктов деления). Наиболее перспективным представляется использовать секционированный литиевый blanket в качестве стационарного внешнего отражателя и литий-содержащий раствор в качестве охладителя-замедлителя. Однако для импульсных ядерных реакторов существенно сложнее осуществлять мониторинг нейтронного и антинейтринного потоков.

5.3. НЕЙТРОННЫЕ ИСТОЧНИКИ НА ОСНОВЕ УСКОРИТЕЛЯ И НЕЙТРОННО-ПРОИЗВОДЯЩЕЙ МИШЕНИ

Интенсивные нейтронные источники с потоком значительно выше 10^{14} нейтр./см² можно создать на основе реакции деления (с использованием урановых, плутониевых и иных делящихся изотопов), фотонейтронных реакций и реакций расщепления. Первая реакция проходит, как известно, в ядерных реакторах, а последние две реакции реализуются на электронных и протонных ускорителях и могут давать очень интенсивный поток нейтронов в зависимости от энергии ускоряемых частиц. В основном, активность по созданию высокоинтенсивных нейтронных источников сконцентрирована в данных трех

направлениях. Причем, вектор активности все более смещается в направлении источников на основе реакций расщепления (spallation-источников) в схеме протонного ускорителя и мишени.

При сравнении преимуществ и недостатков нейтронных источников на основе электронных и протонных ускорителей [193] необходимо отметить малую эффективность источников на основе электронных ускорителей (только несколько процентов энергии электрона переходит в тормозное излучение) и проблемы с теплосъемом (из-за малого пробега электронов значительная часть тепловой энергии выделяется в приповерхностном слое). Использование имеющихся и строящихся протонных ускорителей в качестве интенсивных нейтронных источников должно дать хороший эффект, несмотря на их большую стоимость. Действительно, при высокой энергии ускоряемых протонов (более 1 ГэВ) выход нейтронов на один протон составляет ~ 30 и более, как следует из рис.5.3.1 (на котором представлены различные расчетные и экспериментальные данные, подробно анализируемые в работах [118]).

Дополнительное использование различных нейтронно-размножающих устройств позволит существенно увеличить выход нейтронов особенно низких энергий.

При разработке нейтронного источника возникает проблема выбора и оптимизации нейтронно-производящей мишени (состав, коэффициент умножения, теплосъем, твердотельная или жидкая фаза мишени, геометрия и т.д.). В качестве материалов мишени используются свинец, висмут, тантал, вольфрам, уран, ртуть, а также бериллий (в качестве отражателя-размножителя нейтронов). На рис.5.3.2 показано продольное распределение источников нейтронов для вольфрамовой мишени [118]. Это мишень длиной в 2-3 длины пробега протонов (для вольфрама ~ 60 см). Основным механизмом получения нейтронов – каскадно-испарительный из ядерных осколков, образующихся при взаимодействии энергичных протонов с ядрами мишени, однако при очень высоких энергиях протонов имеет место конкурирующий процесс – рождение π^0 -мезонов генерирует электронно-фотонные ливни. Передача энергии первичных протонов ливням существенно снижает выход нейтронов.

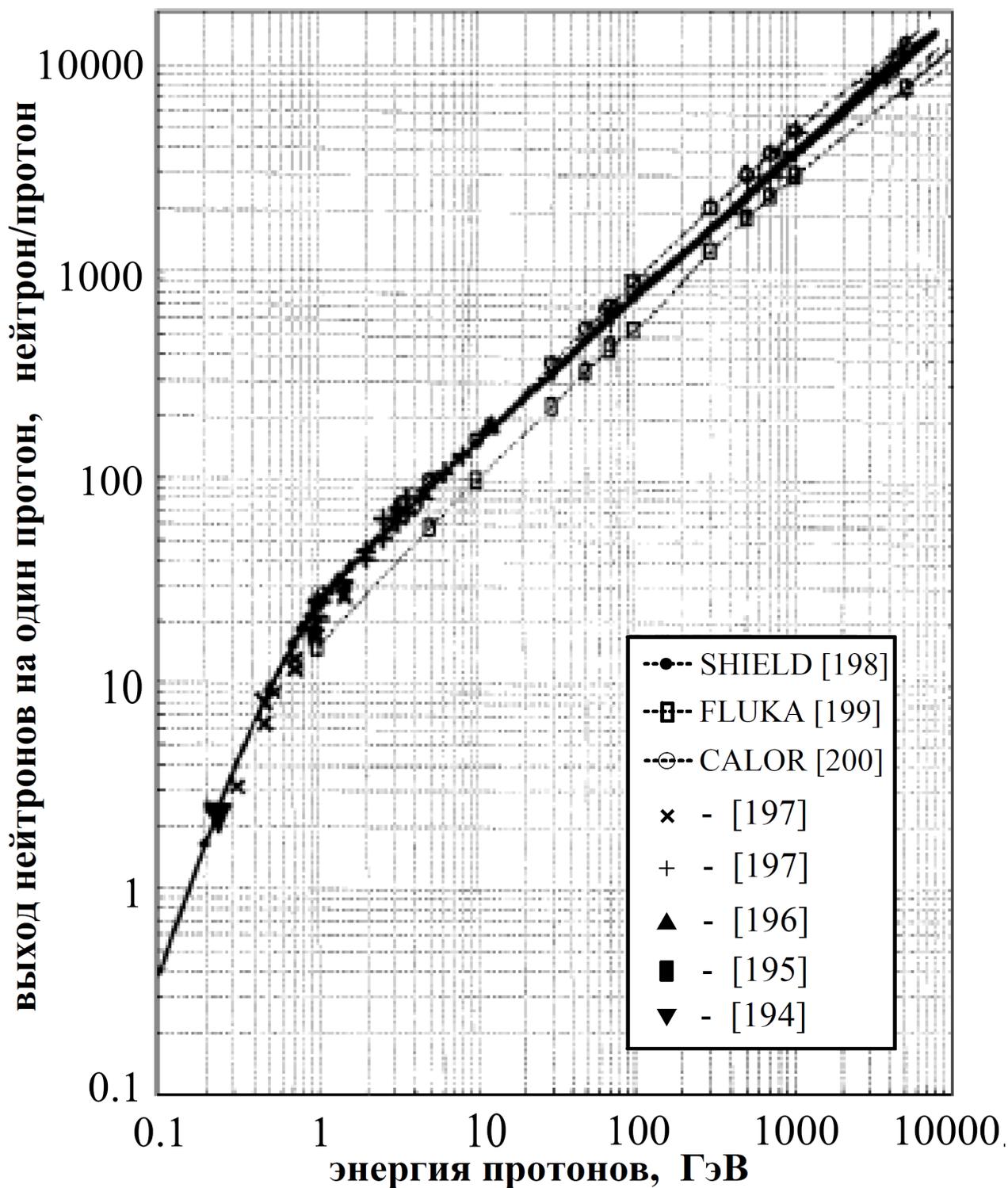


Рис.5.3.1. Зависимость выхода нейтронов (с энергией ниже 10.5 МэВ) от энергии протонов для протяженных тяжелых мишеней (свинец, вольфрам) [118].

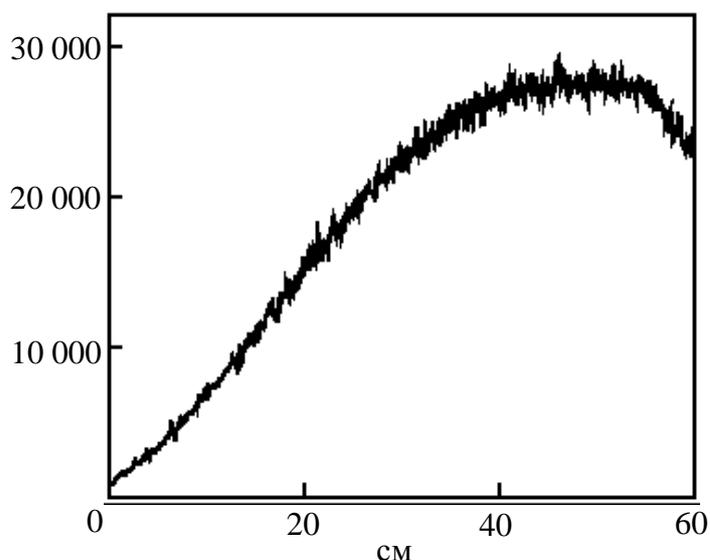


Рис.5.3.2. Распределение источников нейтронов по длине вольфрамовой мишени [118].

Задача оптимизации мишени нейтронного источника усложняется для электроядерных установок с целью трансмутации радиоактивных отходов [162, 140]. Соединение пучковых и делительных установок представляет сложную техническую задачу, которая решается по-разному в каждом конкретном случае. Но эффект от такого соединения становится существенным и флюенс получаемых нейтронов можно увеличить на несколько порядков.

В таблице 5.3.1 (Приложение к главе 6) указан ряд действующих и разрабатываемых проектов нейтронных источников с использованием электронных и протонных ускорителей. Укажем, что нейтронные источники типа **ИБР** (представленные в табл.5.2.1) при работе в тандеме с электронным ускорителем с полным правом могут быть указаны также и в табл.5.3.1.

Ниже дан краткий обзор существующих, строящихся и проектируемых мощных нейтронных источников, включающих ускорители.

ИН-06

В ИЯИ РАН на основе сильноточного линейного ускорителя протонов (Троицк) работает и развивается импульсный источник нейтронов **ИН-06** [201] с комплексом экспериментальных установок. **ИН-06** будет состоять из двух независимых источников нейтронов (мишеней, расположенных в отдельных боксах) с возможностью одновременной работы. В первом боксе монтируется вольфрамовая мишень с водяным замедлителем. Во втором боксе будет установлена размножающая мишень (умножение до 10 раз) с бериллиевым отражателем. Планируемая интенсивность источника составит $\sim 10^{16}$ нейтр./с при частоте 50 Гц, длительность импульса – до 320 нс.

В 1998 г. осуществлен физический пуск нейтронного источника **ИН-06** при энергии протонов 209 МэВ, среднем токе не более 0.1 мкА и частоте 1 Гц.

ИРЕН

Дальнейшее развитие идеи бустерного нейтронного источника было реализовано в проекте **ИРЕН** (источник резонансных нейтронов) в ОИЯИ (Дубна) в 1994 г. [202 - 203]. В качестве инжектора предполагалось использовать линейный ускоритель электронов ЛУЭ-200 с энергией электронов – 200 МэВ, длительностью импульса менее 250 нс, мощностью пучка - 10 кВт. Размножающая подкритическая мишень (рассчитана на мощность 12 кВт, $k_{\text{eff}} = 0.97$, диаметр 13 см, длина 18 см) будет выполнена из плутония с обогащением выше 95%. Мишень будет окружена отражателем из Ta_{10}V_2 . Отражатель предотвратит отражение тепловых нейтронов в водяном замедлителе (омывающем отражатель), но будет пропускать, либо частично отражать быстрые нейтроны. Мишень охлаждается в струе гелия. Источник обеспечит нейтронный поток в $1 \cdot 10^{15}$ нейтр./с) с длительностью импульса менее 1 мкс при частоте до 150 Гц. Источник оптимизирован на максимальный выход резонансных нейтронов ($1 \div 10^4$ эВ). Предполагается создание вывода семи пучковых каналов для нейтронных исследований.

ISIS

Источник **ISIS** [204 - 206] построен в Великобритании для исследования на нейтронных и мюонных пучках. Нейтроны образуются в spallation-реакции с использованием протонного пучка. Мюоны создаются при взаимодействии протонного пучка с тонкой графитовой мишенью. Нейтронная вольфрамовая мишень (вольфрамовые пластины с танталовым покрытием для предотвращения коррозии) рассчитана на мощность 160 кВт. Среднее число образующихся нейтронов на один протон равно 15. Охлаждение мишени – водяное (с мощностью теплосъема – 90 кВт). Замена мишени осуществляется с помощью манипуляторов. Для замедления нейтронов (с учетом необходимой энергии) используются четыре замедлителя: два водяных (при 43°C), жидкий метан (при температуре 100°K) и жидкий водород (при температуре 20°K).

Комплекс ускорителя включает в себя ионный источник Н. Далее, ионы Н ускоряются в линейном ускорителе до 70 МэВ. На тонкой алюминиевой фольге происходит

обдирка двух электронов и протон инжектируется в синхротрон, где ускоряется до энергии 800 МэВ.

При частоте сброса нейтронов в 50 Гц интенсивность источника составляет $4 \cdot 10^{14}$ нейтр./с. Источник **ISIS** используется для экспериментов на 20 нейтронных инструментах. На источнике **ISIS** создан мюонный пучок (образование пионов при взаимодействии протонного пучка с графитовой мишенью (толщина 10 мм) с последующим распадом в мюоны через 26 нс). Ведутся нейтринные исследования (эксперимент KARMEN по поиску нейтринных осцилляций [207]).

SINQ

Источник **SINQ** (Швейцария) ориентирован на исследования с тепловыми и холодными нейтронами [208]. Ускорительная система (включает ускоритель Кокрофта и Уолтона и систему из двух циклотронов) обеспечивает энергию 590 МэВ. Энергия протонного пучка – 0.75 МВт. Мишень – тяжелый металл (свинцовые стержни в трубах из нержавеющей стали). Охладитель мишени и замедлитель – тяжелая вода в двух изолированных системах. Для экспериментов с холодными нейтронами обеспечен замедлитель из жидкого дейтерия (20 л) с температурой 25 °К. Танк заполненный тяжеловодным замедлителем окружен слоем легкой воды, используемой в качестве отражателя. **SINQ** – источник с непрерывным потоком. При токе в 1 мА выход нейтронов равен $(3 \div 6) \cdot 10^{16}$ нейтр./с. Сейчас разрабатывается новая жидко-металлическая мишень из свинцово-висмутовой эвтектики.

n-TOF

В установке [209 - 211] протонный пучок с энергией 20 ГэВ сбрасывается с частотой 4 Гц. Число протонов в импульсе – $7 \cdot 10^{12}$. Энергия получаемых нейтронов – от 1 эВ до 250 МэВ. Широкий спектр исследовательской программы включает, также, звездный нуклеосинтез, трансмутацию радиоактивных изотопов, измерение нейтронных сечений. Свинцовая spallation-мишень имеет размеры (80x80x40) см и охлаждается водой. Нейтроны выводятся в экспериментальный канал длиной 200 м.

На расстоянии 185 м от мишени (положение измерительной станции) плотность потока в импульсе – $4 \cdot 10^5$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Доля нейтронов с энергией ниже 0.3 эВ составляет 38%, от 0.3 эВ до 20 кэВ – 23%, от 20 кэВ до 20 МэВ – 32%, выше 20 МэВ – 7%.

Достигается беспрецедентное разрешение по энергии: $3 \cdot 10^{-4}$ при энергии 1 эВ и $1.5 \cdot 10^{-3}$ при 30 кэВ. В исследованиях обеспечены низкофонные условия: вклад фона оценен как 10^{-5} .

IFMIF

В рамках проекта **ITER** строительства термоядерного реактора принято соглашение о создании установки **IFMIF** (International Fusion Materials Irradiation Facility) для исследования долговременного поведения материалов в условиях нейтронных потоков, характерных для реактора **ITER** [212]. Предложено строительство двух параллельно установленных и одновременно работающих ускорителей дейтронов с энергией 40 МэВ при токе 250 мА на каждый ускоритель. Эти ускорители предназначены для облучения литиевой мишени представляющей быстротекущий слой ${}^7\text{Li}$ при 250 °С (ширина слоя – 26 см, толщина – 2.5 см) на цилиндрической поверхности. Линейная скорость жидкого ${}^7\text{Li}$ предполагается 20 м/с при скорости объемной прокачки – 130 л/с. Нейтроны, рожденные в данном взаимодействии будут использованы для исследования поведения материалов в реакторе **ITER** с тепловой нагрузкой до 10 МВт/м². Реальное строительство предполагается начать в 2010 г.

IPNS

Ускорительная система нейтронного источника **IPNS** [213 - 214] в лаборатории Аргонны (США) включает ионный источник Н⁺, ускоритель Кокрофта и Уолтона, линейный ускоритель и протонный синхротрон на энергию 450 МэВ с частотой 30 Гц и средним током 15 мкА. Импульс ускорителя (содержит $3 \cdot 10^{12}$ протонов) длится 70÷80 нс. Ток в импульсе – 12 А.

Мощность пучка – 6.8 кВт. Мишень – ${}^{238}\text{U}$ с коэффициентом умножения нейтронов $k_n \approx 2$. Ранее использовался урановый бустер с k_n до 3-х. На источнике проводятся эксперименты на 15-ти нейтронных инструментах.

LANSCE

Нейтронный источник **LANSCE** [215 - 216] (в статьях известен также под аббревиатурой **MLNSCE**) работает в Лос Аламосе (США) с 1985 г. В ссылке [202] нейтронный выход, реализуемый в **LANSCE** оценен как $1 \cdot 10^{16}$ нейтр./с. В составе **LANSCE**: линейный ускоритель на энергию до 800 МэВ; установка по производству

радиоизотопов в медицинских целях; центр протонной радиографии pRad (исследование динамики материалов при экстремальных условиях и скоростях, требующих экспериментально зарегистрировать динамику во временных масштабах порядка $1 \cdot 10^{-6}$ с); установки для экспериментов с ультрахолодными нейтронами (задачи фундаментальной физики, в т.ч., определение времени жизни нейтрона; эксперименты ведутся при температуре нейтронов порядка $1 \cdot 10^{-3}$ °К, что соответствует линейной скорости ~ 8 м/с); имеется центр (the Lujan Center) по исследованиям с нейтронами низких энергий и центр **WNR** (Weapons Neutron Research Facility) по исследованию поведения материи при экстремальных температурах и плотностях, а так же по изучению радиационных эффектов (например, устойчивость работы электронных компонент в нейтронном потоке).

В центре **WNR** также ведутся эксперименты по получению ядерных данных (например, точное измерение сечения реакции $^{239}\text{Pu}(n,2n)^{238}\text{Pu}$ с использованием образцов с малой массой [$1 \cdot 10^{-8}$ г] позволило решить ряд важных прикладных проблем).

Ускоритель обеспечивает протонный пучок с энергией в интервале от 100 до 800 МэВ. Протоны с энергией 100 МэВ используются для производства изотопов и в медицинских целях. Ионы H с энергией 800 МэВ используются в исследованиях по протонной радиографии.

Для spallation-мишеней (вольфрам, коэффициент умножения нейтронов – 20) в центре **WNR** также используется вывод ускорителя с энергией 800 МэВ. В Lujan-центре также используется вольфрамовая spallation-мишень с замедлителем из жидкого водорода. Спектр нейтронов – от 10^{-3} до 10^3 эВ. Установка по исследованию ультрахолодных нейтронов имеет вольфрамовую spallation-мишень. Для замедления используется также графито-бериллиевая смесь, холодный полиэтилен и твердый дейтерий при температуре 5 °К.

В рамках программы исследований свойств ядерного топлива создается установка **MTS** (Material Test Station), где в ловушке вольфрамовой мишени будет достигнута плотность потока быстрых нейтронов - $1 \cdot 10^{15}$ нейтр./($\text{см}^2\text{с}$), что соответствует реактору на быстрых нейтронах с мощностью 100 МВт. Температурный режим для облучаемого топлива в интервале $1000 \div 2000$ °С.

LANSCE работает на частоте 20 Гц, что позволяет в Lujan-центре максимально использовать холодные нейтроны и увеличивает эффективность источника по этому параметру.

Планируется создание установки **LPSS** (Long Pulse Spallation Source) с потоком холодных нейтронов на порядок выше. Установка типа **LPSS** необходима для исследований в биологии и в изучении вопросов самоорганизации. Прототип данной установки **NXGENS** будет работать на протонном пучке с энергией 800 МэВ с частотой 20 Гц на мощности 660 кВт.

SNS

В 2006 г. запущен нейтронный spallation-источник **SNS** национальной лаборатории США в Ок-Ридже [217 - 218]. Линейный ускоритель (с накопительным кольцом) обеспечивает протоны с энергией 1 ГэВ с частотой сброса 60 Гц. Проектная мощность протонного пучка в мишени – (1.4÷1.56) МВт. Поток тепловых нейтронов достигнет $\sim 10^{17}$ нейтр./ $(\text{см}^2\text{с})$ [206].

Средний ток в импульсе – 26 мА, максимальный ток в импульсе – 38 мА, длительность протонного импульса 695 нс, средняя плотность протонного пучка в импульсе – $2.6 \cdot 10^{16}$ протон/ м^2 (проектом допускается рост до $3.2 \cdot 10^{16}$ протон/ м^2). Мишень представляет собой жидкую ртуть при температуре 60 – 90°C и рассчитана на тепловыделение в 2 МВт. Охладитель мишени – легкая вода. В качестве замедлителя в верхней части мишени используется водород H_2 при температуре 19°К. В нижней части мишени установлен композитный замедлитель из легкого водорода и легкой воды для увеличения доли нейтронов при температуре 100 °К [219]. Отражатель сделан из бериллия. Охладитель отражателя – тяжелая вода. Число каналов для нейтронных исследований - 24.

KENS

Нейтронный spallation-источник лаборатории **KENS** [220 - 221] в японском исследовательском центре КЕК (High Energy Accelerator Research Organization) работает на протонном пучке с энергией до 500 МэВ. Ускорительная система включает линейный ускоритель на 40 МэВ и синхротрон. Число протонов в импульсе – $2.2 \cdot 10^{12}$, длительность сброса пучка – 50 нс, протонный пучок имеет частоту сброса – 20 Гц при токе – 10 мкА, мощность пучка - 3 кВт, мишень – вольфрам с танталовым покрытием, отражатель – бериллий, замедлитель для получения тепловых нейтронов – вода (для получения холодных нейтронов – твердый метан при температуре 27°К). Тепловой поток в работе [221] оценен, как $3 \cdot 10^{14}$ нейтр./ $(\text{см}^2\text{с})$. Эксперименты на нейтронном источнике проводятся на 17

инструментах.

JSNS/J-Park

Два японских исследовательских центра – KEK и JAERI (Japan Atomic Energy Research Institute) в 2001 г. начали создание нового нейтронного spallation-источника **JSNS/J-Park** [221 - 222]. В литературе данный источник именуется как **JSNS/J-Park**, **JSNS** или **J-Park**.

Ускоритель нейтронного источника будет состоять из линейного ускорителя на 181 МэВ и синхротрона на 3 ГэВ, и обеспечит протонный ток – 333 мкА при частоте сброса пучка – 25 Гц. Согласно плану, ускорительный комплекс начнет работать в 2007 г. Мишень (ртуть) будет рассчитана на мощность 1 МВт. В качестве замедлителя будет использована вода (на первом этапе замедления) и жидкий водород при 20 °К. Планируется, что на источнике **JSNS/J-Park** будет 23 нейтронных инструмента.

ESS

Страны Европейского сообщества проектируют нейтронный spallation-источник **ESS** [223 - 224] для совместных исследований. Существует несколько предложений для размещения источника: два в Германии (Jülich, Leipzig), два в Великобритании (Didcot [Rutherford Appleton Laboratory], York), в Швеции (в рамках датско-шведского сотрудничества при поддержке Норвегии предлагается научный центр Lund), в Венгрии и в Испании. Вопрос размещения источника находится в стадии обсуждения.

Ускорительный комплекс источника будет состоять из протонного линейного ускорителя на 1.334 ГэВ и накопительного кольца (для накопления $5 \cdot 10^{14}$ протонов). Длительность протонного импульса – 1 мкс. Мишень планируется изготовить из ртути с мощностью тепловыделения в 5 МВт. Планируемая плотность потока тепловых нейтронов в пике оценивается как $2 \cdot 10^{17}$ нейтр./ $(\text{см}^2\text{с})$ [179]. Выбор ртути обусловлен желанием избежать необходимости водяного теплосъема вблизи инжектора, и, таким образом, исключить вопросы с очисткой воды от радиоактивных загрязнений. Сейчас исследования направлены на изучение волн давления в ртути при протонных сбросах.

С учетом разного времени замедления (от ~5 до ~ 50 мс) для получения нейтронов с разными энергиями для экспериментов было решено, что мишень будет облучаться протонным пучком с чередованием интервалов между сбросами, соответствующими частоте в 50 Гц и $16^{2/3}$ Гц (при постоянной частоте сброса в 50 Гц эффективность использования

нейтронов составила-бы примерно 50% в спектре). Часть участников проекта считает необходимым разработку двух мишеней: для короткого импульса при 50 Гц и для длинного нейтронного импульса при $16^{2/3}$ Гц.

При выборе материала замедлителя отдано предпочтение твердому метану. Для того чтобы избежать значительных радиационных эффектов в твердом метане, было решено обеспечить транспорт метановых гранул в объеме замедлителя.

На источнике **ESS** среди планируемых исследований большое внимание уделено работам по трансмутации радиоактивных отходов.

CSNS

Китайская академия наук приняла решение о создании национального spallation-источника **CSNS** [225 - 227]. Источник будет создан усилиями двух институтов в провинции Guangdong (Dongwan, на юге Китая). В 2010 г. - реализация первой части проекта. Исполнение проекта разбито на три этапа с наращиванием мощности spallation-источника.

Ускорительная часть состоит из линака (на энергию 81 МэВ на I этапе) и синхротрона на энергию 1.6 ГэВ. Пучок протонов с мощностью 120 кВт, током 76 мкА и числом протонов импульсе $1.9 \cdot 10^{13}$ сбрасывается с частотой 25 Гц при длительности импульса не более 400 нс. Материал мишени – вольфрам. В качестве замедлителей будет использоваться вода, метан и водород. Число нейтронных инструментов после первого этапа – 7.

После выполнения третьего этапа линак будет функционировать на энергию 230 МэВ, мощность пучка протонов с синхротрона будет доведена до 500 кВт, ток – до 315 мкА, а число протонов импульсе – до $7.8 \cdot 10^{13}$. Планируется, что число нейтронных инструментов после третьего этапа будет более 17.

В более ранней работе [227] поток нейтронов **CSNS** с вольфрамовой мишенью оценивается как $5 \cdot 10^{15}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \text{ с})$, при энергии протонов 1 ГэВ и числе протонов в импульсе $2.5 \cdot 10^{13}$.

Сравнивая нейтронные источники на базе импульсных реакторов и пучковых установок, можно сделать вывод о том, что “борьба” за первенство по потоку идет в пределах значений, различающихся, в большинстве случаев, не более чем на порядок. Так, например, в обсуждаемом сейчас европейском источнике **ESS** поток тепловых нейтронов

превысит достигнутый поток в импульсном реакторе **ИБР-2** (запущенным еще в 1984 г). в 12 раз.

Более интенсивные нейтронные потоки должны давать специализированные ядерно-физические установки, предназначенные для работ по трансмутации радиоактивных отходов.

5.4. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ЖЕСТКИХ АНТИНЕЙТРИНО

В качестве одного из вариантов электроядерной установки для уничтожения/трансмутации ядерных отходов, которую можно использовать в качестве мощного $\tilde{\nu}_e$ -источника с литиевым бланкетом, рассмотрим установку, предложенную Карло Руббиа [113], описанную так же в обзоре [117] и представленную на рис.5.4.1.

Данная установка является подкритической системой 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, а также 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 детали конструкции возможной установки описаны в обзоре [162].

Если от спектра быстрых нейтронов, необходимых для воспроизводства ядерного топлива перейти в подобных установках к тепловым нейтронам, дающим большой результирующий поток, то возможно использовать литийсодержащий тяжеловодный теплоноситель и замедлитель в соответствующих узлах установки. Возможно так же использование жидкосолевого реактора (ЖСР). 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 $66\text{LiF} - 34\text{BeF}_2$ (см. подробнее в проекте КИАЭ). Но во всех проектах остаётся проблема размещения литиевого blankets вблизи активной зоны реактора.

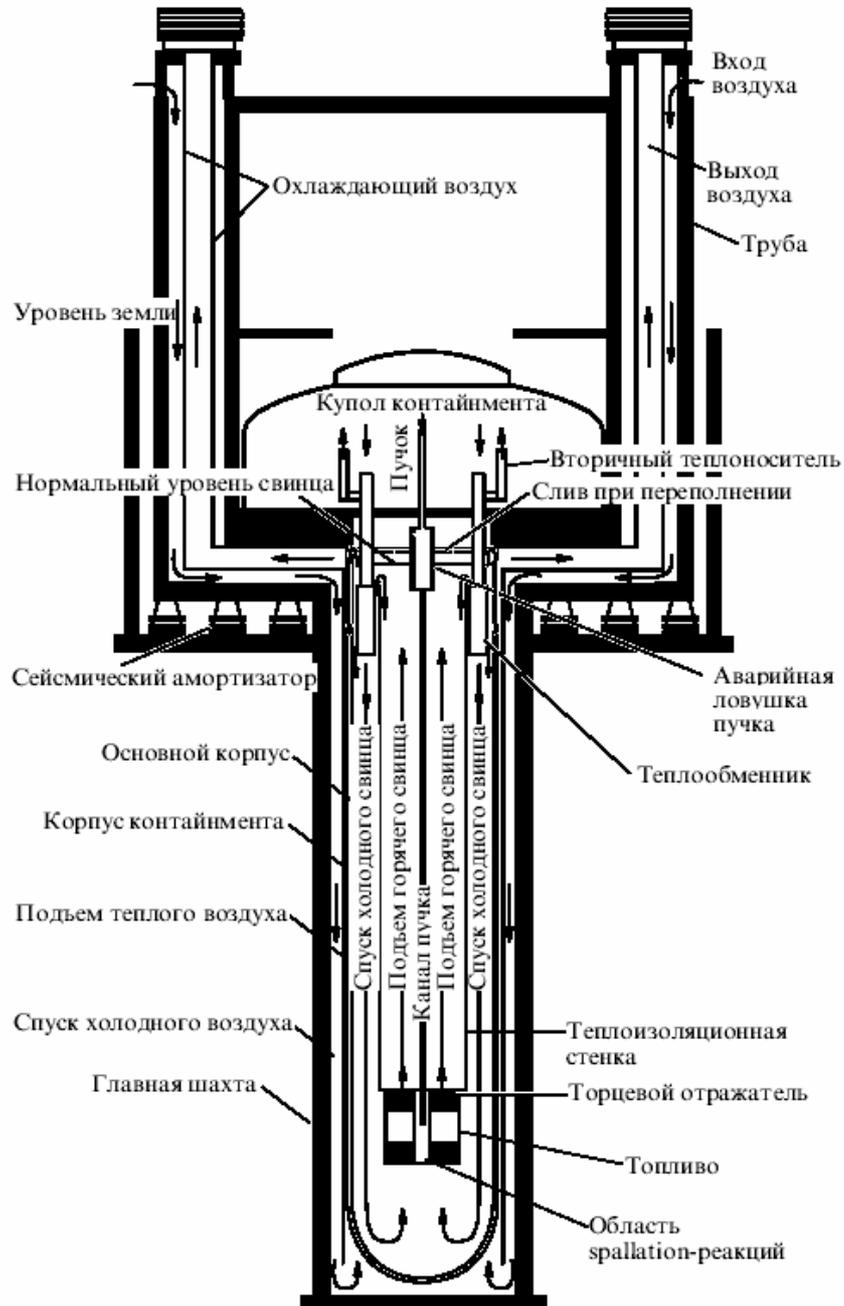


Рис.5.4.1. [117]. Принципиальная схема стандартного блока электроядерной установки с тепловой мощностью 1500 МВт, высотой корпуса ~ 25 м, диаметром ~ 6 м. Пучок протонов вводится вертикально по вакуумной трубке для производства spallation-нейтронов на уровне активной зоны.

Другие типы специализированных электроядерных установок обсуждаются в работах [113 - 117]. Однако рассмотренные там проекты довольно громоздки и их проблематично использовать в сочетании с литиевым blanketом.

5.5. НЕЙТРОННЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

Для нейтронных исследований широко применяют нейтронные генераторы (основанные на экзотермичных реакциях $D(d,n)^3\text{He}$ (a) и $T(d,n)^4\text{He}$ (b) с энерговыделением $Q = 3.27$ и 17.6 МэВ, соответственно). Реакция $D(d,n)^3\text{He}$ используется для генерации нейтронов с энергией (2÷10) МэВ, а $T(d,n)^4\text{He}$ – для получения нейтронов с энергией (12÷20) МэВ (см., например, [62, 228]). Для данных реакций энергия нейтрона сильно зависит от угла вылета (см. рис.5.5.1) [229]. Выход реакций в зависимости от энергии налетающей частицы дан на рис.5.5.2 [229, 230]. Ясно, что спектр нейтронов в угол 4π определяется энергией налетающей частицы. Для фиксированной энергии налетающей частицы спектр нейтронов находится интегрированием дифференциальных сечений в телесном угле 4π . На основе данных работы [231] по представленным дифференциальным сечениям были получены спектры реакций $D(d,n)^3\text{He}$ и $T(d,n)^4\text{He}$ для фиксированных энергий дейтронов: 0.02, 0.1, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0, 7.0, 8.0, 9.0 и 10 МэВ. (рис.5.5.1 ÷5.5.6).

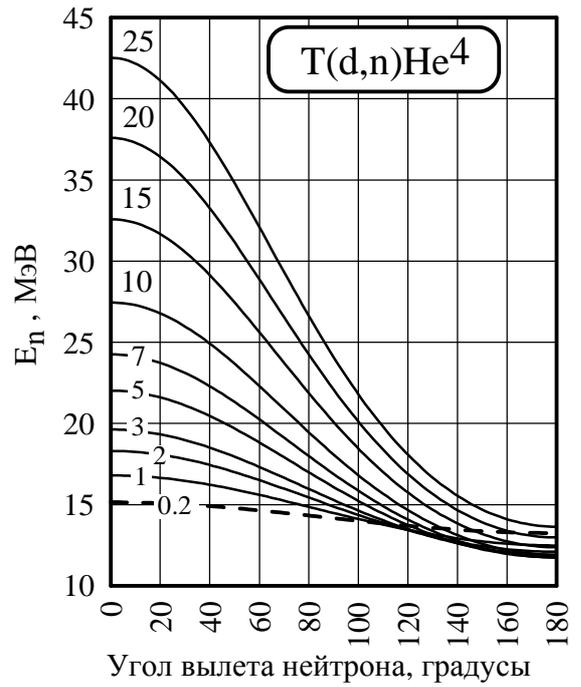
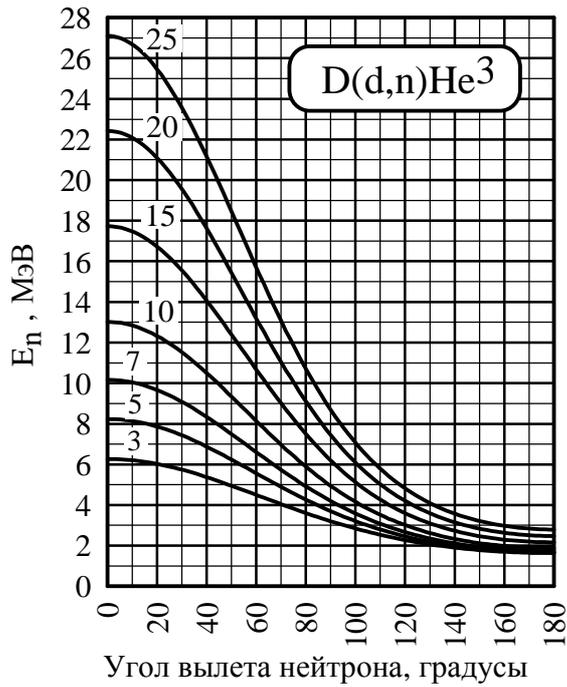


Рис.5.5.1. Зависимость энергии нейтрона от угла вылета для дейтронов разной энергии в реакциях $D(d,n)^3\text{He}$ и $T(d,n)^4\text{He}$. Энергия дейтрона [МэВ] указана для каждой кривой.

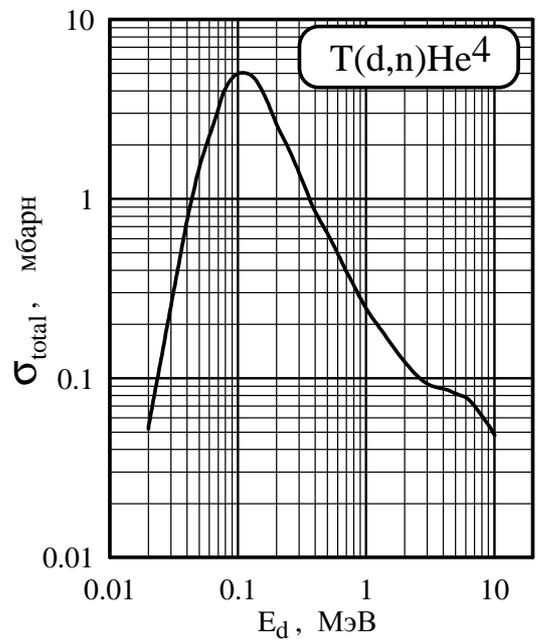
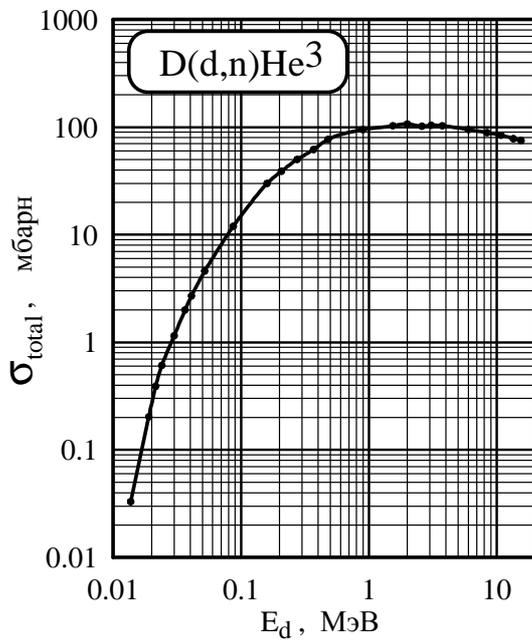


Рис.5.5.2. Зависимость полного сечения реакций $D(d,n)^3\text{He}$ и $T(d,n)^4\text{He}$ от энергии дейтронов.

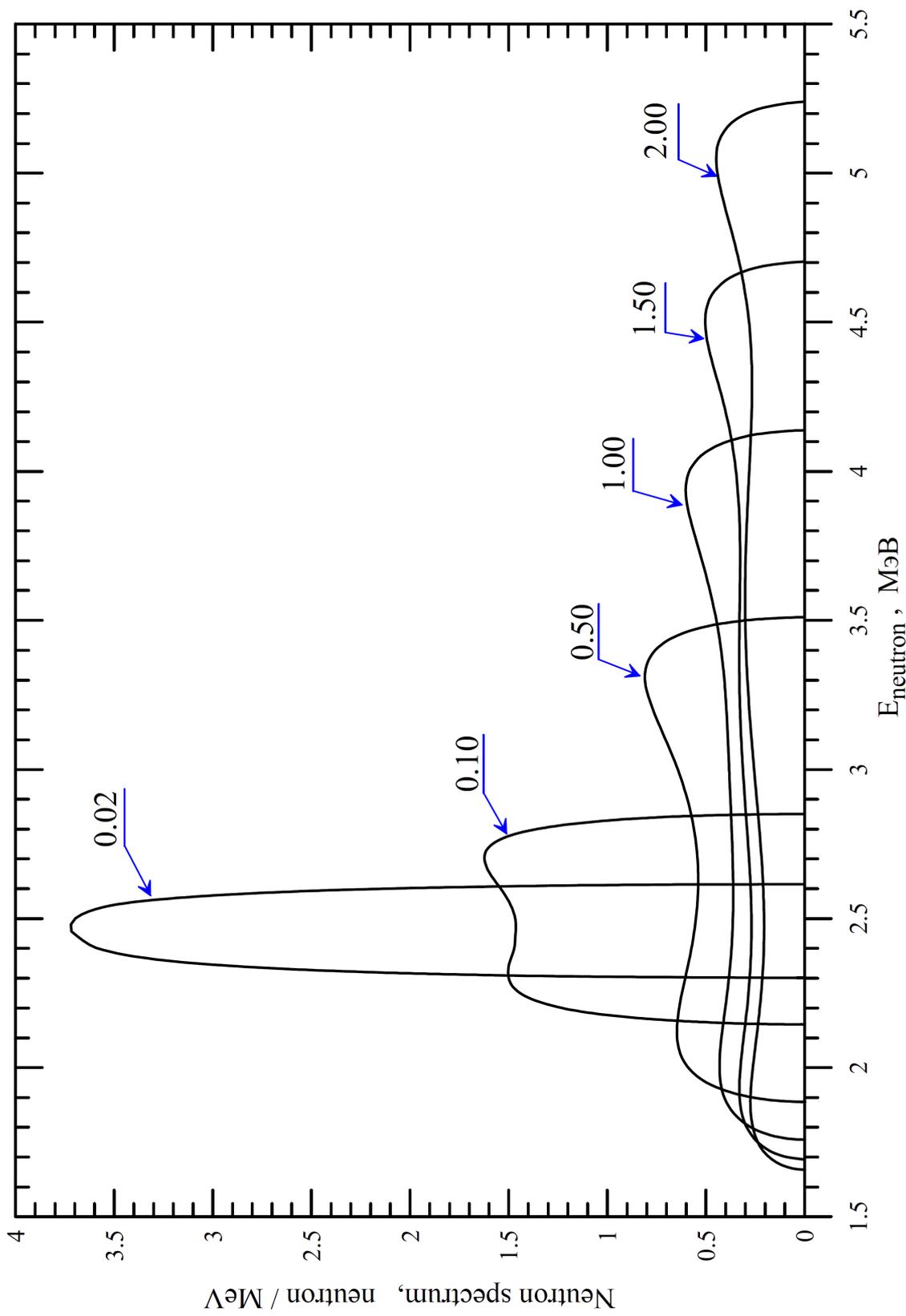


Рис.5.5.3. Спектры нейтронов реакции $D(d,n)^3\text{He}$ для дейтронов с энергиями 0.02, 0.1, 0.5, 1.0, 1.5 и 2.0 МэВ (энергия дейтронов отмечена на кривых). Спектры нормированы на один нейтрон.

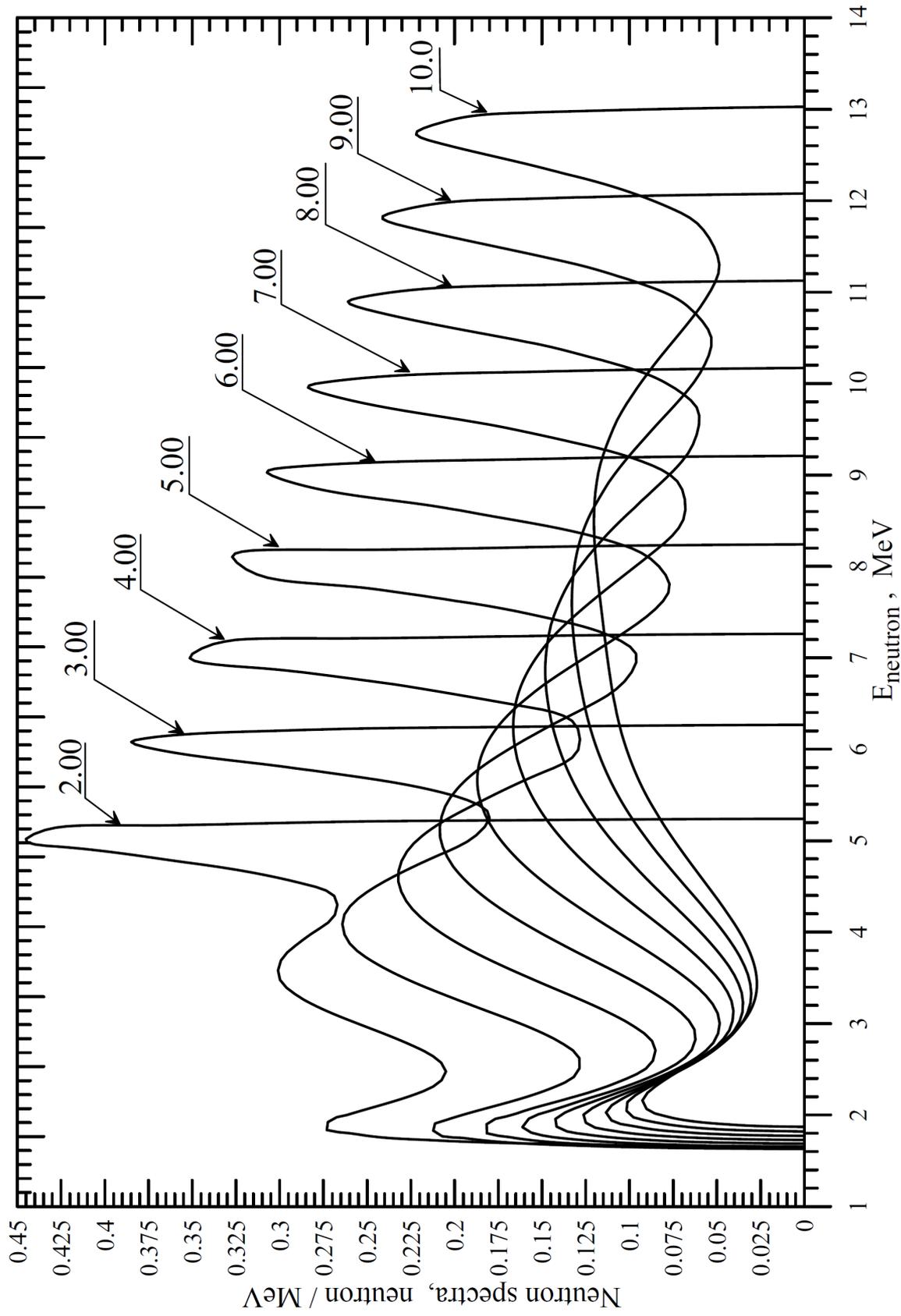


Рис.5.5.4. Спектры нейтронов реакции $D(d,n)^3\text{He}$ для дейтронов с энергиями 2.0, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0, 7.0, 8.0, 9.0 и 10 МэВ (энергия дейтронов отмечена на кривых). Спектры нормированы на один нейтрон.

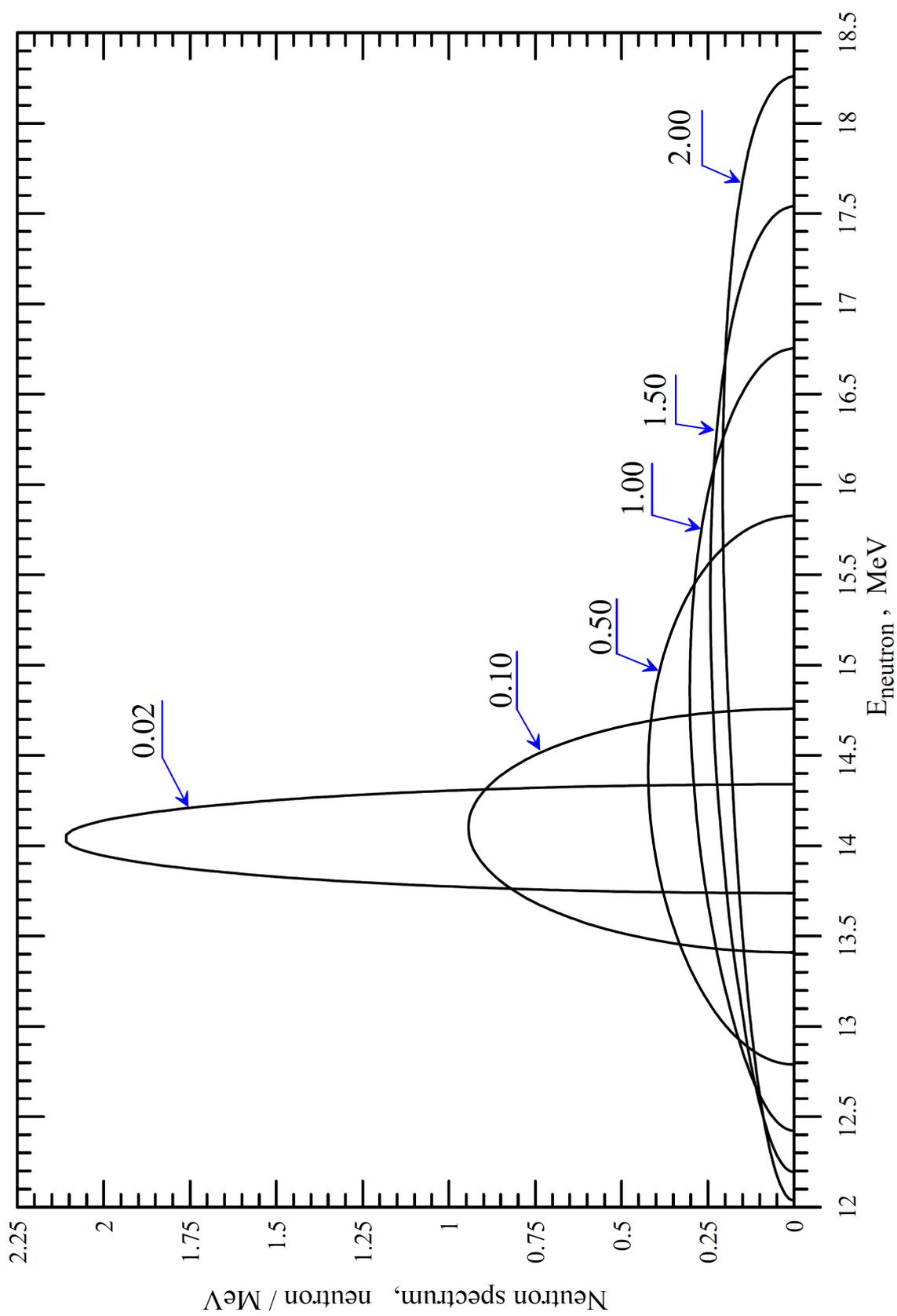


Рис.5.5.5. Спектры нейтронов реакции $T(d,n)^4\text{He}$ для дейтронов с энергиями 0.02, 0.1, 0.5, 1.0, 1.5 и 2.0 МэВ (энергия дейтронов отмечена на кривых). Спектры нормированы на один нейтрон.

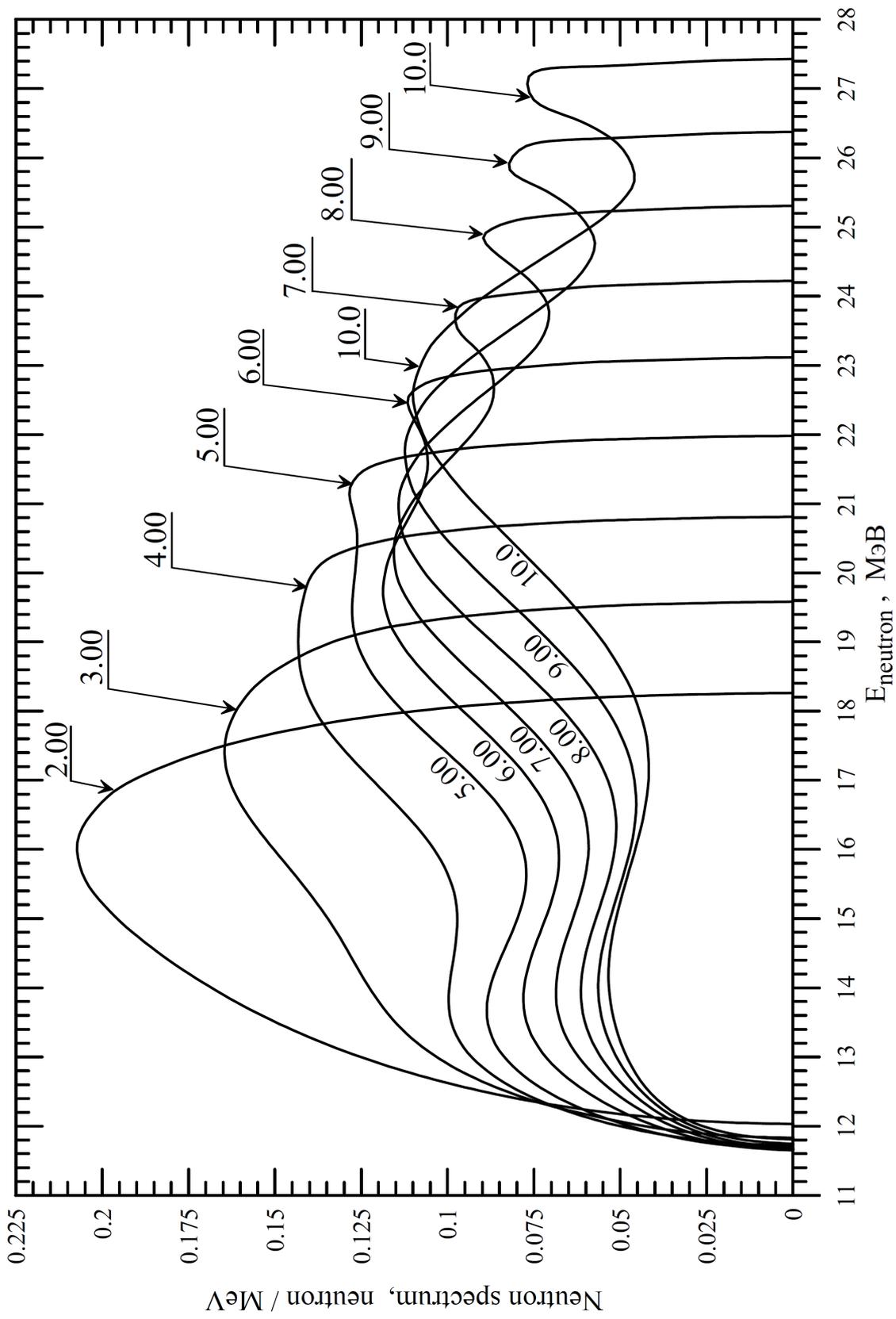


Рис.5.5.6. Спектры нейтронов реакции $T(d,n)^4He$ для дейтронов с энергиями 2.0, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0, 7.0, 8.0, 9.0 и 10 МэВ (энергия дейтронов отмечена на кривых). Спектры нормированы на один нейтрон.

Реакции $D(d,n)^3\text{He}$ и $T(d,n)^4\text{He}$ используются как источники моно-энергетических нейтронов (при регистрации нейтронов под выбранными углами). Однако моноэнергетичность данных реакций нарушается при развале дейтронов (пороговая реакция), дающего сплошной спектр. Для реакции $(D + d)$ порог развала дейтрона (т.е., возникает канал $D(d,pn)D$) достигается при энергии $E_d = 4.45$ МэВ, а при энергии $E_d = 8.9$ МэВ возможен развал двух дейтронов – $D(d,pn)pn$.

В реакции $T(d,n)^4\text{He}$ порог дейтрона развала $[T(d,pn)T]$ достигается при $E_d = 3.71$ МэВ, а при достижении энергии $E_d = 4.99$ МэВ возникает канал реакции $T(d,2n)^3\text{He}$, который также является источником сплошного спектра.

Рис.5.5.7 и 5.5.8 иллюстрируют соотношение сечений каналов (под углом $\theta = 0^\circ$) с моноэнергетическими нейтронами и каналов с нейтронами сплошного спектра.

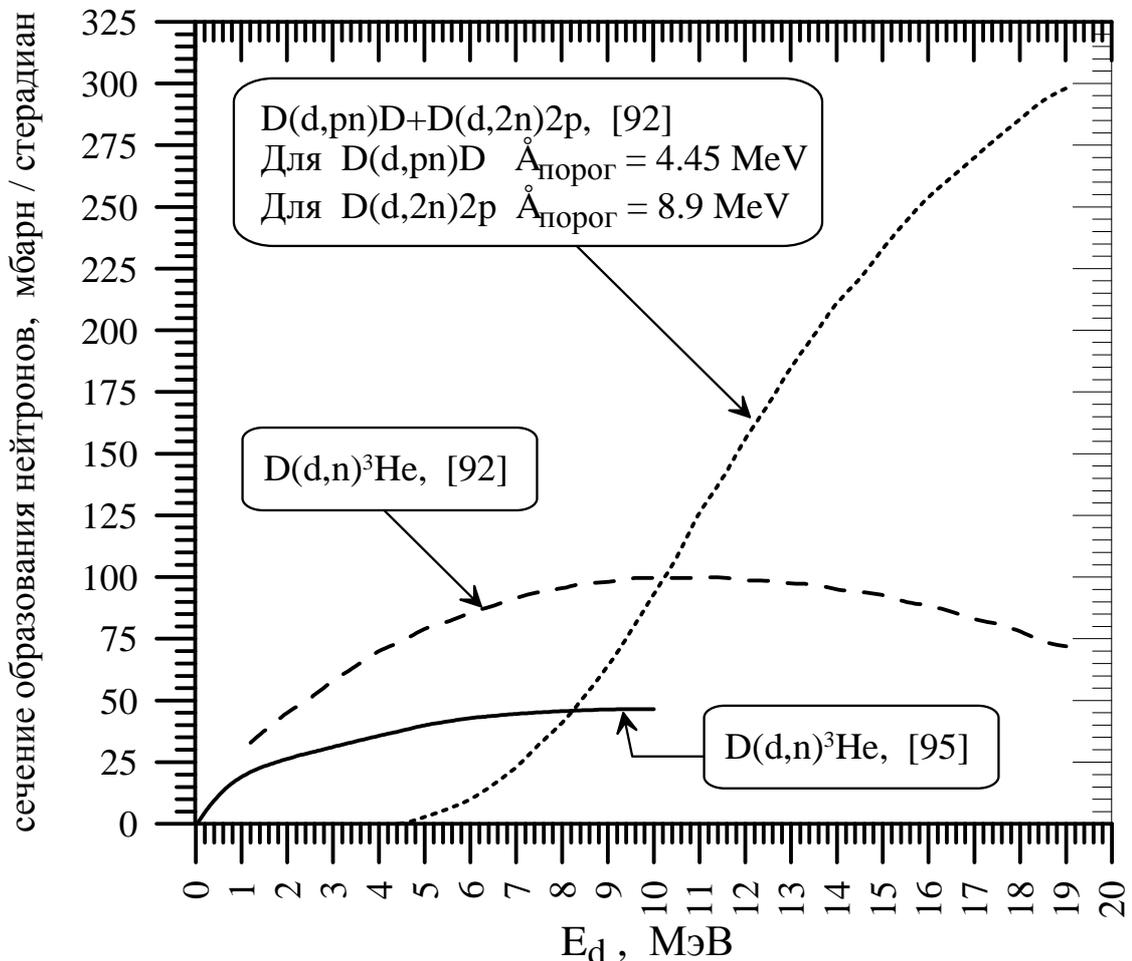


Рис.5.5.7. Сечение реакции $(D+d)$ в канале $D(d,n)^3\text{He}$, дающем моноэнергетические нейтроны, и в сумме каналов $[D(d,pn)D + D(d,pn)pn]$, обеспечивающих нейтроны со сплошным спектром. Сечения даны для угла $\theta = 0^\circ$.

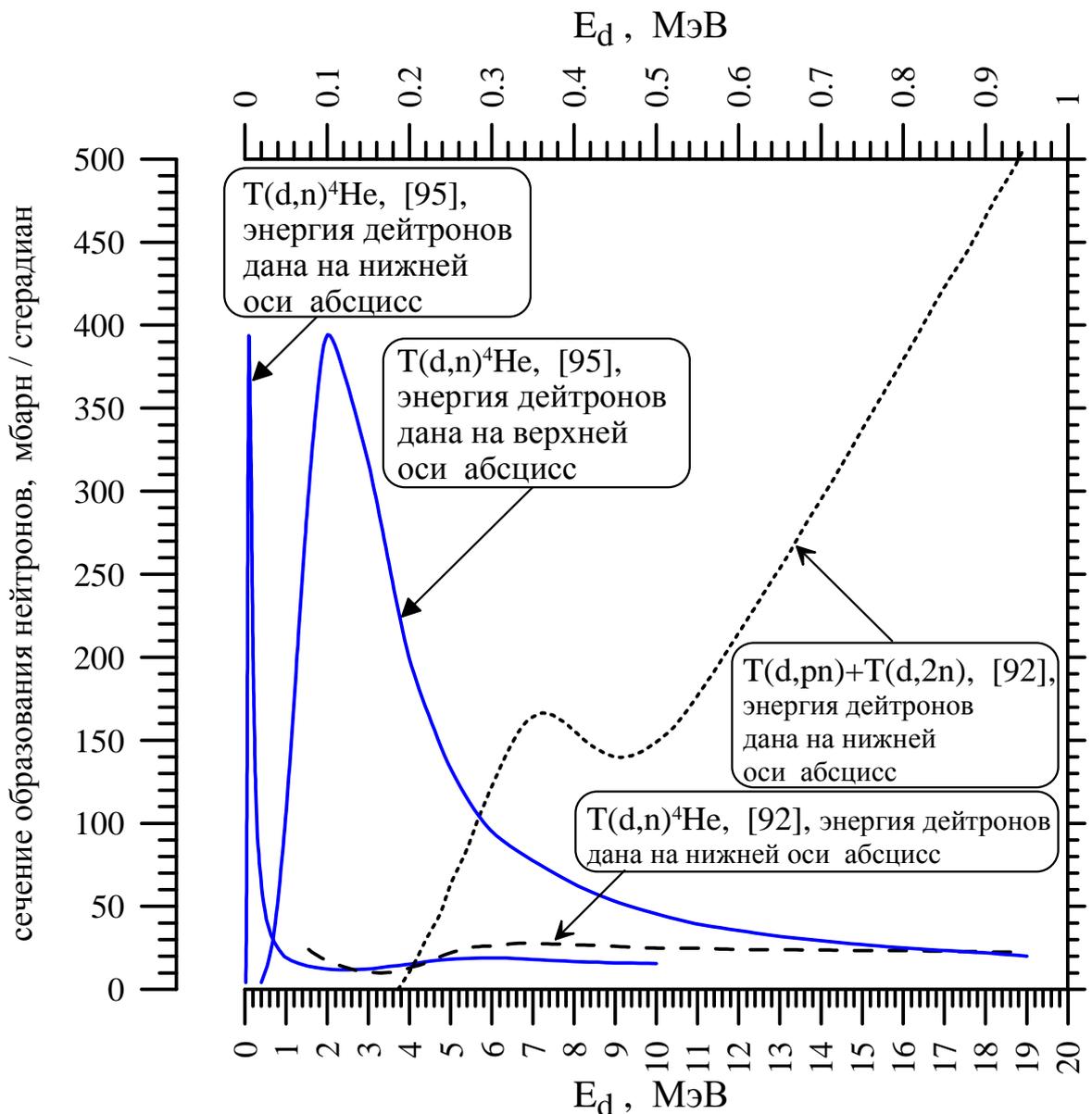


Рис.5.5.8. Сечение реакции $(T+d)$ в канале $T(d,n)^4\text{He}$, дающем моноэнергетические нейтроны, и в сумме каналов $[T(d,pn)T + T(d,2n)^3\text{He}]$, обеспечивающих нейтроны со сплошным спектром. Сечения даны для угла $\theta = 0^\circ$.

На рис.5.5.9 для реакции $(T+d)$ проиллюстрированы сплошные спектры нейтронов под углом $\theta = 0^\circ$ в каналах $T(d,pn)T$ и $T(d,2n)^3\text{He}$ при энергиях дейтронов $E_d = 4.8, 5.86, 6.84$ и 7.83 МэВ [232]. Стрелки указывают расчетные границы максимальных значений сплошного спектра при данной энергии дейтронов в указанных каналах. Некоторая коррекция формы сплошного спектра обусловлена возбужденными состояниями альфа-частиц [228]. В работе [232] отмечается, что при энергии дейтронов более чем 10.44 МэВ может идти реакция

$T(d,nd)D$, дающая нейтроны сплошного спектра с максимальной энергией 1.99 МэВ. Однако авторы [231, 232] экспериментально не обнаружили проявления данного канала.

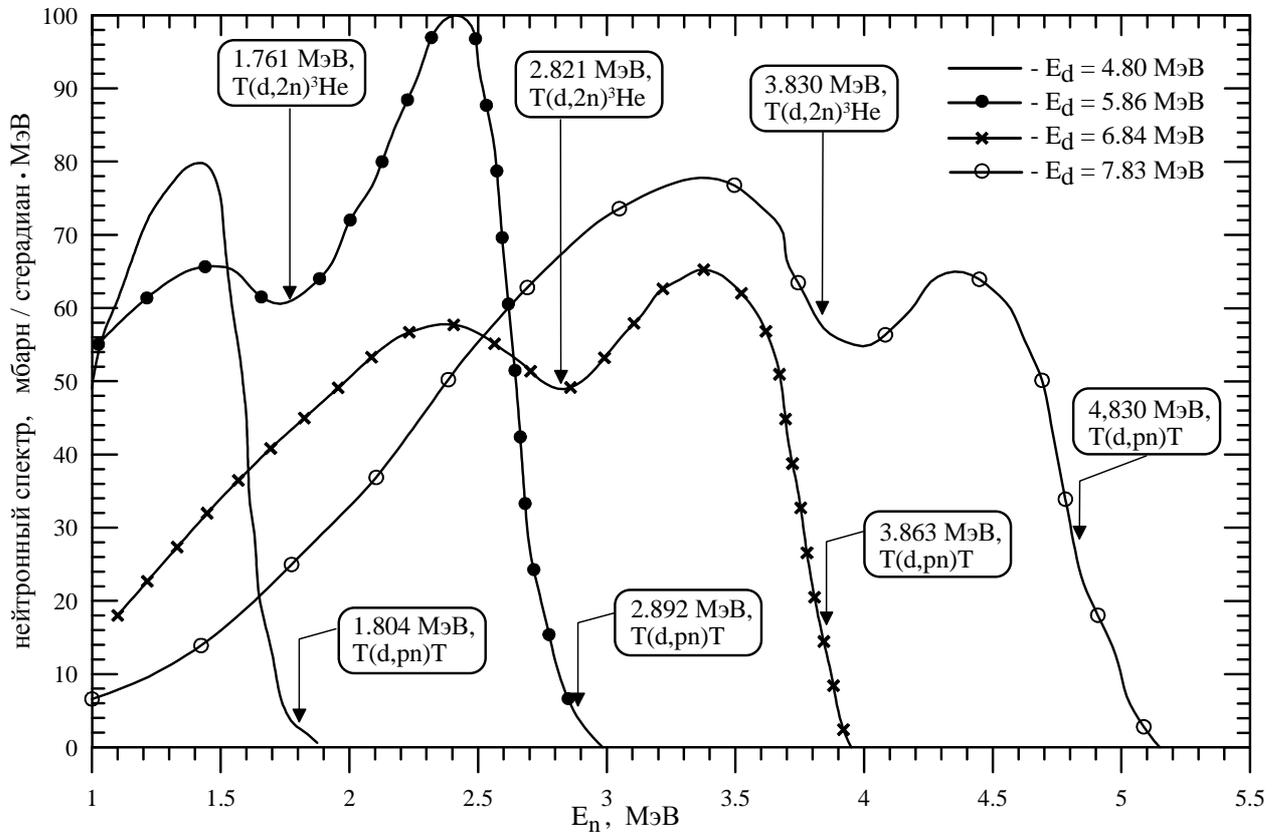


Рис.5.5.9. Сплошные спектры нейтронов реакции $(T+d)$ под углом $\theta = 0^\circ$ в каналах $T(d,pn)T$ и $T(d,2n)^3He$ при энергиях дейтронов $E_d = 4.8, 5.86, 6.84$ и 7.83 МэВ. Стрелками указаны расчетные границы максимальных значений сплошного спектра при данной энергии дейтронов.

Укажем некоторые возможности нейтронных генераторов на примере интенсивного генератора **НГ-150**, функционирующего во ВНИИЭФ [186]. При максимальном ускоряющем напряжении в 150 кэВ выход dd -нейтронов в реакции “а” и dt -нейтронов в реакции “b” составляет $2 \cdot 10^{11}$ и $2 \cdot 10^9$ нейтр./с, соответственно. Подчеркнем, что конструкционно в генераторе обеспечено вращение мишени и ее водяное охлаждение для обеспечения теплосъема. Генератор может работать в данном режиме (с максимальным нейтронным выходом) в течение 8 часов. Радиационная защита обеспечивается слоем бетона толщиной 3 м. Генераторы серии **НГ** используются для нейтронных исследований в ряде центров, например в Радиевом институте им. В.Г. Хлопина (генераторы **НГ-150**, **НГ-400**), ИПТМ РАН (**НГ-150**) и др.

Нейтронный генератор **FNG** [233], используемый в лаборатории Фраскатти (Италия) работает на основе реакции $t(d,n)^4\text{He}$. Выход нейтронов с энергией 14 МэВ составляет $1 \cdot 10^{11}$ нейтр./с при характерном времени жизни мишени (Tritiated target neutron output half-life time) – 14 ч.

Мишень для вышеуказанных реакций готовится путем адсорбции изотопов водорода на поверхность металла (титан, цирконий). Концентрацию дейтерия или трития доводят до полутора атомов дейтерия или трития на атом титана или циркония.

На основе вышеуказанных реакций в лаборатории LBNL в Беркли (США) разработаны нейтронные генераторы, характеризующиеся значительно большим временем работы. Новизна заключается в том, что реализована схема восполнения водородных изотопов в мишени при работе генератора (т.к. при обеднении концентрации водородных изотопов необходима замена мишени). В генераторах LBL изотопы водорода в мишени восполняются ионами плазмы источника. Так, согласно патенту доктора Ka-Ngo Leung [234], генератор может работать на ионах дейтерия или трития и характеризуется следующими параметрами: выход нейтронов с энергией 2.4 МэВ в d-d реакции равен $1.2 \cdot 10^{12}$, а для d-t реакции нейтронный выход при энергии 14 МэВ составит $3.5 \cdot 10^{14}$ нейтр./с. Устройство очень компактно по размерам: 26 см в диаметре и 28 см в длину. Заявлено, что разработано аналогичное устройство с большей мощностью: в d-d реакции нейтронный выход равен $1 \cdot 10^{13}$, а для d-t реакции значение потока возрастает до $1 \cdot 10^{15}$ нейтр./с при небольших размерах (48 см в диаметре и 35 см в длину).

Нейтронные генераторы уступают крупным источникам нейтронов по нейтронному выходу (см. приложение к главе 5 - табл.5.1.1, 5.2.1., 5.3.1). Однако малые размеры и многократно более низкая стоимость установки являются несомненным плюсом для экспериментальной работы.

5.6. НЕЙТРОННЫЕ ИСТОЧНИКИ ВЗРЫВНОГО ТИПА

Мощные нейтронные потоки образуются в ядерных и термоядерных взрывах. Образующиеся осколки деления порождают потоки антинейтрино со спектром, форма которого определяется тем же, как и для реакторов [1], методом суммирования $\tilde{\nu}_e$ -спектров отдельных ядер-продуктов деления с весами зависящими от выходов этих ядер и

вероятностей их распада. В расчеты, кроме того, входят потоки и спектры нейтронов, а также относительные концентрации делящихся изотопов.

С началом ядерных испытаний для ученых появились новые возможности. Это привлекало американских и советских физиков в плане проведения нейтринного эксперимента с использованием ядерного взрыва. Вот как об этом написано в книге А.А. Борового и С.Х. Хакимова [1].

«Вначале Райнес и Коэн планировали использовать для обнаружения нейтрино ядерный взрыв. Регистрирующая аппаратура в момент взрыва должна была находиться в состоянии свободного падения внутри шахты, что спасло бы её от разрушения взрывной волной, распространяющейся в грунте. Работы по созданию шахты были уже начаты, когда физикам пришла идея постановки опыта на ядерном реакторе. »

Идея была поддержана Ферми и в письме Райнесу он написал: «... этот новый метод существенно проще и имеет больше преимуществ в том, что измерения могут проводиться многократно. Мне было бы очень интересно взглянуть, как будет работать Ваш сцинтилляционный счетчик объемом 10 кубических футов, но вроде нет причин, почему бы ему не заработать. Удачи Вам" (8 октября 1952г.)».

Таким образом, эксперименты на больших ядерных взрывах не пошли дальше обсуждений и планов, и основной причиной стали – однократность события, с одной стороны, и разрушительная ударная волна, с другой. Предотвратить разрушение детектора возможно только существенно удалив его от эпицентра, что на порядки уменьшает счет полезных событий, а ведь каждый метр удаления – это потеря нескольких порядков в потоке и при этом теряются почти все преимущества изначально большого потока. Нейтронные потоки ядерных и термоядерных взрывов использовались традиционно в экспериментах по измерению нейтронных сечений и для получения далёких трансурановых элементов [235]. Продолжение ядерных испытаний даже в исследовательских целях в наше время уже невозможно, так что нужно искать другие варианты сверхмощных источников нейтронов.

Использование ядерных зарядов меньшей (минимальной) мощности теоретически возможно и это позволяют имеющиеся взрывные камеры [236]. При этом можно было бы достигнуть интегрального потока $\sim 10^{21}$ нейтронов. Однако эти эксперименты опять будут одноразовыми из-за сильного заражения взрывной камеры радиоактивными продуктами и очевидно дорогостоящими. Таким образом, создание сверхинтенсивных нейтронных

источников, использующих реакцию деления и отвечающих необходимым экологическим требованиям, является проблематичным.

Другой путь создания мощных нейтронных источников основан на использовании реакций с дейтерием и тритием, как это, например, реализовано в нейтронных генераторах. Здесь возможны два варианта запуска указанных реакций – путем использования пучка дейтронов, как в нейтронном генераторе, либо – путем имплозии (обжатия) D-T-мишени [237]. В таком устройстве возможно получить чисто литиевый спектр антинейтрино, свободный от суммарного $\tilde{\nu}_e$ -спектра осколков деления (наведенная активность от захватов нейтронов на конструкционных материалах даст незначительный вклад в итоговый $\tilde{\nu}_e$ -спектр). Как всегда возникает проблема D-T-мишени. Над этой проблемой уже полвека идет сосредоточенная работа, так что мы здесь останавливаться на этом не будем. Отметим только, что при детонации D-T содержащей смеси на одну реакцию выделяется энергия 17.6 МэВ, что в 11.5 раза меньше, чем при делении ^{235}U тепловыми нейтронами. С учетом размножения жестких нейтронов (как минимум в 2 раза), например благодаря бериллиевому отражателю, энергия, выделяемая в мишени на один нейтрон, попадающий в литиевый бланкет, будет существенно меньше, чем в реакции деления. То есть термонагрузка на мишенный блок существенно уменьшится в расчете на один выходящий нейтрон.

Таким образом, наиболее перспективными из нейтронных супер-источников для ядерных исследований будущего, реально реализуемых в обозримом времени, могут являться источники, реализующие D-T детонацию, тем более, что для этого не требуется минимальной критмассы.

5.7. ЛАЗЕРНЫЕ ИСТОЧНИКИ

Необходимо отметить, что в разработках, ориентированных на создание мощного источника нейтронов, существует перспективное направление связанное с использованием интенсивных лазеров [238, 239], суть которого заключается в импульсном “поджоге” дейтерий-тритиевых мишеней. При температуре ~ 10 кэВ может быть получен выход нейтронов порядка $10^{16} \div 10^{17}$ для импульса с энергией $>10^5$ Дж. Однако на этом пути не

решен ряд проблем (в т.ч., теплосъем со стенок конструкции при мгновенном разогреве, охлаждение замедлителя и др.).

5.8. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛОВУШЕК БОЛЬШИХ УСКОРИТЕЛЕЙ КАК ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ЛИТИЕВОГО БЛАНКЕТА

Использование ловушек больших ускорителей для получения гигантских импульсов тепловых нейтронов [118] порядка $10^{18} \div 10^{19}$ нейтронов за импульс длительностью 150÷200 миллисекунд, позволяет с помощью литийсодержащего $(n-\bar{\nu}_e)$ - бланкета генерировать интенсивные потоки жестких антинейтрино для научных исследований. Такие гигантские импульсы нейтронов получаются в больших ускорительно-накопительных комплексах, например, **LHC** (большой адронный коллайдер) [240], который создаётся в CERN`е как совокупность двух накопительных колец и системы ускорителей-инжекторов, создающих встречные циркулирующие пучки протонов или других заряженных частиц (ядер) с энергией до 7 ТэВ. Время жизни светимости пучка около 10 часов, поэтому всю накопленную интенсивность пучка (проектное значение $\sim 3 \cdot 10^{14}$ протонов [240]) предполагается сбрасывать в ловушки и процесс ускорения и накопления начинать снова.

Ловушка представляет собой графитовый цилиндр диаметром 1 метр и длиной около 10-15 метров, помещенный под землей и окружённый радиационной защитой из стали и бетона. Если вначале разместить тяжелую мишень толщиной в 2-3 длины пробега протонов (для вольфрама это около 60 см), тогда большинство протонов испытает ядерные взаимодействия, которые завершатся испарением нейтронов возбуждёнными ядрами. Зависимость выхода нейтронов от энергии падающих протонов показана на рис.5.3.1 по различным расчетным и экспериментальным данным. С ростом энергии протонов E_p в области $E_p \sim (400 \div 500)$ МэВ начинается рождение π^0 -мезонов распад которых генерирует электронно-фотонные ливни, что приводит к вторичным ионизационным потерям энергии протонов и существенно снижает выход нейтронов. Наиболее эффективная область энергий протонов лежит в окрестности 1.2 ГэВ [118]. В расчетной кривой удельного выхода нейтронов (число испускаемых нейтронов на протон и единицу его энергии [118].), представленной на рис.5.8.1 [118], появляется широкий максимум, который для тяжёлых протяжённых мишеней (свинец, вольфрам) составляет ≈ 24 нейтр./протон ГэВ. Для углового распределения нейтронов получается, что около 90% - изотропные нейтроны с

энергией $2\div 3$ МэВ, а для остальных нейтронов распределения вытянуты вперед, а энергия может достигать почти $E_n \approx 7$ ТэВ (с учетом вычета энергии связи $7\div 9$ МэВ). Длительность импульса нейтронов составит примерно 70 микросекунд – время оборота протонов в кольце.

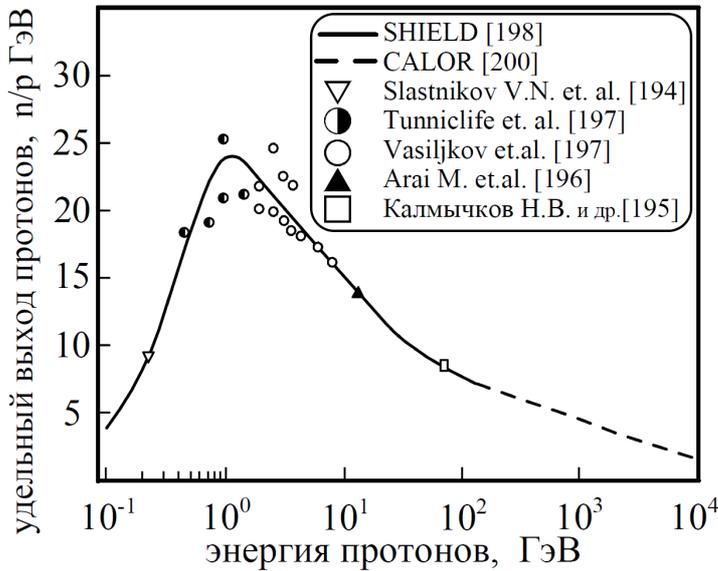


Рис.5.8.1. Удельный выход нейтронов для тяжёлых протяжённых мишеней (свинец, вольфрам) в зависимости от энергии протонов.

Эксперименты проведены для протонов с энергией от 0.25 до 70 ГэВ. Обе эти крайние точки, представленные на рис.5.8.1 по выходам нейтронов получены экспериментальными группами ИЯИ РАН: 0.25 ГэВ – на медицинском канале протонного синхротрона ИТЭФ [194] и 70 ГэВ – на серпуховском ускорителе [195]. Ранние эксперименты для энергий в районе $E_p \sim 1$ ГэВ представлены в работе [197], а данные при $E_p \approx 12$ ГэВ – в работе [196].

Большое число накопленных в кольцах **ЛHC** протонов $\sim 3 \cdot 10^{14}$ и их высокая энергия позволяют генерировать гигантские импульсы нейтронов. И хотя удельный выход при сверхвысоких энергиях $E_p \approx 7$ ТэВ уже сравнительно мал – около 2.5 нейтр./(протон · ГэВ), полный выход для протяженной вольфрамовой мишени достигает $\sim 2 \cdot 10^4$ нейтр./протон. Анализ показывает, что для электроядерного бридинга оптимальная энергия протонов составляет $E_p \approx 1.2$ ГэВ. Однако с точки зрения работоспособности ускорителя более эффективной может быть энергия $E_p \approx 10$ ГэВ.

Основное ограничение это нагрев мишени за импульс. Для снижения тепловой нагрузки пучок протонов размазывается по лицевой поверхности графита двумя ортогональными магнитами, питаемыми током в 14 кГц. Синхронизация обоих магнитов позволит получить кольцевой пучок внутри графита, раздутый за счет многократного

рассеяния. Если ввести этот пучок в кольцевую вольфрамовую мишень с внутренним водородосодержащим замедлителем, то можно получить источник с импульсным потоком тепловых нейтронов в полости замедлителя плотностью $\sim 10^{19}$ нейтр./ $(\text{см}^2\text{сек})$ и длительностью ~ 250 мксек.

Таким образом, в концептуальном проекте **ЛНС** [118] появляется возможность генерации мощных импульсов тепловых нейтронов. Дополнительные возможности появляются с созданием мишени с системой замедлителей и экспериментальных каналов.

Рассматриваемый источник нейтронов позволит использовать практически всю интенсивность суперускорителя для нейтронных экспериментов, не мешая другим программам, т.е. существенно расширит экспериментальные возможности ускорительного комплекса.

Оценим нейтринный поток в экспериментах с использованием ловушек больших ускорителей и литиевого blankets [116, 118]. Для того, чтобы определить общий \tilde{V}_e -поток оценим сначала число литиевых антинейтрино, образующихся на один нейтрон источника. В литиевом нейтронном blankets образуется изотоп ${}^8\text{Li}$ при активации ${}^7\text{Li}(n,\gamma){}^8\text{Li}$. Число литиевых антинейтрино \tilde{V}_e , образующихся при β^- -распаде ${}^8\text{Li}$ определяется отношением сечения $\sigma_{n\gamma}$ для ${}^7\text{Li}$ к сечениям конкурирующих процессов. При использовании смеси изотопов ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ в качестве вещества blankets и замедлении нейтронов до тепловой энергии вероятность (n,γ) -канала на ${}^7\text{Li}$ 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 ${}^6\text{Li}$ 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 ${}^7\text{Li}$ различаются до полутора раз, однако, отечественная оценка (Бондаренко И.М., ФЭИ, г.Обнинск) и JENDL-2 практически совпадают: $\sigma_t = 1.09434$ бн, $\sigma_{el} = 1.04894$ бн, $\sigma_{n\gamma} = 45.4$ мбн (по данным JENDL-2). Для оценки вероятности (n,γ) -канала на ${}^7\text{Li}$ необходимо учесть макросечения всех изотопов вещества blankets и, в особенности, чистоту изотопного состава лития.

Исключительно внимание уделялось исследованию плотности распределения тепловых нейтронов для каждой конкретной геометрии установки, поскольку диффузионные нейтроны определяют половину и более поглощений. Под эффективностью blankets k понимается число литиевых антинейтрино (при распаде ${}^8\text{Li}$), нормированное на один нейтрон, испускаемый из активной зоны (или источника нейтронов). В проведенных

расчетах получено [15, 105, 106], что при практически реальной чистоте лития $P_7 = 99.99\%$ (по изотопу ${}^7\text{Li}$) эффективность blankets при толщине литиевого слоя $L_C = 1.5 \div 1.7$ м составляет $k \cong 0.055 \div 0.083$ при наличии в конструкции blankets 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 blankets до $k \cong 0.11$ возможно при замене лития на тяжеловодный раствор *LiOD* (при концентрации лития в растворе равной 9.46%) при одновременном уменьшении толщины слоя blankets до $L_C \cong 1.0$ м, что позволяет снизить необходимую массу высокочистого лития ($P_7 = 99.99\%$) на два порядка [108, 109]. Потребуется примерно 34 кг ${}^7\text{Li}$, что более, чем в сто раз меньше в сравнении с blanketом, состоящим из одного лития. В дальнейшем только за счет увеличения массы лития без увеличения чистоты по изотопу ${}^7\text{Li}$ можно достичь эффективности blankets в 20÷30%.

Переход от вышеуказанных статических схем с неуправляемым спектром (режимов) работы литиевого blankets к схеме с управляемым спектром, когда литийсодержащий материал blankets прокачивается в непрерывном замкнутом цикле от зоны с высоким нейтронным потоком к удаленному \tilde{V}_e -детектору, обеспечит (за счет геометрического фактора $\sim 1/R^2$) большие \tilde{V}_e -потоки вблизи детектора. Так же эффективной может быть прокачка литийсодержащего замедлителя - blankets через центральный, либо другие каналы нейтронно-размножающей мишени или активной зоны.

Таким образом, при выходе $6 \cdot 10^{18}$ нейтронов за импульс в ловушке больших ускорителей и эффективности blankets в 20÷30%, можно достичь потоков антинейтрино порядка $(1 \div 2) \cdot 10^{18} \tilde{V}_e$ за импульс. Возможная концептуальная схема создания нейтринной фабрики с использованием ловушки больших ускорителей представлена на рис.5.8.2.

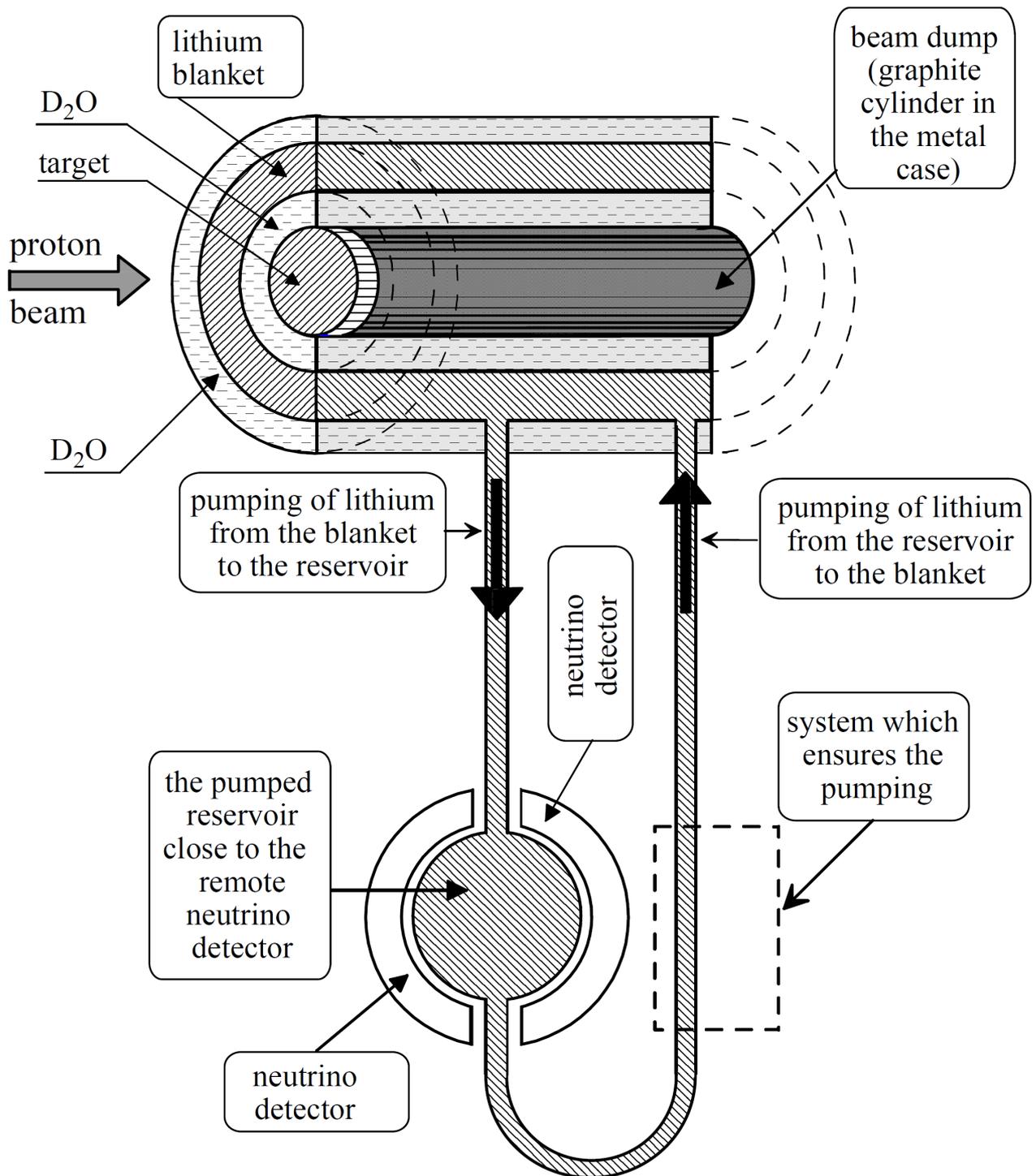


Рис.5.8.2. Схема нейтринной фабрики с использованием ловушки больших ускорителей (изотоп ${}^7\text{Li}$ при (n,γ) -активации от нейтронов графитовой ловушки прокачивается к удаленному нейтринному детектору). Пучок протонов ускорителя сбрасывается на тяжелую нейтронопроизводящую мишень (например, вольфрам) вблизи графитовой ловушки. Ловушка помещена в металлический корпус и охлаждается тяжелой водой (являющейся замедлителем нейтронов и первым контуром охлаждения). Вторым контуром охлаждения является литий (или литийсодержащий раствор) в режиме прокачки (работа blankets в режиме управления спектром).

При облучении литийсодержащего вещества blankets нейтронами образуется радиоактивный тритий, очистку от которого необходимо предусмотреть в специальном контуре. Тритий образуется в реакциях нейтронов с литием – ${}^6\text{Li} (n, \alpha) \text{T}$ и ${}^7\text{Li} (n, n'\alpha) \text{T}$, 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.

Отметим, что за счет выгорания в blankets изотопа ${}^6\text{Li}$, происходит самоочистка (очень медленная) вещества blankets и увеличение параметра P_7 , характеризующего чистоту по изотопу ${}^7\text{Li}$.

Приложение к главе 5. Таблица 5.1.1

Ядерные реакторы с непрерывным потоком *

| Реактор | Место нахождения | Исследовательский центр | Мощность, МВт | Тепловые нейтроны, поток $\times 10^{14}$, нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ | Быстрые нейтроны, поток $\times 10^{14}$, нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ | Замедлитель | Охладитель | Отражатель | Объем принудительной прокачки охладителя | Линейная скорость прокачки охладителя, м/с | Примечание (дата постройки означает выход на запланированную мощность) |
|---------|---------------------|-------------------------|---------------|--|---|-------------|-------------|-------------------------|--|--|---|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 |
| ПИК | Гатчина (Россия) | ПИЯФ РАН | 100 | 40 | 8 | легкая вода | легкая вода | D ₂ O | 2400 м ³ /ч | 13 | Строится (статус) |
| ВВР-М | Гатчина (Россия) | ПИЯФ РАН | 18 | 4 | 1.5 | легкая вода | легкая вода | Be | 1650 м ³ /ч | 4 | Построен в 1959 г. |
| ИР-8 | Москва (Россия) | ИАЭ им. И.В.Курчатова | 80 | 2.5 | 0.58 | легкая вода | легкая вода | Be | Есть прокачка | 2.6 | Построен в 1981 г. Выведен из режима в 1992 г. и после модернизации запущен в 1996 г. |
| ИВВ-2М | г.Заречный (Россия) | филиал НИКИЭТ | 15 | 5 | 1.5 | легкая вода | легкая вода | Be, C, H ₂ O | Есть прокачка | 3.8 | Построен в 1966 г. |

* Для потоков тепловых и быстрых нейтронов приведены максимальные значения.

Продолжение Таблицы 5.1.1

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 |
|---------|-----------------------|---|------|-----|-----|----------------------|--------------|--|------------------------|------|---|
| СМ-2 | Дмитров-град (Россия) | НИИАР | 100 | 50 | 20 | легкая вода | легкая вода | Be, H ₂ O | Есть прокачка | 13.5 | Построен в 1961 г; реактор на промежуточных нейтронах |
| HFR-ILL | Гренобль (Франция) | INSTITUT LAUE-LANGEVIN | 58.3 | 13 | | тяжелая вода | тяжелая вода | D ₂ O | Есть прокачка | 17 | Построен в 1971 г |
| ORPHEE | Сакле (Франция) | Лаборатория Леона-Брилюэна (ORPHEE REACTOR SERVICE) | 14 | 3 | 3 | легкая вода | легкая вода | D ₂ O | 850 м ³ /ч | 7.5 | Построен в 1980 г |
| HFR | Нидерланды | JOINT RESEARCH CENTRE | 45 | 2.7 | 4.6 | легкая вода | легкая вода | Be | 4150 м ³ /ч | 7 | Построен в 1961 г |
| R-2 | Швеция | STUDSVIK NUCLEAR LAB | 50 | 4 | 4 | легкая вода | легкая вода | Be, H ₂ O, D ₂ O | 4150 м ³ /ч | 6 | Построен в 1960 г. В настоящее время остановлен (статус). |
| DR-3 | Дания | RISOE NATIONAL LABORATORY | 10 | 1.4 | 0.4 | тяжелая вода | тяжелая вода | D ₂ O, графит | 360 кг/с | 3.1 | Построен в 1960 г. Остановлен в 2000 г. |
| BR-2 | Бельгия | Belgian Nuclear Research CenterS. C.K./C.E.N. | 100 | 10 | 7 | H ₂ O, Be | легкая вода | Be | Есть прокачка | 11 | Построен в 1961 г. |

Продолжение Таблицы 5.1.1

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 |
|--------|-------------------------------|--|-----|-----|------|----------------|----------------|----------------------|----------------------------------|------------------------------|--------------------|
| FRM-II | Мюнхен (Германия) | TECHNISCHE UNIVERSITA-ET MUENCHEN | 20 | 8 | 5 | тяжелая вода | легкая вода | D ₂ O | 4 насоса 300 кг/с | 17.5 | Построен в 2004 г |
| BER-II | Берлин (Германия) | HAHN- MEITNER- INSTITUT BERLIN GMBH | 10 | 2 | 0.14 | легкая вода | легкая вода | Be | Есть прокачка | 2.7 | Построен в 1973 г. |
| BRR | Будапешт (Венгрия) | ATOMIC ENERGY RESEARCH INSTITUTE; Budapest Neutron Centre (BNC) | 10 | 2.5 | 1 | легкая вода | легкая вода | H ₂ O, Be | Есть прокачка | 3.5 | Построен в 1959 г. |
| HFIR | Ок-Ридж (Теннесси, США) | ORNL | 85 | 21 | 10 | легкая вода | легкая вода | Be | Есть прокачка | 16.2 | Построен в 1965 г. |
| ATR | Айдахо (США) | Idaho National Laboratory | 250 | 8.5 | 1.8 | легкая вода | легкая вода | Be | 170 – 200 м ³ /мин | 16.4 (в активной зоне) | Построен в 1967 г. |
| MURR | Колумбия (США) | UNIVERSITY OF MISSOURI | 10 | 6 | 1 | легкая вода | легкая вода | Be, графит | 816 м ³ /час | 7.1 | Построен в 1966 г. |

Продолжение Таблицы 5.1.1

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 |
|--------|---|--|-----|-----|------|-----------------|-----------------|---|--------------------------|-----|---|
| NBSR | Монтомери (Мэриленд, США) | NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS & TECHNOLOGY | 20 | 4 | 2 | тяжелая вода | тяжелая вода | D ₂ O | Есть прокачка | 5 | Построен в 1967 г. |
| NRU | Чок-Ривер (Канада) | CHALK RIVER LABORATO- RIES | 135 | 4 | 1 | тяжелая вода | тяжелая вода | H ₂ O, D ₂ O | 1950 кг/с | 8.7 | Построен в 1957 г. |
| Dhruva | Бомбей (Индия) | ВНАВНА ATOMIC RESEARCH CENTRE | 100 | 1.8 | 0.45 | тяжелая вода | тяжелая вода | D ₂ O | Есть прокачка | 7.9 | Построен в 1985 г. |
| JRR-3M | Ибараки (Япония) | TOKAI RESEARCH ESTABLISH- MENT | 20 | 2.7 | 1.4 | легкая вода | легкая вода | H ₂ O, D ₂ O, Be | 2400 м ³ /час | 5.9 | Построен в 1990 г. |
| JMTR | Ораи (Япония) | OARAI RESEARCH AND DEVELOP- MENT CENTER | 50 | 4 | 4 | легкая вода | легкая вода | Be-Al | 6000 м ³ /час | 10 | Построен в 1968 г. |
| HFETR | Джиаджанг (провинция Сичуань, Китай) | NUCLEAR POWER INSTITUT E OF CHINA | 125 | 6.2 | 17 | легкая вода | легкая вода | Be | Есть прокачка | 10 | Построен в 1979 г. |
| БОР-60 | Димитровград (Россия) | НИИАР | 60 | 37 | 2 | нет | Na | | Есть прокачка | 8 | Построен в 1969 г. Реактор на быстрых нейтронах |

Импульсные реакторы

Приложение к главе 5. Таблица 5.2.1

| Реактор | Место нахождения | Исследовательский центр | Энергетические параметры | Потоки (флюенс, плотность потока, выход нейтронов с мишени, примечания к потоку) | примечание |
|----------------|----------------------------|---|--|--|--|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| ИГР (или РВД) | Семи-палатинск (Казахстан) | Институт атомной энергии национального ядерного центра Республики Казахстан | | $1 \cdot 10^{18}$ нейтр./см ² | Запущен в 1960 г. гомогенный графитовый реактор без специальной системы охлаждения |
| БИГР | Саров (Россия) | ВНИИЭФ | 300 МДж в импульсе | $1.2 \cdot 10^{16}$ нейтр./см ² – флюенс в активной зоне | Работает с 1977 г., активная зона – уран-графитовое топливо |
| ИИН-3М, Гидра | Москва (Россия) | ИАЭ им.И.В.Курчатова | $20 \cdot 10^3$ МВт в импульсе | $\sim 5 \cdot 10^{17}$ нейтр./см ² ·с в импульсе, флюенс $8 \cdot 10^{14}$ нейтр./см ² | Гидра работает с 1972 г.; 1 импульс в час. |
| ИБР-30 | Дубна (Россия) | ЛНФ (Лаборатория нейтронной физики им. И.Н.Франка), ОИЯИ | 25 кВт -средняя тепловая энергия | $3.6 \cdot 10^{14}$ нейтр./с (средняя интенсивность с вольфрамовой мишенью при энергии электронов 32 МэВ); | Запущен в 1969 г., остановлен в 2001 г. |
| ИБР-2 | Дубна (Россия) | ЛНФ (Лаборатория нейтронной физики им. И.Н.Франка), ОИЯИ | 1500 МВт - усредненная номинальная средняя мощность в импульсе | Плотность потока с поверхности гребенчатого водяного замедлителя: $1 \cdot 10^{16}$ (максимум потока тепловых нейтронов в импульсе; $1 \cdot 10^{13}$ (средний по времени поток тепловых нейтронов). | Работает с 1984 г.; 5 Гц (частота импульсов) |
| ЯГУАР | Снежинск (Россия) | ВНИИТФ | 33 МДж в импульсе | $1.7 \cdot 10^{15}$ нейтр./см ² в выводящем канале; $2.5 \cdot 10^{18}$ нейтр./см ² ·с в выводящем канале | Работает с 1990 г., Гомогенный раствор UO ₂ SO ₄ |
| ВИР-2М | Саров (Россия) | ВНИИЭФ | 80 МДж в импульсе | $7 \cdot 10^{14}$ нейтр./см ² во внутреннем канале | Работает с 1980 г., активная зона - раствор соли урана в легкой воде |
| БР-1 | Саров (Россия) | ВНИИЭФ | 11 МДж | $1 \cdot 10^{15}$ нейтр./см ² в активной зоне | Работает с 1978 г., активная зона - ²³⁵ U + 9% Мо |
| БИР-2М | Саров (Россия) | ВНИИЭФ | 3 МДж | $5 \cdot 10^{14}$ нейтр./см ² в активной зоне | Работает с 1965 г., активная зона - ²³⁵ U + 6% Мо |
| ГИР-2 | Саров (Россия) | ВНИИЭФ | 400 МДж | $1 \cdot 10^{15}$ нейтр./см ² в активной зоне | Работает с 1993 г., активная зона - ²³⁵ U + 9% Мо |
| БАРС-6 | Обнинск (Россия) | ФЭИ | $5 \cdot 10^{17}$ - число делений в импульсе | $1 \cdot 10^{15}$ нейтр./см ² в центральном канале | Работает с 1995 г.; активная зона - уран |

Нейтронные источники с использованием ускорителей

| Установка | Место нахождения; исследовательский центр | Параметры пучка ускорителя (тип частиц, энергия, ток) | Выход нейтронов, поток нейтронов, число протонов в импульсе | Частота импульсов, Гц | примечание |
|-----------|---|---|--|--------------------------------|---|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| ИН-06 | Троицк (Россия); ИЯИ РАН | Протоны, 600 МэВ, 0.5 мА | $\sim 10^{16}$ нейтр./с (выход нейтронов; проект) | 50 | Физический пуск осуществлен в 1998 г. Мишень (в блоке № 1) – вольфрам |
| ИРЕН | Дубна (Россия); Лаборатория нейтронной физики (ОИЯИ) | 200 МэВ (электронный пучок); 1.5 А | 8×10^{14} нейтр./с (выход нейтронов) | 150 | строится (статус источника); Мишень – плутоний |
| ISIS | Лаборатория Резефорда (Великобритания) | 800 МэВ(протонный пучок); 200 мкА | 4×10^{14} нейтр./с (выход нейтронов) | 50 | Работает с 1985 г. Мишень: вольфрам, покрытый танталом, (уран) |
| SINQ | Виллиген (Швейцария), Институт Пауля Шерера | Протоны, 590 МэВ, 1.8 мА | 1×10^{14} нейтр./с (см ² ·с) | источник с непрерывным потоком | Работает с 1998 г. Мишень – свинец |
| n-TOF | Женева (Швейцария); ЦЕРН | Протоны, 20 ГэВ | $0.4 \cdot 10^{15}$ нейтр./с (выход нейтронов) $4 \cdot 10^5$ нейтр./с (см ² ·с) (плотность потока на расстоянии 185 м от мишени) | 4 | Работает с 2000 г. Мишень: свинец |
| IFMIF | Фраскатти (Италия) | Дейтроны, 40 МэВ, 125 мА | $(4.5 \div 10) \cdot 10^{17}$ н/(м ² ·с) | Непрерывно | мишень - расплавленный Li ⁷ ; 2010 г. - начало строительства ускорителей для IFMIF. |

Продолжение Таблицы 5.3.1

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
|----------------------------------|--|--|---|-----------------|---|
| IPNS | Национальная лаборатория в Аргонне (Иллинойс, США) | Протоны, 450 МэВ; 15 мкА (усредненный ток) | $5 \cdot 10^{14}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ | 30 | Работает с 1981 г. Мишень: уран-238 |
| LANSCE | Национальная лаборатория в Лос-Аламосе (США) | Протоны, 100-800 МэВ, До 1 мА | $1 \cdot 10^{16}$ нейтр./с (выход нейтронов); на установке MTS (material test): $1 \cdot 10^{15}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ (план 2009 г); $2 \cdot 10^{15}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ (план 2012 г) | 20 | Работает с 1985 г. Мишень: вольфрам |
| SNS | Национальная лаборатория в Ок-Ридже (США) | Протоны, 1 ГэВ, 1.4 мА (средний ток) | $1.5 \cdot 10^{14}$ протонов в импульсе | 60 | SNS начал работу 28 апреля 2006 г. Мишень: ртутью. |
| KENS Neutron Science Lab. (KENS) | КЕК (Цукуба, Япония) | Протоны, 500 МэВ, 10 мкА | 3×10^{14} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ | 20 | Построен в 1980 г. Мишень – вольфрам с танталовым покрытием. |
| JSNS/J-Park | КЕК (Цукуба, Япония) и JAERI (Токио, Япония) | Протоны, 3 ГэВ; 333 мкА | | 25 | Работает (начало создания - 2001 г.) Мишень – ртуть. |
| ESS | обсуждается | Протоны, 1.334 ГэВ | $5 \cdot 10^{14}$ протонов в импульсе | 50 и $16^{2/3}$ | Разработка проекта Мишень – ртуть. |
| CSNS | Институт физики высоких энергий и Институт физики (Донгван, провинция Гуандонг, Китай) | Протоны, 1.6 ГэВ, 76 мкА (1-й этап) | $1.9 \cdot 10^{13}$ протонов в импульсе (1-й этап); $\sim 5 \cdot 10^{15}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. | 25 | Выполнение 1-го этапа - 2010 г. Мишень – вольфрам |

Выводы к главе 5

Создание мощного нейтринного источника (нейтринной фабрики) на основе реакции активации ${}^7\text{Li}(n,\gamma){}^8\text{Li}$ предполагает разработку установки-тандема с высокоинтенсивным нейтронным источником и литиевым $(n-\tilde{\nu}_e)$ -бланкетом. Задача достижения максимальной эффективности бланкета k (k – число литиевых антинейтрино при распаде ${}^8\text{Li}$, нормированное на один нейтрон, испускаемый из источника нейтронов) решается путем выбора геометрии, нейтронного источника и его параметров, бланкета, режима работы (с неуправляемым или управляемым спектром), выбора материалов с необходимой изотопной чистотой.

Наиболее интенсивными нейтронными источниками со стабильным режимом работы являются ядерные реакторы. Так, годовой флюенс нейтронов в ловушке создаваемого экспериментального реактора **ПИК** составит 10^{23} нейтр./см², что равно примерно половине от интегрального потока $2.25 \cdot 10^{23}$ избыточных нейтронов при ядерном взрыве в 1 кт [41]. При этом жесткие литиевые антинейтрино могут составить более $\sim 10\%$ от суммарного $\tilde{\nu}_e$ -спектра, что даст увеличение счёта в детекторе более, чем в 2 раза. Поэтому, реализация литиевого бланкета на таких высокопоточных реакторах, как **ПИК** (Россия), **ИР-8** (Россия), **СМ-2** (Россия), **HFIR** (США), **HFR-ILL** (Франция), **BR-2** (Бельгия), **ATR** (США), **FRM-II** (Германия), **HFETR** (Китай) является перспективной.

Работа “на литиевом нейтринном спектре” решает проблему неопределенности в суммарном нейтринном спектре ядер-продуктов деления и обеспечивает рост экспериментальной статистики за счет фактора $\sigma \sim E_\nu^2$ благодаря большей жесткости литиевого $\tilde{\nu}_e$ -спектра.

Для целей создания интенсивного нейтринного источника на основе литиевого бланкета импульсные реакторы как нейтронные источники исключительно интересны тем, что антинейтринный поток при β^- -распаде ${}^8\text{Li}$ сдвинут во времени относительно $\tilde{\nu}_e$ -потока от бета-распада короткоживущих ядер-продуктов деления в активной зоне реактора. Примером импульсного реактора с исключительно высоким нейтронным потоком является гомогенный растворный реактор **ЯГУАР**: при вспышке образуется $\sim 1 \cdot 10^{18}$ нейтронов, обеспечивающих максимальную плотность нейтронного потока –

$2.5 \cdot 10^{18}$ нейтр./ $(\text{см}^2\text{с})$ в импульсе в выводящем канале. Длительность вспышки $\sim 1 \cdot 10^{-3}$ с. В главе представлена принципиальная схема реализации литиевого blankets на базе реактора ЯГУАР. Годовой флюенс нейтронов составит $\sim 1,24 \cdot 10^{18}$ нейтр./ см^2 , при непрерывной работе (два импульса в сутки) все 365 дней в году.

В ИАЭ им. И.В. Курчатова ранее (в 60-е годы) интенсивно разрабатывался проект «РИНГ» импульсного графитового реактора для научных исследований, в т.ч., в предполагалось получение интенсивных нейтринных потоков за счет загрузки аппарата изотопом ${}^7\text{Li}$. Интегральный \tilde{V}_e -поток за импульс «на детектор» оценивался как $2 \cdot 10^{16}$ см^{-2} , а система охлаждения рассчитывалась исходя из частоты 10 импульсов в сутки. Эффективная продолжительность антинейтринного импульса должна составить 10÷20 сек. за счет β -распадов осколков деления. К сожалению, этот перспективный проект не был реализован.

Отметим, что по обеспечиваемому флюенсу импульсные реакторы значительно уступают высокопоточным реакторам со стационарным потоком. Однако, несомненным преимуществом импульсных реакторов является возможность обеспечить работу на хорошо определенном литиевом антинейтринном спектре: измерения могут вестись при фактически неработающем реакторе за счет разности времен нейтронного и нейтринного импульсов.

Интенсивные нейтронные источники с потоком значительно выше 10^{14} нейтр./ см^2 можно создать на основе реакции деления (с использованием урановых, плутониевых и иных делящихся изотопов), фотонейтронных реакций и реакций расщепления. Такие интенсивные источники существуют и разрабатываются (ИН-06 (Россия), ИРЕН (Россия), ISIS (Великобритания), SINQ (Швейцария), LANSCE (США), SNS (США) и др.). Так, проектная мощность SNS по потоку тепловых нейтронов - $\sim 10^{17}$ нейтр./ $(\text{см}^2\text{с})$. Большим преимуществом таких нейтронных источников является возможность обеспечить работу на чисто литиевом спектре. Именно это направление сейчас является наиболее развиваемым с обеспечением все более нарастающего нейтронного выхода с мишеней.

Наиболее интенсивные нейтронные потоки образуются в ядерных и термоядерных взрывах (нейтронный флюенс - $\sim 2.25 \cdot 10^{23}$ нейтр. на 1 кт мощности) Но такие эксперименты обеспечивают однократность события, с одной стороны. Техническая сложность проведения научных экспериментов обусловлена разрушительной ударной

волной. Предотвратить разрушение детектора возможно только существенно удалив его от эпицентра, что на порядки уменьшает счет полезных событий. Нейтронные потоки ядерных и термоядерных взрывов использовались традиционно в экспериментах по измерению нейтронных сечений и для получения далёких трансурановых элементов. Сейчас продолжение ядерных испытаний даже в исследовательских целях невозможно и необходимо искать иные варианты сверхмощных источников нейтронов.

Другой путь создания мощных нейтронных источников основан на использовании реакций с дейтерием и тритием, как это, реализовано в нейтронных генераторах. Здесь возможны два варианта запуска указанных реакций – путем использования пучка дейтронов, как в нейтронном генераторе, либо – путем имплозии (обжатия) D-T-мишени. В таком устройстве возможно получить чисто литиевый спектр антинейтрино. Однако, поток, обеспечиваемый сегодня такими источниками недостаточен для целей нейтринных исследования.

Интересная возможность создания интенсивных нейтронных импульсов ($10^{18} \div 10^{19}$ нейтронов за импульс длительностью 150÷200 миллисекунд) предложена Стависским Ю.Я. (ОИЯИ, Дубна) Предложено для больших ускорителей (типа LHC в ЦЕРНе) сбрасывать накопленную интенсивность пучка (проектное значение $\sim 3 \cdot 10^{14}$ протонов) с периодом времени жизни пучка (для LHC - это 10 ч) в ловушку пучка (графитовый цилиндр) с тяжелой мишенью на входе, что и обеспечит генерацию гигантских импульсов тепловых нейтронов. Такой источник нейтронов позволит использовать практически всю интенсивность супер-ускорителя для нейтронных экспериментов, не мешая другим исследовательским программам. В работе рассмотрена концептуальная схема создания интенсивного литиевого антинейтринного источника на основе такой ловушки (источника гигантских импульсов тепловых нейтронов). Оценки показывают, что при выходе $6 \cdot 10^{18}$ нейтронов за импульс в ловушке больших ускорителей и эффективности бланкета в 20÷30%, можно достичь высоких потоков антинейтрино - порядка $(1 \div 2) \cdot 10^{18} \tilde{\nu}_e$ за импульс.

Результаты, изложенные в главе 6 опубликованы в работах [116, 106, 119, 134, 135, 136, 137, 138,].

ГЛАВА 6

ОБРАЗОВАНИЕ ТРАНСУРАНОВЫХ ИЗОТОПОВ В НЕЙТРОННЫХ ПОТОКАХ ПРИ ИСКУССТВЕННОМ ВЗРЫВНОМ НУКЛЕОСИНТЕЗЕ

Введение. Нейтронный захват в r - и s - процессах в астрофизических и искусственных условиях.

Образование двух наиболее легких элементов (H, He) и части существующего лития происходило в условиях "Большого взрыва". Но возникновение элементов от углерода и более тяжелых происходит в звездных ядерных процессах. Концепция звездного синтеза элементов была впервые предложена Хойлом (Hoyle F.) [302]. В моделировании с заряженными частицами Хойл довел распределение выходов элементов до группы железа, но дальнейший синтез осложнялся ростом кулоновских барьеров. Дальнейшее продвижение в понимании происхождения более тяжелых элементов до ^{238}U связано с работами Зюсса (Suess) и Юри (Urey) [303], показавших, что последующий нуклеосинтез элементов после железного пика связан с (n, γ)-активацией в нейтронных потоках, что решало проблему кулоновских барьеров. Следуя работе Фаулера (Fowler W. A.) [304], временная последовательность реакций нуклеосинтеза была представлена в работе супругов Бербиджей (Burbidge E. M., Burbidge G. R.), Фаулера, Хойла [305] и Камерона (Cameron A. G. W.) [306] и представленный астрофизический сценарий образования элементов приобрел признаки полноты.

Процессы (n, γ)-нейтронной активации занимают особое место в сценарии нуклеосинтеза, т.к., являются ключевыми механизмами образования тяжелых изотопов. Существует два типа различающихся сценария нейтронного захвата: медленный (slow) s -процесс и быстрый (rapid) r -процесс [304, 307], возникающих при сравнительно невысоких плотностях потоков нейтронов ($\sim 10^{14} - 10^{16}$ н/(см²с) и намного более высоких потоках ($\sim 10^{27} - 10^{30}$ н/(см²с)), соответственно, и различающихся длительностью процесса: s -процесс длится от нескольких суток и лет (в искусственных условиях - в реакторах) и до тысяч лет в астрофизических объектах (при горении He и C в красных гигантах); r -процесс реализуется в коротких интервалах - $\sim 10^{-6}$ с (в искусственных условиях - ядерные и термоядерные взрывы) и до $\sim 10^2$ с при взрывах сверхновых. В соответствии с условиями, r -процесс дополнительно подразделяют на: слабый (короткая экспозиция облучения стартовых изотопов) и сильный

(длительная экспозиция активации стартовых изотопов, характеризуемая высокой плотностью нейтронного потока)

В медленном s -процессе (с необходимой температурой в звезде - $T > 10^8$ К° и при относительно невысоких плотностях нейтронных потоков) временной интервал между двумя последовательными нейтронными захватами (как правило) значительно превышает периоды распадов нестабильных изотопов. Однако, если на пути s -процесса встречается изотоп, для которого вероятность (n,γ) -захвата превышает вероятность β -распада, то путь s -процесса корректируется. При модельном расчете такие ситуации необходимо учитывать с помощью ветвлений [308]. В s -процессе участвуют, по большей части, изотопы с большим периодом полураспада и стабильные изотопы. В результате, путь s -процесса проходит вблизи границы β -стабильности ядер.

Напротив, при быстром r -процессе (с необходимой температурой в звезде - $T > 10^9$ К° и нейтронных потоках, превышающих характерные значения s -процессе на десять и более порядков) времена β -распадов на порядки превышают временной промежуток между двумя последовательными захватами нейтрона. В итоге, стартовое ядро успевает захватить несколько нейтронов и далеко отойти от линии β -стабильности, т.е., пути s - и r -процессов принципиально отличаются (см. рис. 6.1, где для построения карты ядер использованы данные национального ядерного центра в национальной лаборатории в Брукхейвене [309] и данные про прогнозируемым ядрам с избытком нейтронов из национального центра данных комиссии по атомной энергии Японии [310]).

Таким образом, разделение на s - и r -процессы введено на основе скоростей нейтронных захватов и последующих β -распадов. Сформулированный подход является феноменологическим. Основой послужили экспериментальных данных о распространенности изотопов в Солнце, звездах главной последовательности и метеоритах и продемонстрировавших существование парных пиков от двух процессов нейтронной активации: s - и r - процесса. Возникновение этих пиков было объяснено заполнением оболочек числом нейтронов - 50, 82, 126 (магические числа заполнения) [303] - см. рис. 6.2.

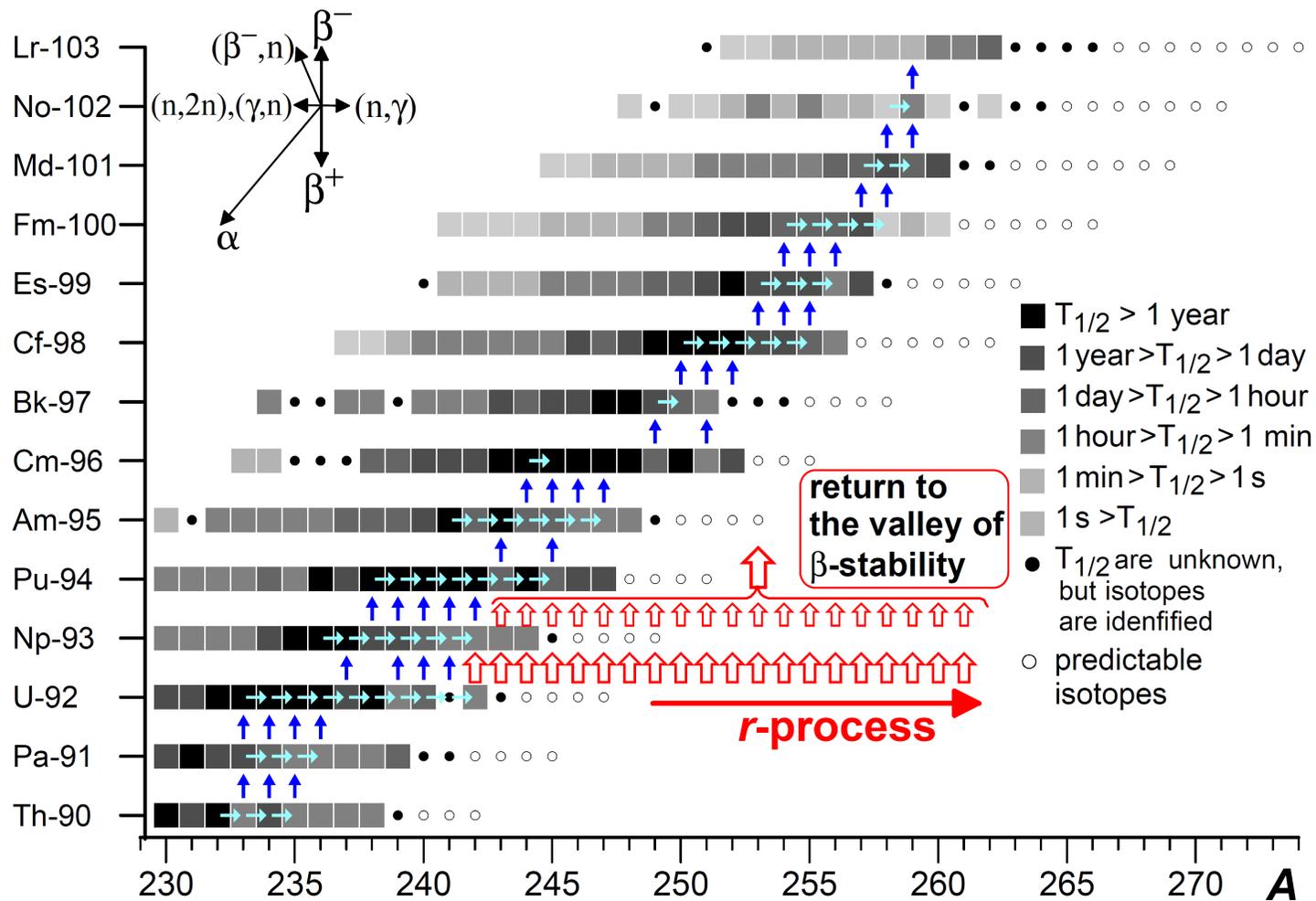


Рис. 6.1. Образование актинидов в условиях медленного и быстрого нуклеосинтеза (*s*-process и *r*-process, соответственно). Голубые горизонтальные и синие вертикальные стрелки - путь *s*-процесса для нейтронных потоков $\sim (10^{14} \div 10^{16})$ нейтрон/($\text{cm}^2 \cdot \text{c}$). *r*-process - красные стрелки. Карта ядер составлена на основе ядерных библиотек [309, 310].

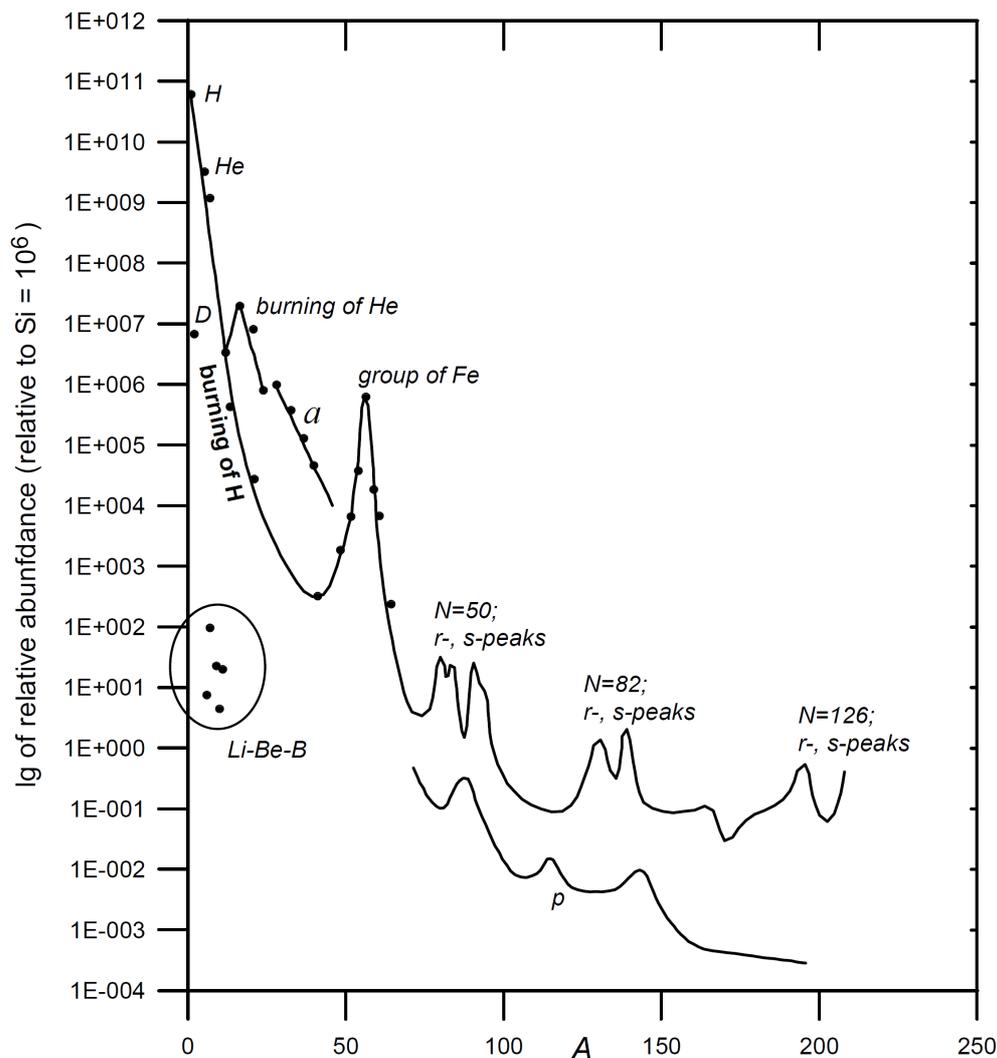


Рис. 6.2. Относительная распространенность изотопов (относительно $\text{Si}=1\text{E}+6$) [304, 305]. После железного пика в кривой распространенности возникает ветвление: верхняя кривая представляет ядра, обогащенные нейтронами с помеченными парными пиками образования изотопов в r - и s -процессах (N - число нейтронов), а нижняя кривая (p) - ядра, обогащенные протонами. Кривая a - распространенность альфа-частичных ядер ($A=16,20, 24, \dots, 36,40$).

Основы теории r -процесса был сформулированы Фаулером и Хойлом. В начальной модели принималось логичное допущение о статистическом равновесии в реакциях (n,γ) и (γ,n) . При таком упрощении описание нуклеосинтеза сводилась к уравнениям, моделирующих только процессы β -распада:

$$\frac{dn(A,Z)}{dt} = -\lambda_{\beta}(A,Z) \cdot n(A,Z) + \lambda_{\beta}(A,Z-1) \cdot n(A,Z-1), \quad (6.1)$$

где n - плотность нейтронов, λ_{β} - скорость β -распада. В теории Фаулера и Хойла образование короткоживущих нейтронно-избыточных нуклидов является первой фазой r -процесса. Далее, (в астрофизических условиях) наступает вторая фаза, когда нейтронный поток становится сильно сниженным. При наступлении второй фазы

механизм статистического равновесия в реакциях захвата нейтронов и реакции (γ, n) отщепления нейтронов перестает работать и превалируют β^- -распады с выходом новых химических элементов. В области тяжелых ядер интенсивнее происходят также процессы спонтанного и запаздывающего деления, и альфа-распада, усложняя сценарий нуклеосинтеза.

Дальнейшее развитие модели осуществлено авторами работы [311], где учтено изменение скоростей реакций (n, γ) и (γ, n) :

$$\begin{aligned} \frac{dn(A, Z)}{dt} = & -\lambda_{\beta}(A, Z) \cdot n(A, Z) + \lambda_{\beta}(A, Z-1) \cdot n(A, Z-1) - \\ & \lambda_{n, \gamma}(A, Z) \cdot n(A, Z) + \lambda_{\gamma, n} n(A+1, Z) \cdot n(A+1, Z) + \\ & \lambda_{n, \gamma}(A-1, Z) \cdot n(A-1, Z) - \lambda_{\gamma, n} n(A, Z) \cdot n(A+1, Z). \end{aligned} \quad (6.2)$$

Моделирование требует учесть астрофизические условия образования элементов (нейтронные потоки, температура, плотность вещества, характерные длительности ядерных процессов и другие факторы.). Большой проблемой является описание свойств ядер и радиоактивных превращений изотопов с большим избытком нейтронов, характеризующиеся коротким временем жизни [43, 309, 310, 312]. Условия для образования сильно нейтронно-избыточных ядер реализуются как в астрофизических объектах, так и при ядерном и термоядерном взрыве.

В ядерных реакторах не достигаются нейтронные потоки, характерные для астрофизических объектов и ядерных взрывов. Но в ядерных реакторах реализуется s -процесс. Однако, накопление изотопов с значительным избытком нейтронов (по отношению к стартовым, т.е., облучаемым изотопам) идет крайне медленно - месяцы и годы. Именно таким затратным получается накопление ^{252}Cf в высокопоточных ядерных реакторах. Так, для получения трансплутониевых элементов был создан высокопоточный реактор HFIR [313]. При облучении стартовых изотопов ^{242}Pu , ^{243}Am , ^{244}Cm (стартовая масса - ~ сотни грамм) в центральной полости HFIR (где плотность нейтронного потока достигает $5 \cdot 10^{15}$ н/(см²с)) в течении года удается накопить 100 мг ^{252}Cf [313].

В условиях искусственного взрывного нуклеосинтеза процесс образования трансурановых ядер удастся продлить только до фермия [32 - 34]. Дальнейший процесс накопления конкурирует с возрастающим спонтанным делением и альфа-распадом. После обнаружения ^{257}Fm было проведено еще несколько экспериментов (в т.ч., по исследовательской программе ядерных испытаний Plowshare в США), однако, трансураны с $A > 257$ не были обнаружены.

В данной главе представлены методы расчетов процессов образования трансураниевых ядер в интенсивных нейтронных потоках в условиях ядерного (термоядерного) взрыва в разработанных авторских моделях: 1) адиабатическая модель (учет элементов динамики для интервала r -процесса для одного стартового изотопа); 2) в рамках бинарной адиабатической модели (позволяет моделировать выход трансураниевых с введением двух и более стартовых [затравочных] изотопов) изучается образование трансураниевых на основе стартовых ($^{235}\text{U} + ^{239}\text{Pu}$) и рассматривается возможность повышения выхода трансураниевых и образования трансфермиевых изотопов путем включения затравочных добавок на примере изотопов ^{248}Cm и ^{251}Cf ; 3) двух групповая динамическая модель образования трансураниевых изотопов с введением медленной компоненты нейтронного потока. В моделях также вводятся поправки на распадные процессы.

Предлагаемые методы сильно упрощаются из-за того, что процесс нуклеосинтеза можно разделить во времени на два этапа, на первом этапе - в интервале примерно микросекунды происходят процессы захвата нейтронов в мощном нейтронном потоке (во взрыве), далее, во втором этапе (значительно более медленном) происходят распады новых ядер.

Для большинства образующихся нейтронно-избыточных ядер (являющихся короткоживущими) отсутствуют необходимые экспериментальные данные, которые необходимо прогнозировать теоретически.

6.1. Адиабатическая модель образования трансураниевых изотопов в условиях взрывного нуклеосинтеза.

При моделировании процессов образования нуклидов в импульсных нейтронных потоках в процессе ядерного (термоядерного) взрыва возможно использовать подходы, применяемые при моделировании в астрофизических условиях. Но особенностью взрывных процессов является малое время протекания цепной реакции и реакции термоядерного горения по сравнению со временами распада образующихся нуклидов. С учетом скоростей процессов весь нуклеосинтез моделируется в два этапа – процесс образования нейтронно-избыточных нуклидов в высокоинтенсивном нейтронном потоке за счет многократных нейтронных захватов и второй этап (на порядки более длительный) – распад образующихся изотопов с избытком нейтронов.

Особенности образования трансураниевых изотопов при взрывном нуклеосинтезе. Наблюдения распространенностей элементов дают нам итоговый

результат различных процессов нуклеосинтеза протекающих в астрофизических объектах за миллиарды лет. Важная часть этой информация может быть получена из экспериментального взрывного нуклеосинтеза [242] и из анализа моделей процессов.

В искусственных условиях r -процесс реализуется при ядерных взрывах, обеспечивающих флюенс нейтронов, превышающих 10^{24} нейтрон/см² за время $\sim 10^{-6}$ с. Этот процесс можно назвать мгновенным (*prompt*) импульсным r -процессом или pr -процессом. Исследования образования трансурановых ядер в таком процессе проводились в США в 1952 – 1969 в ядерных испытаниях. В этих "экспериментальных" термоядерных взрывах нейтронный поток на мишени из ²³⁸U составлял от $(1.2 - 1.8) \cdot 10^{24}$ ("Mike") [243], $\sim (4.2 - 4.8) \cdot 10^{24}$ ("Par", [38]), $7 \cdot 10^{24}$ ("Par", "Barbel") [40]), $6.6 \cdot 10^{24}$ ("Par", "Barbel") [244] и до $2.4 \cdot 10^{25}$ ("Hutch") [244], $4.5 \cdot 10^{25}$ ("Hutch") нейтрон/см² [29]. Трансурановые изотопы (вплоть до ²⁵⁵Fm) впервые были обнаружены в термоядерном взрыве "Mike" [243] в 1952 г. Далее, в США были проведены исследования возможности синтеза трансурановых элементов в условиях ядерного взрыва (программа "Plowshare"). В соответствии с программой "Plowshare" и других программ была проведена серия экспериментов ("Anacostia", "Par", "Barbel", "Tweed", "Cyclamen", "Kankakee", "Vulcan", "Hutch" и др.) по изучению образования тяжелых изотопов [40, 42].

Наиболее полные данные по выходам трансуранов вплоть до $A = 257$ получены в эксперименте "Par" [38]. С целью увеличения выходов трансурановых изотопов и поиска изотопов с массовым числом $A > 257$ проведены эксперименты, обеспечивавшие бóльший флюенс нейтронов. В испытании "Hutch" был достигнут максимальный флюенс $(2.4 - 4.5) \cdot 10^{25}$ нейтрон/см² [244, 29] и образовано $6 \cdot 10^{17}$ атомов ²⁵⁷Fm, из которых извлечено $6 \cdot 10^9$ атомов фермия [244]. Но изотопы с $A > 257$ не были обнаружены. Нуклиды, образующиеся в импульсном нуклеосинтезе являются сильно нейтронно-избыточными и претерпевают быстрый распад. Однако анализ нуклидного состава завершается примерно через двое суток после импульса нуклеосинтеза и за это время ядра с большим избытком нейтронов претерпевают многократный бета-распад [242, 244].

При моделировании r -процесса в астрофизических условиях [245] необходимо учесть (n, γ) -реакции радиационного захвата и обратного (γ, n) -процесса, вынужденное и спонтанное деление ядер, β -распад нейтронно-избыточных ядер с сопровождающими его процессами эмиссии одного и двух запаздывающих нейтронов (β, n) , $(\beta, 2n)$ [246], запаздывающего деления (β, f) [247], α -распад и др. Для проведения расчетов требуется

задание нейтронных потоков, температурных условий и параметров для большого количества ядер. В экспериментальном импульсном *pr*-процессе модельное описание синтеза тяжелых элементов допускает важные упрощения: процессы радиационного нейтронного захвата и β -распада сильно разделены во времени [$(t_{(n,\gamma)} \approx 10^{-6} \text{ с}) \ll t_{\beta}$], что позволяет значительно ограничить область ядер, вовлеченных в этот процесс. Вклад от β -, α -распадов и спонтанного деления пренебрежимо мал, поскольку соответствующие скорости реакций много меньше скорости *n*-захвата. Возможно, пренебречь также и вкладом реакций (n, f) , $(n, 2n)$, имеющих более высокий энергетический порог относительно (n, γ) -реакции.

При образования трансурановых изотопов в интенсивных (взрывных) нейтронных потоках могут одновременно захватываться до девятнадцати нейтронов, а, например, в ядерных реакторах обычно захватываются одновременно не более трех нейтронов.

Таким образом, особенности процесса образования трансурановых нуклидов в условиях ядерного взрыва позволяют сделать серьезные упрощения благодаря чему, сокращается число уравнений в системе, но приходится усложнять исходные данные как по составу (бинарная модель), так и по условиям протекания процесса, учитываемые при делении его на малые временные шаги. При моделировании также необходимо вводить параметры нейтронного потока и температуры в сложной многокомпонентной среде в каждом временном интервале.

Учет динамики при образовании трансурановых ядер

Рассмотрим образование трансурановых изотопов в условиях искусственного мощного импульсного нуклеосинтеза, т.е. в условиях ядерного взрыва. Общая схема образования трансурановых элементов при ядерном взрыве определяется уравнениями вида:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_z^n}{\partial t} = & (\lambda_{\beta} N)_{z-1}^{n+1} + (\lambda_{\alpha} N)_{z+2}^{n+2} + \\ & + \int_0^{\infty} F(E, t) \left\{ [\sigma_{n,\gamma} N]_z^{n-1} + [\sigma_{n,2n} N]_z^{n+1} + [\sigma_{n,3n} N]_z^{n+2} \right\} dE - \\ & - (\lambda_{\beta} N)_z^n - (\lambda_{\alpha} N)_z^n - (\lambda_f N)_z^n - \\ & - \int_0^{\infty} F(E, t) \left\{ [\sigma_{n,\gamma} N]_z^n + [\sigma_{n,2n} N]_z^n + [\sigma_{n,3n} N]_z^n + [\sigma_{n,f} N]_z^n \right\} dE, \end{aligned} \quad (6.1.1)$$

где z и n - заряд и число нейтронов ядра, на котором идет данная реакция; λ_β , λ_α и λ_f - скорости β -, α -распадов и спонтанного деления; $\sigma_{n,\gamma}$, $\sigma_{n,2n}$, $\sigma_{n,3n}$, $\sigma_{n,f}$ - сечения соответствующих реакций; $F(E,t)$ - величина потока.

Решение данной задачи требует знания сечений реакций, скоростей распадов трансурановых изотопов и эти данные необходимы для расчетов нейтронно-избыточных изотопов стартового элемента (или комбинации нескольких стартовых изотопов). Необходимо также знать временную зависимость энергетического спектра нейтронов. Значения указанных ядерных констант, в основном, неизвестны.

Учет особенностей взрывного процесса допускает упрощение модели взрывного нуклеосинтеза. Цепная реакция длится $\sim 10^{-7}$ сек. [248], а длительность временного интервала многократных радиационных захватов нейтронов - порядка 10^{-6} сек [35, 36].

Поскольку, скорости распадов λ_β , λ_α и λ_f много меньше скорости радиационного захвата $\lambda_{n,\gamma}$, то вкладом β -, α -распадов и спонтанного деления в уравнении (6.1.1) можно пренебречь. Далее, можно пренебречь реакциями (n, f) , $(n, 2n)$ и, тем более, $(n, 3n)$, так как скорость (n, γ) -захвата становится значительной при энергиях ниже энергетических порогов данных реакций. Так, для стартового изотопа ^{238}U пороги данных реакций следующие: $E_{n,f}^{threshold} = 0.42$ МэВ, $E_{n,2n}^{threshold} = 6$ МэВ [37].

Поскольку функция нейтронного источника $F(E,t)$ в данных экспериментах неизвестна, то целесообразно провести свертку по времени и энергии:

$$\int_0^{\Delta t} \int_E F(E,t) dE dt = \Delta t \int_E \tilde{F}(E) dE = \Phi, \quad (6.1.2)$$

где Δt – время экспозиции.

В дальнейшем, в расчетах используется интегральный по времени поток нейтронов Φ [нейтрон/см²] с фиксированной энергией в интервале $\approx 20 \div 30$ кэВ (т.е. одногрупповое представление) в соответствии с температурой процесса.

Тогда, в данной статической модели система уравнений образования трансурановых элементов (порождаемая уравнениями (6.1.1)) становится одногрупповой и принимает вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial N_z^n}{\partial t} = (\lambda_{n,\gamma} N_z)^n \\ \frac{\partial N_z^{n+1}}{\partial t} = (\lambda_{n,\gamma} N_z)^n - (\lambda_{n,\gamma} N_z)^{n+1} \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \frac{\partial N_z^{n+i}}{\partial t} = (\lambda_{n,\gamma} N_z)^{n-1+i} - (\lambda_{n,\gamma} N_z)^{n+i} \end{array} \right. \quad (6.1.3)$$

Т.е. данный этап моделирования сводится к расчету реакций многократных захвата нейтронов.

Подобные системы имеют известное решение для i -го изотопа при одном стартовом изотопе (z, n) [42]:

$$N_z^{n+i} = \lambda_{n,\gamma}^n \lambda_{n,\gamma}^{n+1} \dots \lambda_{n,\gamma}^{n+i-1} N_z^n(0) \sum_{k=1}^i \frac{\exp(-\lambda_{n,\gamma}^k t)}{\prod_{j \neq k} (\lambda_{n,\gamma}^j - \lambda_{n,\gamma}^k)}, \quad (6.1.4)$$

где $N_z^n(0)$ – число ядер стартового изотопа при $t = 0$; $\lambda_{n,\gamma}^{n+i}$ – скорость (n, γ) -реакции для изотопа $(z, n+i)$; $\prod_{j \neq k}$ – произведение всех комбинаций $(\lambda_{n,\gamma}^j - \lambda_{n,\gamma}^k)$, исключая $j = k$.

При расчете скорости радиационного захвата $\lambda_{n,\gamma}^{n+i}$ сечение $\sigma_{n,\gamma}(A+i, Z)$ для нейтронно-избыточных изотопов экстраполировалось следующим образом. Полагалось, что изменение сечения изотопа относительно известного сечения $\sigma_{n,\gamma}(A, Z)$ предшествующего изотопа пропорционально изменению энергии связи присоединяемого нейтрона:

$$\sigma_{n,\gamma}(A+i, Z) = \frac{B_n(A+i+1, Z)}{B_n(A+1, Z)} \sigma_{n,\gamma}(A, Z), \quad (6.1.5)$$

где B_n – энергии связи присоединяемого нейтрона в $(A+1, Z)$ и $(A+i+1, Z)$ в компаунд-ядрах для (n, γ) -реакции с известным и рассчитываемым сечениями, соответственно.

Сечения для четных и нечетных ядер рассчитываются отдельно. При четном

массовом числе ($A+i$) сечение $\sigma_{n,\gamma}(A+i, Z)$ определяется на основе надежных данных ($\sigma_{n,\gamma}(A, Z)$ и $B_n(A+1, Z)$) четного по A изотопа. При нечетном ($A+i$) используются надежные данные для нечетного по A изотопа.

Отметим, что в данной схеме расчета время экспозиции Δt (см. выражение (6.1.2)) мишени из стартового изотопа (т.е. некоторой массы изотопа, помещенной во взрываемое устройство с целью производства трансурановых изотопов) в потоке нейтронов фактически исключается из расчетов (что совершенно оправданно, так как скорости нуклеосинтеза много больше скоростей распада образующихся изотопов), а в экспоненту в выражении (6.1.4) войдет величина произведения интегрального по времени потока нейтронов на сечение

$$\lambda_{n,\gamma}^k t = \Phi \sigma_{n,\gamma}^k, \quad (6.1.6)$$

где верхний индекс k в сечении аналогично означает число нейтронов в ядре.

В работах [249, 250] представлены результаты расчетов образования трансурановых изотопов в экспериментах “Par” и “Barbel”, где стартовым изотопом являлся ^{238}U . Расчеты многократных захватов нейтронов проведены, основываясь на сечениях $\sigma_{n,\gamma}$ для ^{235}U и ^{238}U (данные библиотеки *ENDL* [93]) и используя энергии связи нейтрона как в [54]. Для “Barbel” рассматривался еще второй вариант пары опорных сечений – ^{239}U и ^{240}U [93], как имеющих значительно большие массивы чисел. Однако, использование сечений ^{239}U и ^{240}U не дает лучшего согласия с экспериментом и одной из причин, по видимому, является большая надежность данных по изотопам ^{235}U и ^{238}U .

Анализ данных осложняется отсутствием экспериментальных сведений о величине интегрального потока, что приводит к значительному разбросу в оценке потока при моделировании этих экспериментов. Так, в работах [38] и [35] приведены две различные оценки потока: $(4.2 \div 4.8) \cdot 10^{24}$ и $7 \cdot 10^{24}$ neutron/cm², соответственно. Уменьшение величины потока дает улучшение согласия с экспериментом при массовом числе $A < 250$, однако нелинейно и быстро снижаются выходы при $A > 250$. В области $A \geq 250$ расчеты концентраций выходов с учетом только многократных захватов дает характерную пилообразную зависимость с устойчивой тенденцией к завышению для $A = 252, 254, 256$ и занижению для нечетных изотопов.

Эти расчеты проводились при характерной температуре процесса – 30 кэВ. Распределение выходов трансуранов (после многократных захватов нейтронов)

устойчиво и принципиально не меняется по форме с изменением средней температуры процесса (в интервале температур $T = 20 \div 30$ кэВ), определяющей сечение (n, γ)-реакции. Повышение в данном интервале средней температуры T приводит к опусканию графика без существенных изменений в его пилообразном характере. Обработка результатов с различными парными вариантами опорных изотопов (^{235}U , ^{237}U , ^{238}U , ^{239}U , ^{240}U) показали устойчивость данной модели.

Расчеты выходов трансурановых изотопов приведены на рис. 6.1.1 [251] в сравнении с экспериментальными выходами, измеренными в испытании “Par”, где впервые были получены все выходы до $A = 257$ [38] (результаты нормированы на выход нуклидов с $A = 245$, как в [38]).

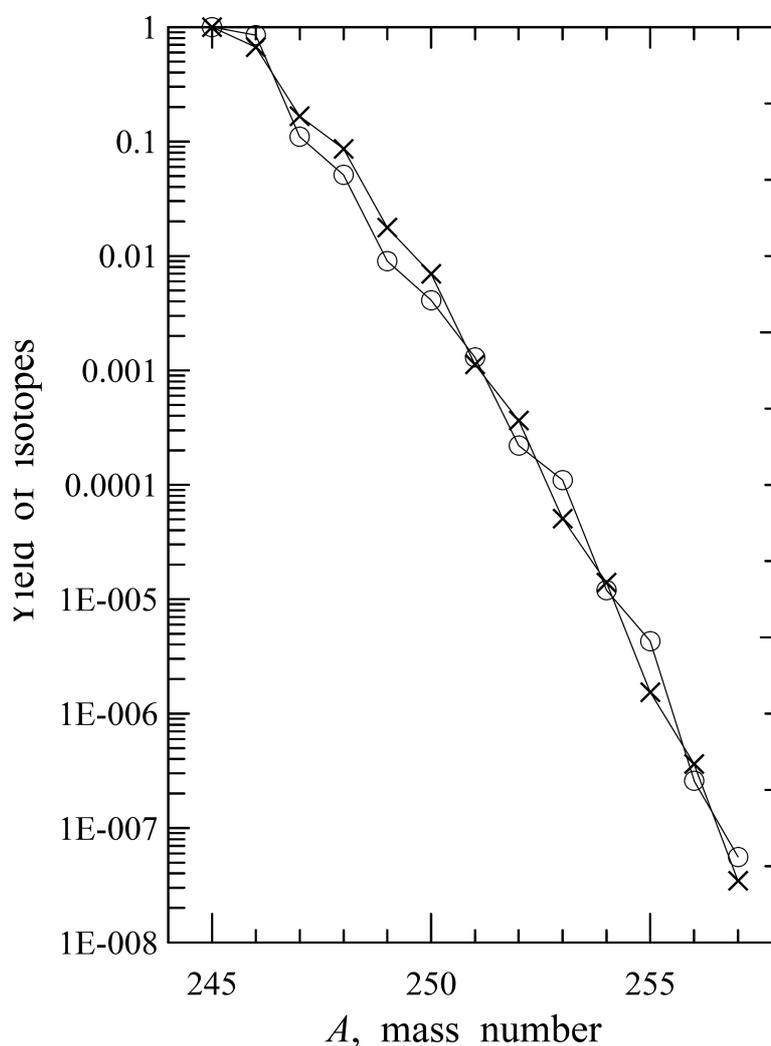


Рис. 6.1.1. Выходы изотопов в эксперименте “Par”: \circ –экспериментальные данные; \times – результаты расчета без учета динамики процесса; штриховая линия –фитирование расчетных выходов изотопов функцией $Y = \exp(-1.442A + 352)$. В экспериментальных выходах при $A > 250$ наблюдается нечетно-четный эффект (инверсия в выходах).

Данное модельное описание образования трансураниевых изотопов при многократных захватах нейтронов в условиях импульсного нуклеосинтеза можно уточнить введением динамики процесса, учитывающей изменение сечения (n, γ) -реакции с падением температуры T среды при адиабатическом расширении после цепной реакции [252, 251]. Грубо определить функциональную зависимость падения температуры рассматриваемой области (включающей массу мишени из стартового изотопа ^{238}U) при адиабатическом расширении возможно: 1) задав интервал $[T_1 \div T_2]$ падения средней энергии поглощаемых нейтронов (т.е. одnogрупповое представление энергии нейтронов) при охлаждении вещества вследствие расширения во временном промежутке $[t_A \div t_B]$; 2) полагая, что линейная скорость разлета вещества $\mathcal{V} = \text{const}$ при $t \in [t_A, t_B]$, и 3) задав показатель адиабаты γ при расширении объема V :

$$T = \left(\frac{\text{const}}{V} \right)^{\gamma-1} \quad (6.1.7)$$

В данной схеме интервал $[T_1 \div T_2]$ является параметром, величину которого необходимо контролировать по скорости разлета \mathcal{V} , определяемой интервалом падения $[T_1 \div T_2]$ с учетом оценки начальных размеров R_0 области с делящимся материалом [253]. Предположение о постоянстве скорости \mathcal{V} оправдано низким внешним противодействием p для рассматриваемого малого временного промежутка $[t_A, t_B]$ (см. [254]).

В модельных расчетах полагалось: многократные захваты идут до момента времени $t = 10^{-6}$ с [35, 36], цепная реакция длится $\sim 10^{-7}$ с; а область с делящимся веществом имеет сферическую форму с начальным радиусом $R_0 = 5$ см [253]; интервал изменения показателя адиабаты $\gamma = 1.5 \div 1.6$ [255, 256].

Алгоритм решения задачи о выходах трансураниевых изотопов сводится к разбиению временного промежутка многократных захватов $[t_A, t_B]$ на m интервалов и последовательному решению уравнений нуклеосинтеза (6.1.3) для каждого из данных временных шагов $\Delta t_1, \Delta t_2, \dots, \Delta t_m$ при начальных условиях: $N_z^n(t_A) = 1$ и $N_z^{n+i}(t_A) = 0$ — для первого шага, т.е. накопление начинается с одного стартового изотопа; для последующих шагов начальные условия у всех изотопов являются ненулевыми и равны накоплению данных нуклидов к моменту окончания предыдущего временного шага.

При этих условиях система уравнений (6.1.3) для интервала $[t_1, t_2]$ при $t_1 > t_A$ и $t_2 \leq t_B$

имеет следующее решение:

$$\begin{aligned}
 N_z^n(t_2) &= N_z^n(t_1) \exp(-\lambda^n \Delta t) \\
 N_z^{n+1}(t_2) &= \lambda^n N_z^n(t_1) \left(\frac{\exp(-\lambda^n \Delta t)}{\lambda^{n+1} - \lambda^n} + \frac{\exp(-\lambda^{n+1} \Delta t)}{\lambda^n - \lambda^{n+1}} \right) + \\
 &\quad N_z^{n+1}(t_1) \exp(-\lambda^{n+1} \Delta t) \\
 N_z^{n+2}(t_2) &= \lambda^n \lambda^{n+1} N_z^n(t_1) \left[\frac{\exp(-\lambda^n \Delta t)}{(\lambda^{n+1} - \lambda^n)(\lambda^{n+2} - \lambda^n)} + \frac{\exp(-\lambda^{n+1} \Delta t)}{(\lambda^n - \lambda^{n+1})(\lambda^{n+2} - \lambda^{n+1})} + \right. \\
 &\quad \left. \frac{\exp(-\lambda^{n+2} \Delta t)}{(\lambda^n - \lambda^{n+2})(\lambda^{n+1} - \lambda^{n+2})} \right] + \lambda^{n+1} N_z^{n+1}(t_1) \left[\frac{\exp(-\lambda^{n+1} \Delta t)}{\lambda^{n+2} - \lambda^{n+1}} + \frac{\exp(-\lambda^{n+2} \Delta t)}{\lambda^{n+1} - \lambda^{n+2}} \right] + \\
 &\quad N_z^{n+2}(t_1) \exp(-\lambda^{n+2} \Delta t) \\
 N_z^{n+i}(t_2) &= \lambda^n \lambda^{n+1} \dots \lambda^{n+i-1} N_z^n(t_1) \sum_{k=n}^{n+i} \frac{\exp(-\lambda^k \Delta t)}{\prod_{j \neq k} (\lambda^j - \lambda^k)} + \dots + \\
 &\quad \lambda^{n+i-1} N_z^{n+i-1}(t_1) \left[\frac{\exp(-\lambda^{n+i-1} \Delta t)}{\lambda^{n+i} - \lambda^{n+i-1}} + \frac{\exp(-\lambda^{n+i} \Delta t)}{\lambda^{n+i-1} - \lambda^{n+i}} \right] + \\
 &\quad N_z^{n+i}(t_1) \exp(-\lambda^{n+i} \Delta t) , \tag{6.1.8}
 \end{aligned}$$

где $\Delta t = t_2 - t_1$.

При решении системы уравнений нуклеосинтеза (6.1.8) скорость (n, γ) -реакции λ для каждого изотопа при переходе на очередной временной шаг пересчитывается в соответствии с уменьшением средней энергии поглощаемых нейтронов (одногрупповое приближение) при охлаждении вещества за временной шаг Δt . В расчетах по такой динамической схеме достигается небольшое, но явное улучшение соответствия результатов экспериментальным данным. В таблице 6.1.1 (рис. 6.1.2a и 6.1.2b - для двух масштабов отношений выходов) представлены отношения расчетных выходов трансурановых изотопов (т.е., n -избыточных изотопов урана после окончания многократных захватов) к экспериментальным выходам (для массового числа в интервале $A = 245 \div 257$) для ядерного взрыва "Par". Расчетные выходы представлены как с учетом динамики процесса, так и без учета динамики. Расчетные выходы

нормированы на выход изотопа ^{245}U [38]. Представленные погрешности соответствуют экспериментальным ошибкам [38]. Отметим, что улучшение соответствия при $A \leq 250$ не влечет ухудшения согласия при $A > 250$, как это имеет место в модели без учета динамики.

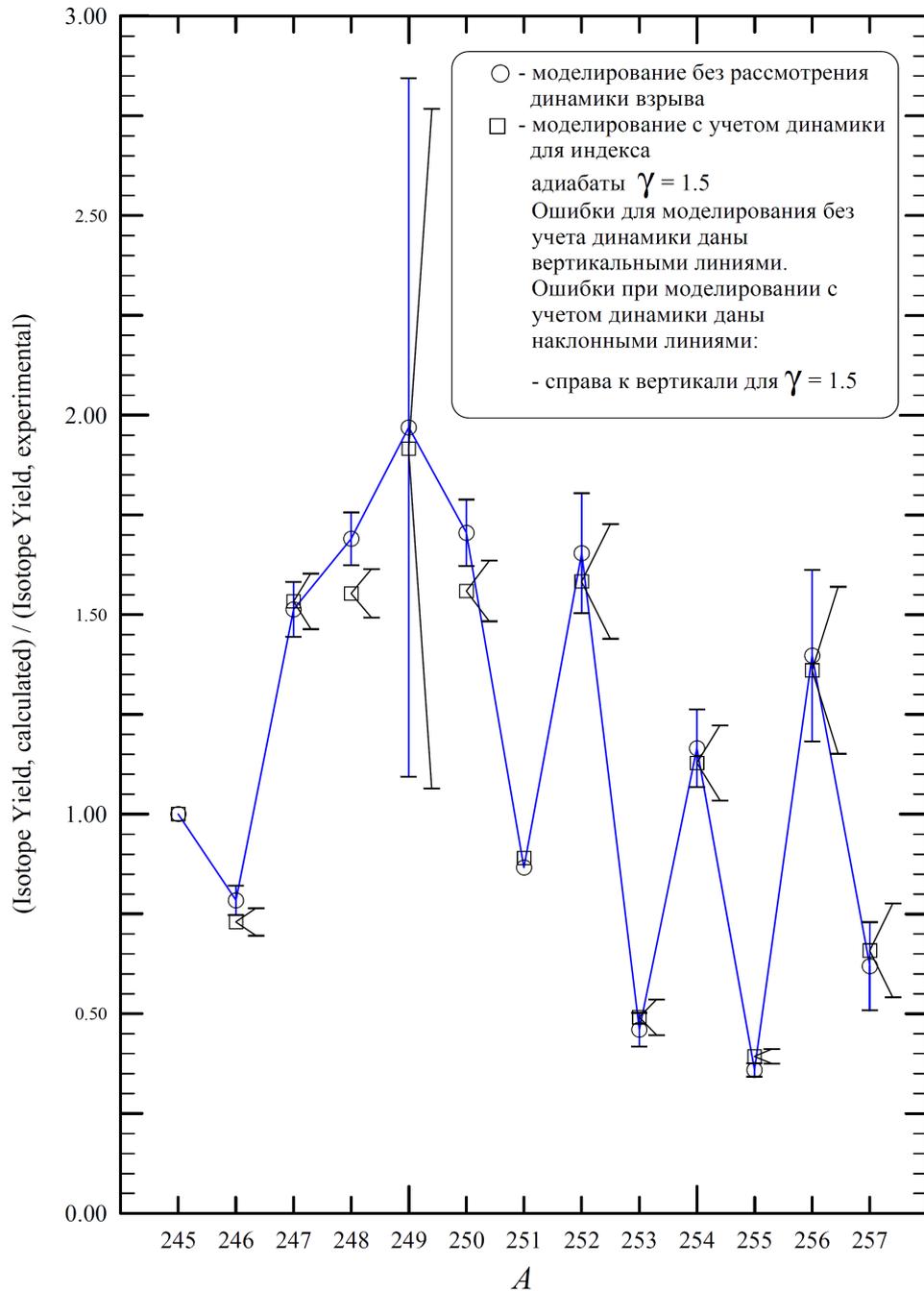


Рис. 6.1.2а. Отношение расчетных значений к экспериментальным выходам для эксперимента “Par” для массовых чисел $A = 245\text{--}257$. Ошибки моделирования без учета динамики (кружки) даны вертикальными линиями; Ошибки моделирования с учетом динамики даны наклонной линией при индексе адиабаты: $\gamma = 1.5$ (квадраты) [252, 251].

Данные выходы получены при $\gamma=1.5$ для $[T_1 \div T_2] = [60 \div 6]$ кэВ и интегральном

потоке $5.69 \cdot 10^{24}$ нейтрон/см². Выходы, полученные без учета динамики, соответствуют энергии $T = 25$ кэВ и интегральному потоку $7.0 \cdot 10^{24}$ нейтрон/см². Модельные значения выходов чувствительны как к величине потока, так и к средней энергии поглощаемых нейтронов к моменту t_B прекращения процессов многократного захвата нейтронов.

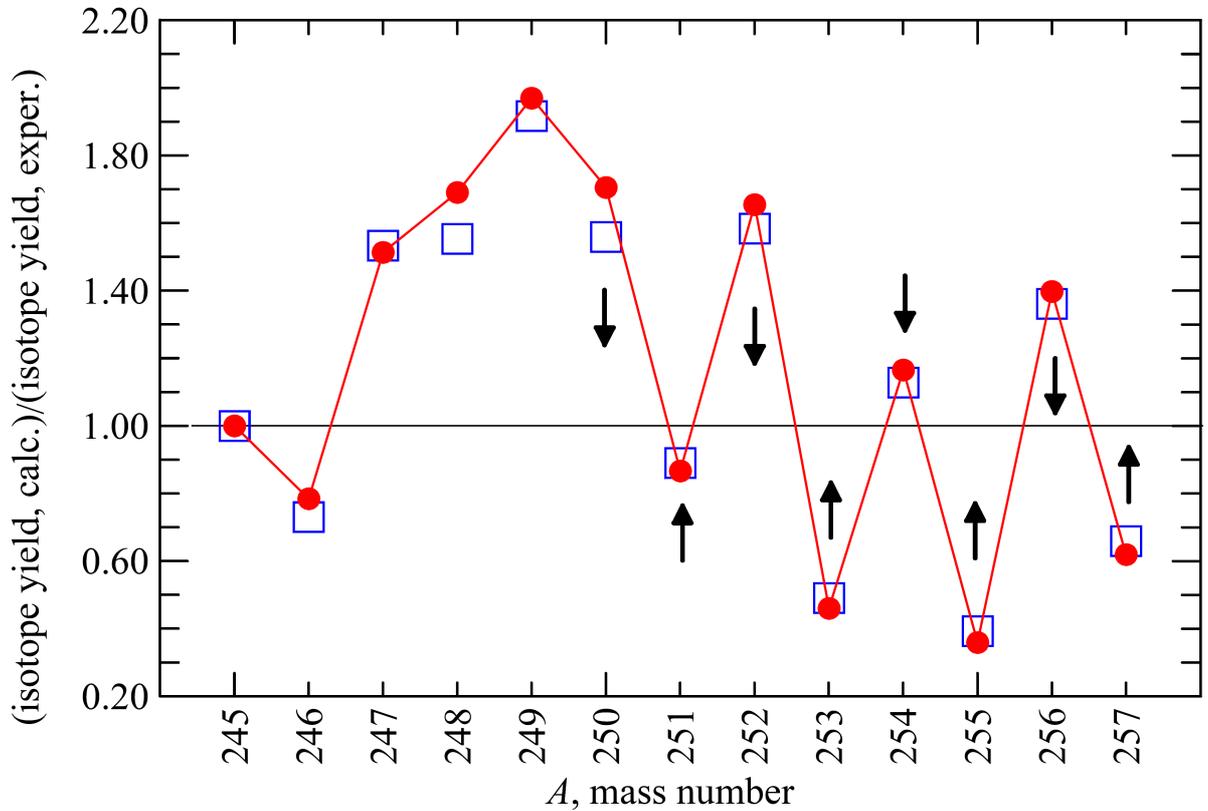


Рис. 6.1.2b. Отношение расчетных выходов изотопов к зарегистрированным в эксперименте “Par” для массовых чисел $A = 245-257$. \circ - моделирование без учета динамики. Моделирование с учетом динамики: \square - для $\gamma = 1.5$. Стрелками обозначено направление коррекции расчетных выходов при учете динамики: выходы в проблемной области $A > 250$ (где обнаружена инверсия выходов) сдвигаются к единице [251, 252]. Уровень (расч. выход)/(эксп. выход) = 1 означает полное совпадение с экспериментальными данными.

Таблица 6.1.1.

| Calculated isotope yields for the experiment “Par” * | | |
|--|---|------------------------------|
| Mass number | Yields without considering the dynamics | Yields based on the dynamics |
| | | $\gamma = 1.5$ |
| 245 | 1 | 1 |
| 246 | 0.784±0.037 | 0.730±0.034 |
| 247 | 1.513±0.069 | 1.533±0.070 |
| 248 | 1.690±0.066 | 1.553±0.061 |
| 249 | 1.969±0.875 | 1.916±0.852 |
| 250 | 1.705±0.083 | 1.559±0.076 |
| 251 | ≥0.866 | ≥0.890 |
| 252 | 1.654±0.150 | 1.583±0.144 |
| 253 | 0.460±0.042 | 0.491±0.045 |
| 254 | 1.165±0.097 | 1.128±0.094 |
| 255 | 0.359±0.017 | 0.393±0.018 |
| 256 | 1.397±0.215 | 1.360±0.209 |
| 257 | 0.619±0.111 | 0.659±0.118 |

Представленная динамическая модель адекватно описывает выходы изотопов и позволяет улучшить согласие (особенно, в проблемной области при $A > 250$) с экспериментом “Par”. Моделирование по экспериментальным данным, полученных в других ядерных взрывах показывает в целом хорошее либо удовлетворительное согласие экспериментами, но измеренные выходы представлены там не для всех значений массового числа A , как это сделано для взрыва “Par”.

* Данные нормированы на выход изотопа ^{245}U , как и в работе [38].

6.2. Получение трансурановых ядер в бинарной модели в условиях импульсного нейтронного потока

При моделировании r -процесса в искусственных условиях [252, 251] ключевым моментом являются упрощения, обусловленные разделением по времени процессов нейтронного захвата и бета-распада. Именно временное разделение многократных нейтронных захватов в интенсивных нейтронных потоках и последующих распадов нуклидов позволяет вводить два и более стартовых изотопов. Такая предложенная модель со сложным составом стартовых изотопов названа бинарной [257]. Эта модель используется в дальнейшем также и для расчета процесса образования трансфермиевых элементов [258 - 263]. В качестве стартовых нуклидов на первом этапе используется как бинарная композиция ^{238}U и ^{239}Pu , так и смесь урана (или плутония) с иными изотопами. Выходы трансфермиевых элементов рассчитывались аддитивно на основе решений для стартовых изотопов. Периоды полураспада, вероятности эмиссии одного и двух запаздывающих нейтронов, вероятности запаздывающего деления для нейтронно-избыточных ядер рассчитывались с учетом резонансной структуры силовой функции β -распада, получаемой в теории конечных ферми-систем [264].

После прохождения импульсного нуклеосинтеза нейтронно-избыточные изотопы претерпевают β -распад, после которого возможны процессы, ведущих к изменению концентраций: (β, n) – запаздывающее испускание нейтронов, (β, f) – запаздывающее деление, а также - спонтанное деление. Эти процессы понижают концентрации изотопов в изобарных цепочках (постоянное массовое число A) и, в результате, распределение выходов изотопов по массовому числу A существенно изменяется после завершения r -процесса. Данный эффект понижения концентрации (эффект падения выхода), просуммированный по цепочке с постоянным массовым числом дает относительное снижение концентраций для данного A и выражается в виде коэффициента $L(A)$ и выход изотопов с данным A , рассчитанную на момент окончания r -процесса нужно умножить на коэффициент выживания: $(1 - L(A))$ [257-263].

Итоговые коэффициенты падения концентраций $L(A)$ и вклады от (β, n) и (β, f) -процессов в коэффициенты $L(A)$ представлены на рис. 6.2.1. В расчетах с затравочной массой ^{238}U коэффициент потерь $L_{\text{starting } ^{238}\text{U}}(A)$ возрастает при $A = 252, 254, 256, 258$, т.е., четных по A изотопах, что является вкладом в проявление наблюдаемой “аномалии” в распределении выходов и основной вклад вносят (β, f) -процессы на изотопах нептуния с четными значениями A . При расчетах коэффициентов $L(A)$ не

учитывалось спонтанное деление: но спонтанное деление вносит значимую коррекцию при массовом числе $A \geq 256$ для ^{256}Cf , ^{258}Fm и более тяжелых изотопов [265]. При расчетах коэффициентов $L(A)$ использовались данные по энергиям связи нейтронов и барьерам деления из [266, 267].

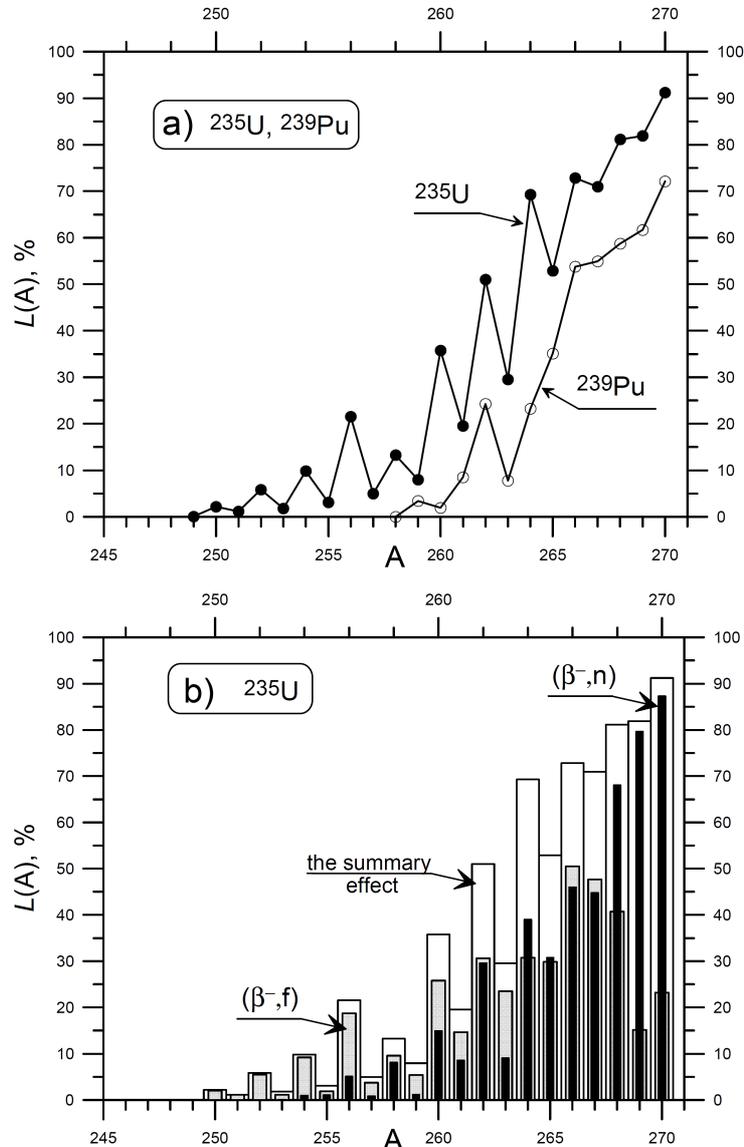


Рис. 6.2.1. Коэффициенты падения концентраций $L(A)$ (в %) в изобарных цепочках ($A = \text{const}$) для исходных изотопов ^{235}U и ^{239}Pu без учета спонтанного деления. Суммарные коэффициенты для ^{235}U и ^{239}Pu - см верхний рис. "a". Вклад в суммарный коэффициент падения концентраций для ^{235}U запаздывающего деления (β^- , f) и эмиссии запаздывающих нейтронов (β^- , n). - см. нижний рис. "b".

В случае плутониевой мишени, фактор потери очень мал для N -избыточных изотопов с $A < 260$. Факторы $L_{\text{starting } ^{235}\text{U}}(A)$ и $L_{\text{starting } ^{239}\text{Pu}}(A)$ для начальных изотопов урана и плутония сильно отличаются и причиной является (см. путь r -процесса на рис.

6.1) различие в числе изотопов, которые необходимо учесть при подсчете фактора снижения концентраций. Еще меньше фактор потерь будет для кюриевой или калифорниевой мишени. В этом случае большие потери будут из-за спонтанного деления и α -распада нейтронно-избыточных ядер.

В бинарной модели значения выходов трансурановых нуклидов получаются из уравнений нуклеосинтеза (6.1.1), как совместное решение двух систем уравнений вида (6.1.3) с двумя стартовыми изотопами. Зарядово-обменные реакции (здесь $\Delta Z = 2$) не учитывались и система уравнений была несвязанной. Результаты расчетов эксперимента “Par” представлены на рис. 6.2.2a отдельно для мишеней ^{238}U и ^{239}Pu без учета L -фактора. Необходимо отметить, что зависимости распределений от ^{238}U и ^{239}Pu от A ведут себя в противофазе так же, как и соответствующие сечения (n,γ) -реакций. Рассчитанные суммарные выходы для эксперимента “Par” представлены на рис. 6.2.2b (без учета L -фактора) и так же, как и на рис. 6.2.2a, нормированы на выход ^{245}U аналогично экспериментальной работе [38]. Расчеты производились для интегрального потока $6.80 \cdot 10^{24}$ нейтрон·см $^{-2}$ с фиксированной энергией ~ 30 кэВ и мишенью, состоящей из смеси изотопов $^{238}\text{U} - 95\%$ и $^{239}\text{Pu} - 5\%$ [257 - 263].

На рис. 6.2.2c представлены отношения расчетных выходов трансурановых изотопов к экспериментальным данным для ядерного взрыва “Par”. Сравнение с расчетами по статической модели с моно мишенью из ^{238}U [249, 250] (поток $7.00 \cdot 10^{24}$ нейтрон см $^{-2}$) показывают, что расчеты с двух компонентной мишенью обеспечивают лучшее согласие с данными эксперимента, особенно при $A \geq 250$. Именно присутствие в мишени изотопа ^{239}Pu сглаживает зависимость итоговых концентраций от A в области с $A \geq 250$. На следующем шаге в бинарную модель введен $L(A)$ -фактор падения концентраций. При $A > 250$ потери возрастают для четных по A нуклидов с ростом массового числа A (см. рис. 6.2.1). $L(A)$ -фактор потерь корректирует выходы трансуранов, обеспечивая сближения расчетных и экспериментальных итоговых концентраций. В данной бинарной модели было получено дальнейшее значительное улучшение согласия с экспериментальными результатами.

Таким образом, представленная бинарная модель позволяет получать удовлетворительные результаты (особенно в проблемной области массовых чисел - при $A \geq 250$) в расчетах концентрации трансурановых ядер в условиях импульсного нуклеосинтеза для вариантов со сложным стартовым составом.

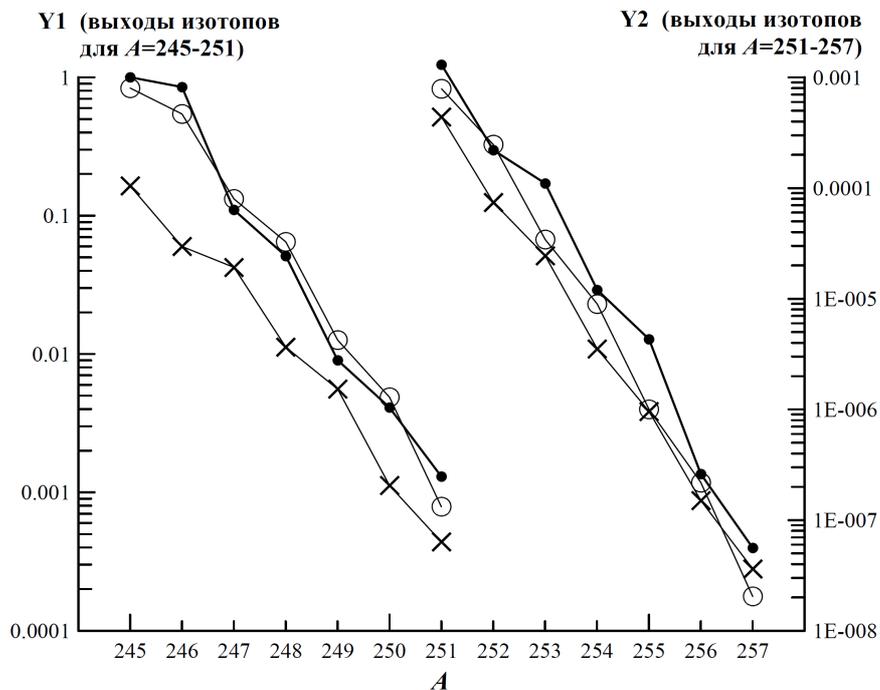


Рис. 6.2.2а. Выход изотопов в эксперименте "Par" (для массовых чисел $A=245-251$ – см. Y1-ось; для массовых чисел $A=251-257$ – см. Y2-ось): ● - экспериментальные результаты; ○ – расчетные выходы изотопов, обеспеченные изотопом ^{238}U при его концентрации в мишени - 95%; × - расчетные выходы изотопов, обеспеченные изотопом ^{239}Pu при его концентрации в мишени - 5% [257].

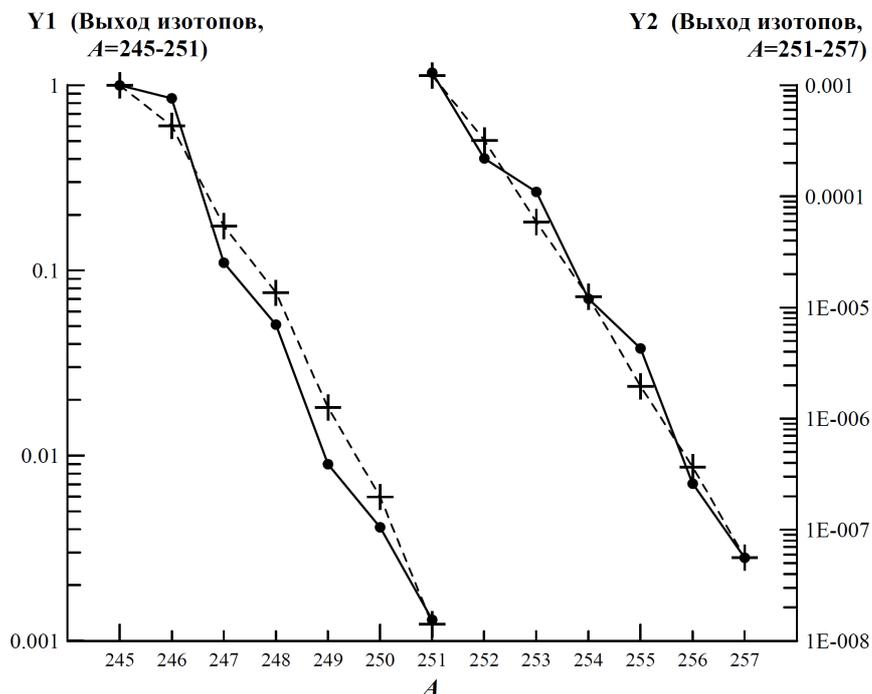


Рис. 6.2.2б. Выход изотопов в эксперименте "Par" (для массовых чисел $A=245-251$ – см. Y1-ось; для массовых чисел $A=251-257$ - см. Y2-ось): ● - экспериментальные результаты; + – расчетные результаты (соединены пунктирной линией) для итоговых выходов изотопов, обеспеченных мишенью с бинарной смесью ^{238}U (концентрация в мишени — 95%) и ^{239}Pu (концентрация в мишени — 5%) [257].

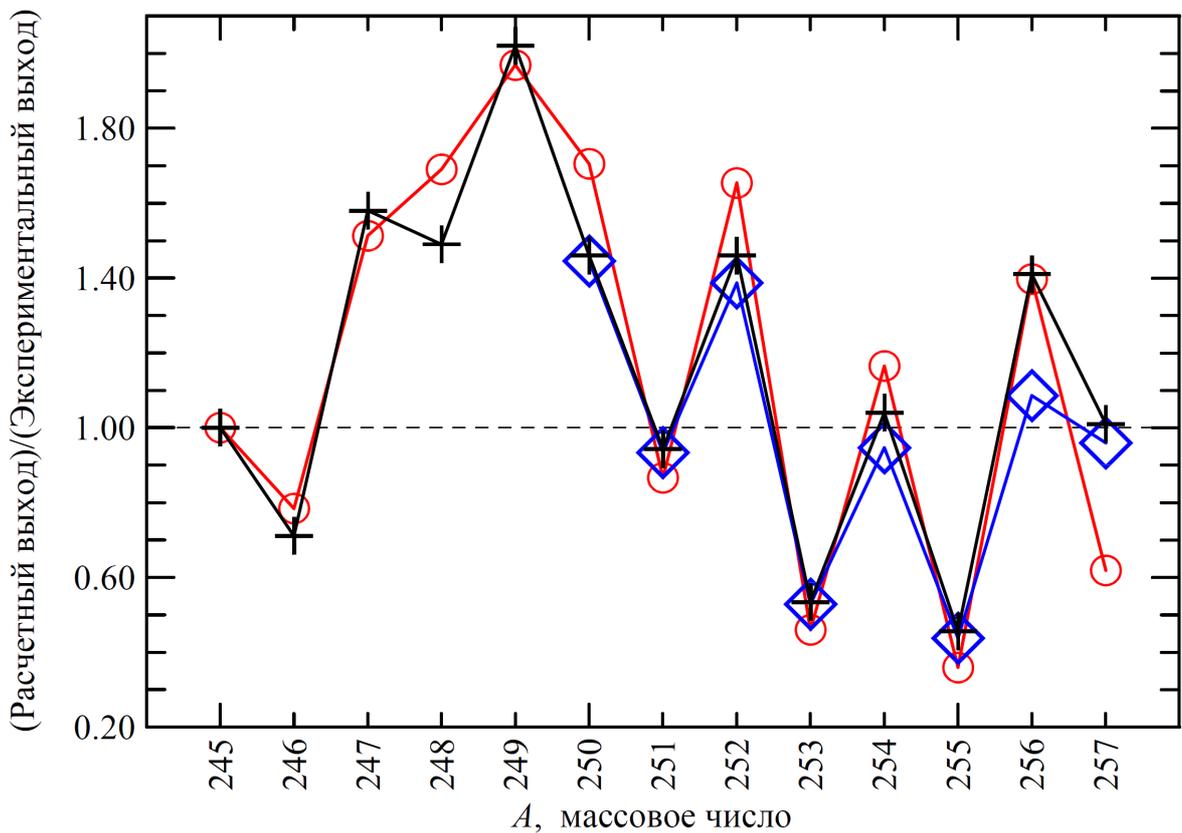


Рис.6.2.2с. Отношение расчетных выходов к данным эксперимента “Par” для массовых чисел $A = 245-257$: \circ – расчетные результаты для модели с одним стартовым изотопом мишени - ^{238}U (статическая модель); $+$ – расчетные результаты для модели с бинарной мишенью (^{238}U - 95%, ^{239}Pu - 5%) без учета коэффициента потерь концентрации изотопов; \diamond – расчетные результаты для модели с бинарной мишенью с учетом коэффициента потерь концентрации изотопов обозначены ромбами. Уровень пунктира (расч. выход)/(эксп. выход) = 1 означает полное совпадение с экспериментальными данными [257].

6.3. О возможности образования трансураниевых изотопов во взрывном нуклеосинтезе. Бинарная модель

Представляет интерес исследовать возможность образования более далеких изотопов в условиях взрывного нуклеосинтеза. Расчетные результаты вплоть до $A = 270$ получены для уран-плутониевой мишени (с исходной концентрацией: $^{238}\text{U}(95\%) + ^{239}\text{Pu}(5\%)$) при интегральном нейтронном потоке $\sim 6 \cdot 10^{24}$ нейтрон·см $^{-2}$ [258 - 263]. В экспериментальных выходах при $A > 250$ эффект четно-нечетной инверсии наблюдается, как “излом” при $A \approx 250$ в характерных пилообразных выходах и обращением выходов при $A > 250$. Перспективной возможностью синтеза тяжелых и сверхтяжелых элементов является включение более тяжелых химических элементов в мишень при нейтронном нуклеосинтезе.

С этой целью проведены оценки выходов тяжелых нуклидов при малых добавках в исходную урановую мишень изотопов ^{248}Cm и ^{251}Cf (рис. 6.3.1 и 6.3.2) [258 - 261], доступных при реакторной наработке. В расчетах учтен фактор потери концентрации $L(A)$ без включения спонтанного деления. Отметим, что величины фактора $L(A)$ в данном случае меньше, чем для рассмотренной выше мишени из урана и плутония, т.к. число меньше нуклидов, участвующих в цепочках β -распада.

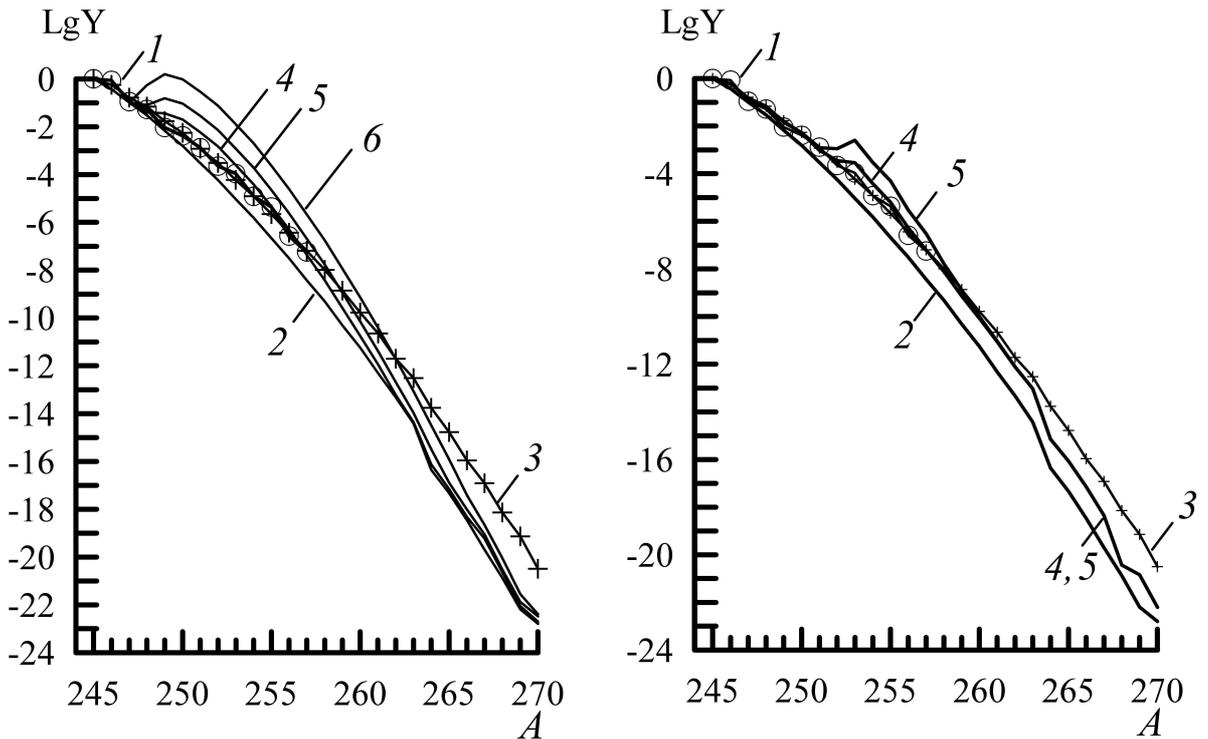


Рис.6.3.1 (слева) [259]. Сравнение расчетных выходов Y для (U+Cm)- и (U+Pu)-мишени при потоке $6 \cdot 10^{24}$ нейтрон·см $^{-2}$. Обозначения: 1 — кружочки (данные эксперимента “Par”); кривые 2 – 6 — расчеты с мишенями разного исходного состава — 2) ^{238}U (100%), 3) ^{238}U (95%) + ^{239}Pu (5%), 4) ^{238}U + ^{248}Cm (0,1%), 5) ^{238}U + ^{248}Cm (0,5%), 6) ^{238}U + ^{248}Cm (5,0 %) [258, 261].

Рис. 6.3.2 (справа) [259]. Сравнение расчетных выходов Y для (U+Cf)- и (U+Pu)-мишени при потоке $6 \cdot 10^{24}$ нейтрон·см $^{-2}$. Обозначения: 1 — кружочки (данные эксперимента “Par”); кривые 2 и 5 — расчеты с мишенями разного исходного состава — 2) ^{238}U (100%), 3) ^{238}U (95%) + ^{239}Pu (5%), 4) ^{238}U + ^{251}Cf (0.001%), 5) ^{238}U + ^{251}Cf (0.01%); при $A \geq 260$ кривые 3 и 4 сближаются [258, 261].

Включение небольших масс кюрия в затравочную смесь с ^{238}U позволяет увеличить выходы изотопов с массовым числом $A > 250$ на порядок при 0,5%–концентрации ^{248}Cm и до двух порядков при концентрации $\sim 5\%$. Введение малых доз изотопа ^{251}Cf в смесь с ^{238}U сильно увеличивает выход при $A = 253, 254, 255$. Так, при концентрации ^{251}Cf , равной 0.001%, выход изотопа с массовым числом $A = 253$ возрастает в пять раз.

Как видно из рис. 6.3.1 и 6.3.2, использование добавок малой концентрацией изотопов Cm и Cf к мишени, состоящей в основном из урана не даёт большого эффекта в области трансфермиевых нуклидов по сравнению с (U + Pu) бинарной мишенью.

6.4. Двух групповая модель образования трансурановых изотопов в условиях взрывного нуклеосинтеза.

Наличие в экспериментальном устройстве водородсодержащих веществ (типа $\text{C}_6\text{H}_2(\text{NO}_2)_3\text{CH}_3$) [248]) ведет к быстрому замедлению нейтронов. Поэтому, в потоке нейтронов, облучающих мишень из стартового изотопа, значительную часть составит мягкая компонента. В работе [268] проведены расчеты спектра утечки нейтронов из экспериментального устройства для различных моментов времени в интервале $t = 0 - 3,6 \cdot 10^{-7}$ с. К моменту $t \sim 3,6 \cdot 10^{-7}$ с утечка нейтронов в интервале $E_n = 9 - 26$ кэВ за отрезок времени 10^{-8} с составляла $\geq \approx 0,3$ в общем потоке утечки.

Рассмотрим, как учет более мягкой компоненты в нейтронном спектре изменит выходы трансуранов [269, 270]. В течение временного интервала искусственного r -процесса ($\sim 10^{-6}$ с) спектр захватываемых в мишени нейтронов эволюционирует: доля быстрых нейтронов падает, а медленных – возрастает.

Для оценки влияния медленной нейтронной компоненты на выход изотопов рассмотрим следующую грубую модель. Пусть многократные захваты нейтронов происходят в интервале времени $[t_A, t_B]$. Рассмотрим некоторый малый интервал времени $[t_A, t_A + \Delta t] \in [t_A, t_B]$. Будем считать, что суммарный нейтронный поток в мишени состоит из двух потоков F_{sl} и F_{fa} , причем средняя энергия первого T_{sl} меньше средней энергии суммарного потока, а средняя энергия второго T_{fa} – больше. Систему уравнений для изменения концентрации изотопов можно переписать в виде

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{N}_z^n = -[(\lambda_{sl} + \lambda_{fa})N]_z^n \\ \dot{N}_z^{n+1} = [(\lambda_{sl} + \lambda_{fa})N]_z^n - [(\lambda_{sl} + \lambda_{fa})N]_z^{n+1} \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \dot{N}_z^{n+i} = [(\lambda_{sl} + \lambda_{fa})N]_z^{n+i-1} - [(\lambda_{sl} + \lambda_{fa})N]_z^{n+i} \end{array} \right. , \quad (6.4.1)$$

где $\lambda_{sl} \equiv \lambda_{n,\gamma}(T_{sl})$ и $\lambda_{fa} \equiv \lambda_{n,\gamma}(T_{fa})$ - скорости (n,γ)-реакции, обусловленной первым (“slow”) и вторым (“fast”) потоками.

Решение дается выражением (6.1.4), где показатель экспоненты есть

$$\lambda^k(t_2 - t_1) = \Phi_{sl} \sigma_{sl}(z, k) + \Phi_{fa} \sigma_{fa}(z, k). \quad (6.4.2)$$

С учетом свертки потока по времени и энергии [252, 251, 269, 270]:

$$\int_{t_1}^{t_2} \int_E [F_{sl}(E, t) + F_{fa}(E, t)] dE dt = \Phi_{sl} + \Phi_{fa}, \quad (6.4.3)$$

где Φ_{sl} и Φ_{fa} - интегральные по времени потоки; $\sigma_{sl}(z, k)$ и $\sigma_{fa}(z, k)$ - сечения (n,γ)-реакции в данных потоках на ядре (z, k).

Задается показатель адиабаты γ , коэффициент $b = T_1 / T_2$ падения средней энергии поглощаемых нейтронов (в двух введенных группах) во временном интервале многократных захватов. Выполняем аналогичные (адиабатической модели) шаги: разбиваем временной интервал $[t_A, t_B]$ многократных захватов на m интервалов и последовательно решаем уравнения нуклеосинтеза (6.4.1) для каждого следующего временного интервала. Начальные условия для первого интервала: $N_z^n(t_A) = 1$ и $N_z^{n+i} = 0$ (где $i \geq 1$), средние энергии для двух потоков равны $(T_1)_{sl}$ и $(T_1)_{fa}$, соответственно. Для второго и последующего интервалов начальными условиями являются результаты выходов изотопов для предыдущего интервала и учитывается падение температуры.

Для интервала $[t_1, t_2]$ при $t_1 > t_A$ и $t_2 \leq t_B$ система (6.4.1) имеет следующее решение:

$$\begin{aligned}
N_z^n(t_2) &= N_z^n(t_1) \exp(-\lambda^n \Delta t) \\
N_z^{n+1}(t_2) &= \lambda^n N_z^n(t_1) \left(\frac{\exp(-\lambda^n \Delta t)}{\lambda^{n+1} - \lambda^n} + \frac{\exp(-\lambda^{n+1} \Delta t)}{\lambda^n - \lambda^{n+1}} \right) + \\
&\quad + N_z^{n+1}(t_1) \exp(-\lambda^{n+1} \Delta t) \\
&\vdots \\
N_z^{n+i}(t_2) &= \lambda^n \lambda^{n+1} \dots \lambda^{n+i-1} N_z^n(t_1) \sum_{k=n}^{n+i} \frac{\exp(-\lambda^k \Delta t)}{\prod_{j \neq k} (\lambda^j - \lambda^k)} + \dots + \\
&\quad + \lambda^{n+i-1} N_z^{n+i-1}(t_1) \left[\frac{\exp(-\lambda^{n+i-1} \Delta t)}{\lambda^{n+i} - \lambda^{n+i-1}} + \frac{\exp(-\lambda^{n+i} \Delta t)}{\lambda^{n+i-1} - \lambda^{n+i}} \right] + \\
&\quad + N_z^{n+i}(t_1) \exp(-\lambda^{n+i} \Delta t), \tag{6.4.4}
\end{aligned}$$

где $\lambda^{n+i} = \lambda_{sl}^{n+i} + \lambda_{fa}^{n+i}$, $\lambda^k \Delta t = \Phi_{sl} \sigma_{sl}(z, k) + \Phi_{fa} \sigma_{fa}(z, k)$, $\Delta t = t_2 - t_1$.

Введем определение “ступенчатой” функции:

$$\delta(m, l) = \begin{cases} 1, & \text{если } m \geq (l-1) \\ 0, & \text{если } m < (l-1) \end{cases}, \tag{6.4.5}$$

где m - натуральные числа и ноль, l – натуральные числа.

Тогда выражение для $N_z^{n+i}(t_2)$ можно записать в виде:

$$\begin{aligned}
N_z^{n+i}(t_2) &= \sum_{l=1}^i \left[(\lambda^n)^{\delta(0,l)} (\lambda^{n+1})^{\delta(1,l)} \dots (\lambda^{n+m})^{\delta(m,l)} \dots (\lambda^{n+i-1})^{\delta(i-1,l)} N_z^{n+l-1}(t_1) \cdot \right. \\
&\quad \left. \cdot \sum_{k=n+l-1}^{n+i} \frac{\exp(-\lambda^k \Delta t)}{\prod_{j \neq k} (\lambda^j - \lambda^k)} \right] + N_z^{n+i}(t_1) \exp(-\lambda^{n+i} \Delta t), \tag{6.4.6}
\end{aligned}$$

где $\delta = \delta(0, l)$, $\delta = \delta(1, l)$, \dots , $\delta = \delta(i-1, l)$ являются показателями степени для $\lambda^n, \lambda^{n+1}, \dots, \lambda^{n+i-1}$, соответственно; $m = 0 - (i - 1)$.

Проведены расчеты образования нейтронно-избыточных изотопов урана при стартовом изотопе ^{238}U для следующих параметров: $\gamma = 1.5 - 1.6$; $b = 20 - 40$. В данной грубой модели введено два нейтронных потока — для “медленных” (*slow*) и более быстрых (*fast*) нейтронов. В расчете задается (с учетом [268]), что: 1) *slow*-поток составляет 0,3 суммарного нейтронного потока; 2) при $t = t_A$ средние энергии T_{sl} , T_{fa} данных потоков равны 17 и 60 кэВ, соответственно. На рис. 6.4.1 представлены результаты расчетов выходов в данной динамической модели с учетом “slow” потока.

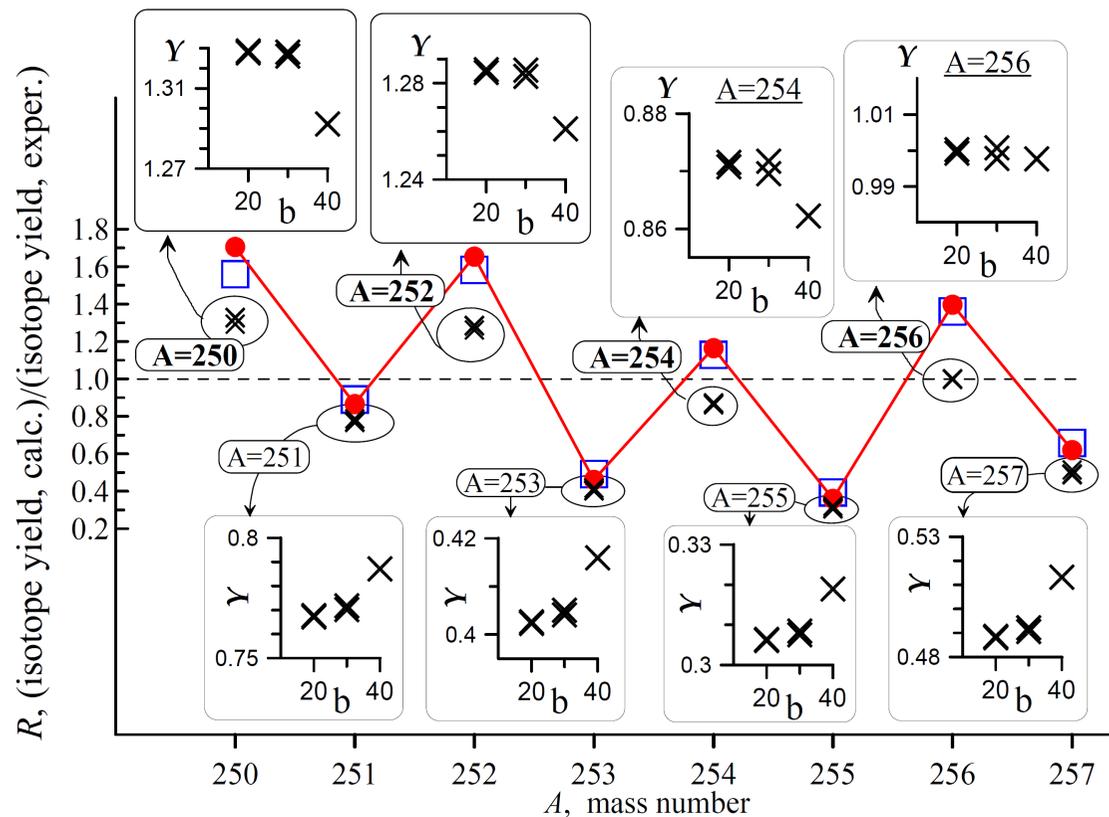


Рис.6.4.1. Отношение R расчетных значений к экспериментальным выходам изотопов по данным эксперимента “Par” для массовых чисел $A = 250$ – 257 : — расчетные результаты в статической модели (со стартовым изотопом ^{238}U); \square - результаты для одногрупповой динамической модели; \times - расчетные результаты в двух групповой модели (введение медленной компоненты нейтронного спектра в рамках динамической модели с показателем адиабаты $\gamma = 1.5$ - 1.6). Для каждого массового числа A в выносках представлены графики зависимости отношения R от коэффициента b падения средней энергии поглощаемых нейтронов в двух групповом представлении во временном интервале многократных захватов. Горизонтальная пунктирная линия на уровне единицы соответствует полному совпадению с экспериментальными данными [269, 270].

Отметим, что рассмотренная грубая двух групповая модель (с медленной нейтронной компонентой) нуклеосинтеза позволяет улучшить соответствие с экспериментом, особенно в проблемной части, т.е., при $A \geq 250$. Действительно, модель продемонстрировала, что для четных значений массового числа A расчетные значения выходов систематически снижаются с ростом коэффициента b , а для нечетных A величины расчетных выходов систематически возрастают с ростом b отношения. Коррекция в выходах трансуранов практически полностью определяется падением средней энергии поглощаемых нейтронов в медленной ("slow") энергетической компоненте и слабо зависит от падением средней энергии поглощаемых нейтронов в быстрой ("fast") энергетической группе. В результате значения выходов изотопов в проблемной части (при $A \geq 250$) корректируются в "правильном" направлении и согласие с экспериментом улучшается. Дальнейшее развитие двух групповой модели связано с уточнением спектра нейтронного источника. Но, уже в рамках двух групповой модели видно, что модельный учет эволюции нейтронного спектра в импульсном нуклеосинтезе ведет к коррекции выходов трансуранов в согласии с проявлением нечетно-четного эффекта при $A \geq 250$.

Временная зависимость накопления изотопов с $A=239-257$ (с нормировкой на концентрацию стартового изотопа ^{238}U) в течение временного интервала $[t_A, t_B] = 10^{-6}$ с нуклеосинтеза представлена на рис.6.4.2.

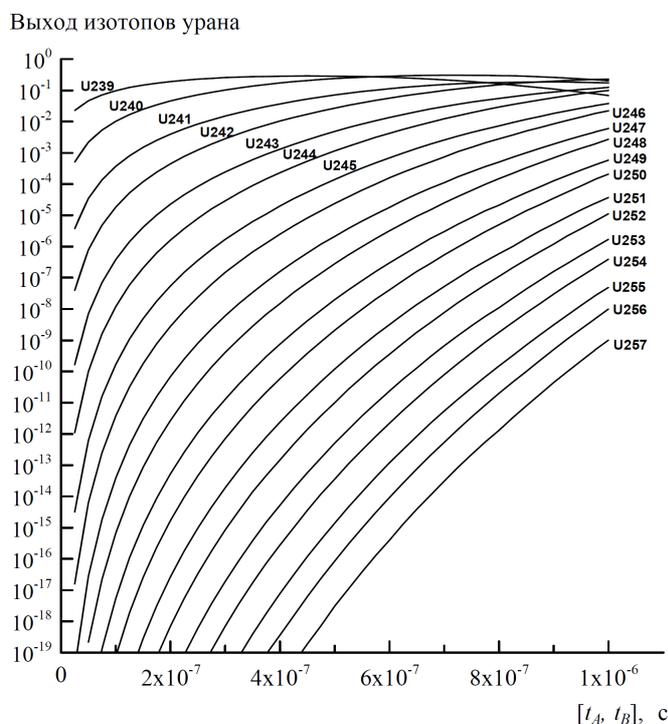


Рис.6.4.2. Временная зависимость логарифма выходов изотопов урана с массовыми числами $A = 239-257$ (указаны на кривых) в интервале времени $[t_A, t_B] = 10^{-6}$ с для многократных захватов нейтронов на стартовом изотопе ^{238}U . Выходы нормированы на исходную концентрацию изотопа ^{238}U [269, 270].

Зависимости скорости накопления изотопов урана для разных массовых чисел A в интервале многократных захватов сильно различаются. Видно, что для адекватной оценки выходов при больших массовых числах A важен корректный учет сечений на всем интервале нуклеосинтеза: как в начале активации, когда наблюдается резкий рост концентраций трансуронов (и особенно для изотопов, близких к стартовому по массовому числу A), так и в ходе дальнейшего адиабатического расширения, сопровождаемого падением средней энергии поглощаемых нейтронов и ростом сечения (n,γ) -захватов. Отметим, что при приближении к концу интервала многократных захватов относительная скорость образования трансуронов тем выше, чем больше массовое число A . Поэтому, для адекватного воспроизведения выходов с большим A использование корректных сечений при приближении к концу интервала нуклеосинтеза становится критичным.

Выводы к главе 6.

Исследуются процессы образования трансуроновых изотопов в условиях искусственного взрывного нуклеосинтеза с помощью предложенных моделей r -процесса. Для проверки адекватности моделей использовались опубликованные экспериментальные данные по тестовым испытаниям Par, Barbel, Mike и др.

Предложенные модели разработаны для расчета выходов трансуроновых изотопов в условиях искусственного взрывного нуклеосинтеза с учетом специфики быстропротекающего r -процесса.

Предложена адиабатическая (динамическая) модель, учитывающая температурные изменения при разлете вещества во временных шагах процесса многократных захватов с соответствующим пересчетом сечения (n,γ) -активации, исходя из начальных условий (объем, занятый делящимся веществом; максимальная температура). Показатель адиабаты являлся управляющим параметром и вводился модельным образом. Скорость разлета вещества являлась контролируемым параметром. Учет динамики в адиабатической модели дает устойчивое улучшение соответствия расчета экспериментальным данным, особенно в проблемной области ($A > 250$), что было не достижимо при статическом моделировании с фиксированной средней температурой.

Предложен бинарный вариант динамической модели, позволяющий вводить два и более стартовых изотопа для образования трансурановых ядер. Исследован вариант с уран-плутониевой смесью (95% - ^{238}U , 5% - ^{239}Pu). Введение плутониевой "затравки" увеличивает выход трансуранов на "хвосте" распределения, улучшая соответствие с экспериментом. Кроме того, добавка плутония сглаживает "изломы" при $A > 250$ и однозначно работает на улучшение согласия с экспериментом.

Предложена двух групповая динамической модель, вводящая медленную компоненту в нейтронный поток. Процесс также контролировался по скорости разлета вещества. Продемонстрировано, что введение медленной компоненты однозначно улучшает согласие для проблемной области $A > 250$ (где зарегистрирован феномен аномальных выходов).

Рассмотрена возможность образования трансфермиевых ядер во взрывном нуклеосинтезе путем добавки тяжелых элементов (на примере ^{248}Cm и ^{251}Cf) к основному делящемуся веществу - ^{238}U . Показано, что смесь (U+Pu) обеспечивает более высокие выходы при больших массовых числах A и также значительно улучшает согласие с экспериментом.

Расчеты подтверждают, что учет запаздывающих процессов $[(\beta, n)$ – запаздывающее испускание нейтронов и (β, f) – запаздывающее деление] играет важную роль в коррекции выходов трансуранов. Эти процессы существенно корректируют концентрацию изотопов в изобарных цепочках (при постоянном массовом числе A) и в результате распределение выходов изотопов по числу A изменяется к завершению r -процесса. Эффект снижения концентраций учитывался введением фактора потерь, корректирующего итоговое изменение выходов изотопов в согласии с проявлением нечетно-четного эффекта.

Основные авторские результаты главы 7 опубликованы в работах [245, 246, 247, 249 - 252, 257 - 263, 269, 270].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим основные защищаемые результаты, полученные в диссертации.

1. Детально разработаны и сформулированы основные принципы, исполнение которых необходимо для реализации интенсивного антинейтринного источника на основе литиевого blankets, включая выбор эффективных материалов, ограничение по концентрации примесных изотопов, компоновка источника в схеме типа "слойки".

- Проведены детальные расчеты выходов ${}^8\text{Li}$ от ключевых параметров компоновки и концентраций. Разработаны варианты литиевого $\tilde{\nu}_e$ -источника и определены выходы ${}^8\text{Li}$ для литиевых антинейтринных источников с неуправляемым спектром на основе нейтронных источников с делительным и термоядерным спектром (с комбинированным литий-борным blankets).

2. Впервые для короткобазовых нейтринных экспериментов предложен источник с управляемым $\tilde{\nu}_e$ -спектром в схеме с принудительной циркуляцией активируемого литий-содержащего вещества в замкнутой петле. Уникальность схемы обеспечивает плавное управление спектром без остановки эксперимента.

Введено определение обобщенной жесткости H результирующего спектра и получены зависимости $\tilde{\nu}_e$ -сечений на дейтроне и протоне от величины обобщенной жесткости при разных порогах регистрации.

Получены аналитические зависимости для расчетов потоков литиевых антинейтрино и обобщенной жесткости в схеме с управляемым спектром.

3. Впервые показана и подтверждена расчетами возможность принципиального снижения ошибок регистрации (в два раза и более), обусловленных неопределенностями реакторного $\tilde{\nu}_e$ -спектра. Получены функциональные зависимости спектральных ошибок от жесткости результирующего $\tilde{\nu}_e$ -спектра при различных порогах регистрации.

Продемонстрировано, что работа на управляемом антинейтринном спектре в установке с принудительной циркуляцией литий-содержащего вещества через blankets вблизи активной зоны позволяет создать высокоинтенсивный $\tilde{\nu}_e$ -источник в МэВ-ом диапазоне с хорошо определенным спектром для короткобазового осцилляционного эксперимента, используя реактор как

интенсивный источник нейтронов

4. Сформулирована и решена задача уменьшения размеров blankets при максимизации эффективности blankets на основе дейтерированных литиевых материалов.

- Проведены детальные расчеты эффективности в blankets различного литиевого состава с высоким замещением ^1H на ^2H для выбора литиевых соединений, обеспечивающих максимальное возрастание выходов ^8Li .

Полученные функциональные зависимости эффективности дейтерированных материалов и анализ замедляющих свойств позволили (в сравнении с чисто литиевым blanketом): 1) повысить выход ^8Li более, чем в 5 раз при сохранении компактных размеров $\tilde{\nu}_e$ -источника (толщина слоя blankets $L_B \leq \approx 70$ см); 2) резко снизить необходимую массу высокочистого изотопа ^7Li (с примесью сильного поглотителя ^6Li - менее 0.0002) в десятки и более раз

5. Детально разработан и рассчитан нейтринный источник, обеспечивающий чисто литиевый $\tilde{\nu}_e$ -спектр и "запускаемый" в схеме тандема с ускорителем и мишенью. Исследованы характеристики источника на основе тяжеловодного раствора гидроксида лития при работе на различных тяжелых мишенях (W, Pb, Bi) для пучка протонов в интервале энергий $E_n = 50 - 300$ МэВ. Для вариантов источника рассчитаны $\tilde{\nu}_e$ -потоки.

На основе источника в схеме тандема рассмотрена возможная постановка эксперимента по поиску стерильных нейтрино на детекторе JUNO. Получено, что за пять лет проведения эксперимента можно достигнуть чувствительности $\text{Sin}^2(2\theta) \leq \sim 0.001$ для $\Delta m^2 > 0.2$ eV² на доверительном уровне 95%.

Впервые предложена эффективная схема компактного литиевого источника на ускорителе с использованием углеродных отражателей и поглощающего слоя легкой воды. Схема позволяет сократить необходимую массу изотопа ^7Li до 120-130 кг и уменьшить линейные размеры в 2.5 раза (до 1.3-1.4 м), что важно для короткобазового осцилляционного эксперимента.

6. Предложена адиабатическая модель образования трансурановых изотопов в условиях взрывного нуклеосинтеза с учетом динамики импульсного процесса. Модельные расчеты продемонстрировали, что учет температурной зависимости сечения нейтронных захватов приводит к улучшению согласия с экспериментальными данными и "работает" в направлении обращения нечетно-четного эффекта, наблюдаемого в выходах трансуранов при массовом числе

$A > 250$.

7. Предложена двух групповая динамическая модель выхода трансуранов во взрывном нуклеосинтезе с введением медленной компоненты потока. Проведенное моделирование показало, что учет медленной составляющей нейтронного флюенса корректирует выходы трансуранов и однозначно улучшает согласие с экспериментом для изотопов в проблемной области - при $A > 250$, где зарегистрирован эффект инверсных выходов изотопов.
8. Предложена бинарная динамическая модель для сложного стартового состава, что обеспечило: значительное улучшение согласия расчетов с экспериментом для уран-плутониевой мишени с коррекцией выходов на распады и возможность исследования влияния затравочных добавок на выход трансурановых изотопов.

Благодарности

Автор искренне признателен Ю. С. Лютостанскому, с которым в течение длительного времени вместе работал и обсуждал многие проблемы.

Автор благодарен за плодотворные обсуждения и поддержку работы членам-корреспондентам РАН Ю. Г. Абову и Л. П. Феоктистову.

Выражаю свою признательность С. К. Ачкасову, М. М. Баско, А. В. Беднякову, С. И. Блинникову, А. А. Блыскавке, И. Н. Борзову, А. А. Боровому, В. Б. Бруданину, В. В. Васильеву, В. В. Варламову, М. Ю. Вырскому, И. Н. Изосимову, А. П. Князеву, В. Е. Колесову, В. Н. Кондратьеву, Ю. А. Коровину, Ю. В. Кочевалину, А. С. Кривцову, Ю. Г. Куденко, Б. Е. Лухминскому, Е. А. Минервиной, И. В. Панову, А. Н. Пастухову, Г. В. Поволоцкой, Ю. В. Пяткову, В. В. Синеву, В. К. Сироткину, А. И. Студеникину, В. Н. Тихонову, Д. К. Надежину, В. И. Фурману, В. В. Чечеву, В. А. Хвощинскому, В. В. Хрущеву за плодотворные обсуждения, дискуссии и внимание.

С теплом вспоминаю интерес к работе и поддержку, оказанную Ю. В. Гапоновым.

Автор признателен В. Ф. Батяеву за плодотворные обсуждения.

Автор искренне признателен академику РАН И. И. Ткачеву за обсуждения и поддержку работы.

Автор сердечно благодарен Л. Б. Безрукову и Б. К. Лубсандоржиеву за большой интерес к работе, дискуссии и поддержку.

Литература

1. Боровой А.А., Хакимов С.Х. Нейтринные эксперименты на ядерных реакторах. М.: Энергоатомиздат, 1990.
2. Фейнберг С.М., Шевелев Я.В. Возможность импульсного реактора для исследования нейтрино. I. Труды III Международной конференции по использованию атомной энергии в мирных целях. Нью-Йорк: ООН. 1965. Т. 7: Исследовательские и испытательные реакторы. С. 455-457.
3. Микаэлян Л.А., Спивак П.Е., Циноев В.Г. Предложение эксперимента по исследованию физики антинейтрино малых энергий // ЯФ 1965. Т. 1. Вып. 5. С. 853-855.
4. Воробьев Е.Д., Микаэлян Л.А., Назаров А.И., Фейнберг С.М., Шевелев Я.В., Чихладзе И.Л., Юдкевич М.С. Импульсный реактор РИНГ. Препринт ИАЭ-2384. М., 1974.
5. Микаэлян Л.А., Толоконников С.В. Возможности количественной проверки электрослабых взаимодействий в экспериментах на исследовательских ядерных реакторах // ЯФ 1989. Т. 50. Вып. 1. С. 111-114.
6. Erykalov A.N., Kondurov I.A., Konoplev V.G., et al. Preprint LNPI-852. Leningrad, 1985.
7. Schreckenbach K., et al. Determination of the antineutrino spectrum from ^{235}U thermal fission products up to 9.5 MeV // Phys. Lett. 1985. V. 160B. N.3,4. P. 325-330.
8. Алексанкин В.Г. и др. Бета и антинейтринное излучение продуктов деления. М.: ЦНИИАтоминформ. 1986.
9. Davis B.R., et al. Reactor antineutrino spectra and their application to antineutrino - induced reactions // Phys. Rev. C. 1979. V.19. N6. P. 2259-2260.
10. Klapdor H.V., Metzinger J. Calculation of the antineutrino spectrum from thermal fission of ^{235}U // Phys. Lett. 1982. V. 112B. N.1. P. 22-26.
11. Dickens J.K. Electron antineutrino Spectrum for $^{235}\text{U}(n,f)$ // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. N16. P. 1061-1064.
12. Боровой А.А., Добрынин Ю.Л., Копейкин В.И. Энергетические спектры электронов и антинейтрино от осколков деления ^{235}U и ^{239}Pu тепловыми нейтронами // ЯФ 1977. Т. 25. Вып. 2. С. 264-269.
13. Avignone F.T., Greenwood Z.D. Calculated spectra of antineutrinos from fission products of ^{235}U , ^{238}U , and ^{239}Pu , and antineutrino -induced reactions // Phys. Rev. C. 1980. V. 22. N. 2. PP.594-605.

14. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. О возможности использования конвертора нейтронов в нейтринных экспериментах. - в кн.: Материалы I Международной конференции по нейтронной физике. Киев, 14-18 сентября 1987 г. М.: ЦНИИАтоминформ. 1988. Т. 4. С. 182-186.
15. Lyutostansky Yu. S. and Lyashuk V. I. // Nucl. Sci. Eng. 1994. V. 117, P. 77-87.
16. Басов Н.Г., Розанов В.Б., О возможности создания мощного нейтринного источника // Письма в ЖЭТФ, 1985. Т. 42. Вып. 8. С. 350.
17. Барсанов В. И., Джанелидзе А. А., Злоказов С. Б. и др. Искусственный источник нейтрино на основе Ar-37. // ЯФ 2007, т.70, с.325.
18. Abdurashitov N., Gavrin V. N., Girin S. V., *et al.* // Phys. Rev. 1999. C 59. P. 2246.
19. Hampel W., Heusser G., Kiko J., *et al.* // Phys. Lett. 1998. B 420. P. 114.
20. Gribier M., Gosset L., Lamare P., *et al.* Production of a 62 PBq ^{51}Cr low energy neutrino source for GALLEX // NIM A. 1996. 378 P.233-250.
21. Tagg N.J., *et al.* The ^8Li calibration source for the Sudbury Neutrino Observatory // NIM A. 2002. V.489. Issues 1-3. P.178-188.
22. Lubimov V. *et al.* // Phys. Lett. 1980. V. B94. P. 266.
23. Boris S. *et al.* // Phys. Lett. 1985. V. B159. P. 217.
24. Третьяков Е.Ф.. Изв. АН СССР. Сер. физ. 1975. Т. 39. С. 583.
25. Abdurashitov D.N. , Belesev A.I. , Berlev A.I., *et al.* The current status of "Troitsk neutrino mass" experiment in search for sterile neutrino // Journal of Instrumentation. 2015. V. 10. T10005.
26. Belesev A. I., Berlev A. I., Geraskin E. V., Golubev A. A., Likhovid N. A., Nozik A. A., Pantuev V. S., Parfenov V. I., Skasyrskaya A. K. // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 97. С. 73. [JETP Lett. 2013. V. 97. C. P7].
27. Zucchelli P. // Phys. Lett. B. 2002. V. 532. P. 166.
28. Wildner E., Hansen C., Benedetto E., *et al.* Design of a neutrino source based on beta beams // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2014. V. 17. 071002.
29. Diven B.C. Nuclear Explosions as a Nuclear Physics Tool // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1970. V. 20. PP. 79-104; Hoff, R.W., Hulet, E.K. The Recovery and study of heavy nuclides produced in a nuclear explosion: the Hutch event. Symposium on Engineering with Nuclear Explosives, USAEC Rep. CONF-700101 (1971) Vol2, 1283..
30. Горбачев В.М., Замятнин Ю.С., Лбов А.А. Основные характеристики изотопов тяжелых элементов. Справочник. Изд. 2-е. М.: Атомиздат. 1975. С. 188.

31. Хайд Э., Перлман И., Сиборг Г. Ядерные свойства тяжелых элементов. Вып. 2. Методы синтеза тяжелых ядер. М.: Атомиздат. 1968. С. 58.
32. Diamond H., Fields P.R., Stevens C.S., et al. Heavy Isotopes Abundances in Mike Thermonuclear Device // *Phys. Rev.* 1960. V. 119. PP. 2000-2004.
33. Dorn D.W. Mike Results-Implications for Spontaneous Fission // *Phys. Rev.* 1962. V. 126. PP. 693-697.
34. Huizenga J.R., Diamond H. Spontaneous-Fission Half-Lives of Cf^{254} and Cm^{250} // *Phys. Rev.* 1957. V. 107. PP. 1087-1090.
35. Bell G.I. Cross Sections for Nucleosynthesis in Stars and Bombs // *Rev. Mod. Phys.* 1967. V. 39. PP. 59-68.
36. Igle J.S. Nuclear explosion experiments to determine nuclear properties of heavy elements // *Nucl. Phys.* 1969. V. A124. PP. 130-144.
37. Горбачев В.М., Замятнин Ю.С., Лбов А.А. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер. Справочник. М.: Атомиздат, 1976. С. 383, 58-59, 78-79.
38. Dorn D.W. and Hoff R.W. Spontaneous fission in very neutron-rich isotopes. // *Phys. Rev. Lett.*, v.14, p.440-441 (1965).
39. Los-Alamos Radiochemistry Group. Production of very heavy elements in thermonuclear explosions - test "Barbel" // *Phys. Rev. Lett.* 1965. V. 14. PP. 962-96.
40. Bell G. Production of Heavy Nuclei in Par and Barbel Devices // *Phys. Rev.* 1965. V. 139. N. 5B. PP. B1207-B1216.
41. Заграфов В.Г., Зоммер В.П. О захвате нейтронов тяжелыми изотопами урана и нептуния в условиях термоядерного взрыва // *АЭ* 1967. Т.23. С. 319-326.
42. Кривохатский А.С., Романов Ю.Ф. Получение трансурановых и актиноидных элементов при нейтронном облучении, М.: Атомиздат, 1970.
43. Кузнецов В.И. Запоздывающее деление атомных ядер // *ЭЧАЯ* 1981. Т. 12. Вып. 6. С. 1285-1323.
44. Карнаухов В.А., Петров Л.А. Ядра, удаленные от линии бета-стабильности. М.: Энергоатомиздат. 1981.
45. Hoff R.W. Beta Decay of Neutron Rich Transuranic Nuclei. Proceeding of International Symposium on Weak and Electromagnetic Interaction in Nuclei. Ed. H.V. Klapdor. Springer-Verlag. Heidelberg. 1986. PP. 207-212.
46. Wene C.-O., Johansson S.A.E. The Importance of Delayed Fission in the Production of Very Heavy and Superheavy Elements // *Phys Scr.* 1974. V. 10A. PP. 156-162.

47. Kodama T., Takahashi K. R-process nucleosynthesis and nuclei far from region of β -stability // Nucl. Phys. 1975. V. A239. PP.489-510.
48. Thielemann F.-K., Metzinger J., and Klapdor H.V. Beta-Delayed Fission and Neutron Emission: Consequences for the Astrophysical r-Process and the Age of the Galaxy // Z. Phys. A. -Atoms and Nuclei. 1983. V.309. PP. 301-317.
49. Meyer B.S., Howard W.M., Mathews G.J., Moeller P., Takahashi K. Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-93519. 1971.
50. Krumlinde J., Möller P. Calculation of the Gamow-Teller β -strength function in the rubidium region in the RPA approximation with Nilsson-Model wave function // Nucl. Phys. 1984. V. A417. PP. 419-446.
51. Johansson S.A., Wene C.-O. // Arkiv Fysik. 1967. V. 36. P. 353.
52. Myers W.D., Swiatecki W.J. Nuclear Masses and deformation // Nucl. Phys. 1966. V. 81. PP.1-60.
53. Hilf E.R., von Groote H., Takahashi K. CERN 76-13. 142. 1976.
54. Howard W.M., Möller P. Calculated fission barriers, ground-state masses, and particle separation energies for nuclei with $76 < Z < 100$ and $140 < N < 184$ // At. Data Nucl. Data Tables. 1980. V. 25. N 3. PP. 219-285.
55. Фролов А.С., Ченцов Н.Н., Решение трех типичных задач теории переноса методом Монте-Карло. Метод Монте-Карло в проблеме переноса излучений (Сб.). М.: Атомиздат, 1967. С. 25-52.
56. Бусленко Н.П., Голенко Д.И., Соболев И.М., и др. Метод статистических испытаний (Метод Монте-Карло). М.: Физматгиз, 1962.
57. Ермаков С.М. Метод Монте-Карло и смежные вопросы. Изд. 2-е. М.: Наука, 1975.
58. Ермаков С.М. Михайлов Г.А. Курс статистического моделирования. М.: Наука, 1976.
59. Соболев И.М. Численные методы Монте-Карло. М.: Наука, 1973.
60. Франк-Каменецкий А.Д. Моделирование траекторий нейтронов при расчете реакторов методом Монте-Карло. М.: Атомиздат, 1978.
61. Калос М., Накач Ф., Селник Дж. Методы Монте-Карло в применении к решению реакторных задач. - В кн.: Вычислительная математика в физике реакторов. Под ред. Х. Гринспена, К. Келбера, Д. Окрента. пер. с англ. М.: Атомиздат, 1972. С. 224-276.
62. Бекурц К. Виртц К. Нейтронная физика. М.: Атомиздат, 1968. С. 39-42, 126.
63. Михайлов Г.А. Оптимизация весовых методов Монте-Карло. 1987. М.: Наука.

64. Майоров Л.В. Комплекс ММКФК для расчета реакторов методом Монте-Карло, разработанный А.Д. Франк-Каменецким // ВАНТ Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1981. Вып. 8. С. 7.
65. Лиман Г.Ф. Майоров Л.В., Юджевич М.С. Пакет программ MCU для решения методом Монте-Карло задач переноса излучений в реакторах // ВАНТ Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1985. Вып. 7. С. 27-31.
66. Марин С.В., Марковский Д.В., Шаталов Г.Е. Программа одномерного расчета поля нейтронов - BLANK // ВАНТ Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1981. Вып. 9. С. 26-31.
67. Казарицкий В.Д., Благоволин П.П. Библиотека модулей Монте-Карло для расчета функционалов потока нейтронов и их возмущений в тяжеловодных реакторах // ВАНТ Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1985. Вып. 7. С. 31-33.
68. Андросенко А.А. Андросенко П.А. Комплекс программ BRAND для расчета характеристик переноса излучения методом Монте-Карло // ВАНТ Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1985. Вып. 7. С. 33-37.
69. Наумов В.А., и др. - В сб. Статистическое моделирование в математической физике. Новосибирск: Наука, 1976.
70. Irving D.C., Freestone R.M., and Kam F.B.K. 05R, A General Purpose Monte-Carlo Neutron Transport Code. ORNL-3622, Oak-Ridge National Laboratory, 1965.
71. Plechaty E.F. Kimlinger J.R. Tart Monte-Carlo Neutron Transport Code. UCIR-522, Lawrence Livermore Laboratory, 1971.
72. Kimlinger J. and Plechaty E.F. SORS Monte Carlo Neutron Transport Code for CDC-6600. UCLR-50532, Lawrence Livermore Laboratory, 1968.
73. Hemmings P.J. Use of the UK Nuclear Library in the Monte Carlo Program MONK. Rep. AHSB (S) R184, 1970.
74. Hemmings P.J. The GEM Code. Rep. AHSB (S) R105, London, 1967.
75. Emmett M.B. The MORSE Monte Carlo Radiation Transport Code System. ORNL-4972, Febr. 1975.
76. X-5 Monte Carlo Team. MCNP — A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5. LA-UR-03-1987.
77. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.Н., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоатомиздат, 1981. С.139.

78. Лухминский Б.Е., Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И., Панов И.В. Программа МАМОНТ для расчета нейтронных полей методом Монте-Карло // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 1989. Вып. 2. С. 23-25.
- 78.a. Ачкасов С.К., Лухминский Б.Е., Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И., Панов И.В. Расчет функционалов нейтронных полей методом Монте-Карло (программа МАМОНТ). М., Препринт ИТЭФ-6. 1986.
79. Лухминский Б.Е., Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И., Панов И.В. Модель переноса нейтронов для стандартного вычислительного эксперимента // Вопросы Атомной науки и техники, сер. Ядерные константы, выпуск. 2, 1989. стр. 118-123.
- 79.a. Ачкасов С.К., Кочевалин Ю.В. Лухминский Б.Е., Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И., Панов И.В. Сопоставление расчетов переноса нейтронов с базовыми интегральными экспериментами. М., Препринт ИТЭФ-49. 1986.
80. Базазянц Н.О., Забродская А.С., Ларина А.Ф., Николаев М.Н. Рекомендованные значения энергетической зависимости коэффициентов разложения сечения упругого рассеяния по полиномам Лежандра. - В кн.: Ядерные константы. М.: ЦНИИАтоминформ. 1972. Вып. 8. Ч. 1. С. 61-120.
81. Ставинский В.С. Плотность уровней атомных ядер // ЭЧАЯ 1972. Т. 3. Вып. 4. С. 840.
82. Macfarlane R.V., et al. The NJOY Nuclear Data Processing System. Report LA-9303-M (ENDF-324). 1982.
83. Кривцов А.С. NJOY.EC - комплекс программ переработки оцененных нейтронных данных // ВАНТ Сер. Ядерные константы. 1987. Вып.1. С.30-36.
84. Горячев И.В., Колеватов Ю.И., Семенов В.П., Трыков Л.А. Интегральные эксперименты в проблеме переноса ионизирующих излучений. Справочное руководство. М.: Энергоатомиздат, 1985.
85. Трыков Л.А., Колеватов Ю.И., Николаев А.П. и др. Экспериментальное исследование спектров утечки нейтронного и гамма-излучения из железа. Обнинск: Препринт ФЭИ-943. 1979.
86. Трыков Л.А., Колеватов Ю.И., Семенов В. П. и др. Результаты интегральных экспериментов для шаров из железа и полиэтилена с источником из калифорния-252 в центре. В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып. 18. М.: Атомиздат, 1979. С. 93-98.

87. Дулин В.А., Коробейников В.В., Литияев В.М., Цибуля А.М. Определение сечения увода под порог деления ^{238}U из экспериментов по пропускаю нейтронов деления // АЭ 1985. Т. 59. С. 116-119.
88. Stelts M.L., Anderson J.D., Hansen L.F., et al. Spectra of Fast Neutrons from Water Pulsed with 14-MeV Neutrons // Nucl. Sci. Eng. 1971. V. 46. P.53-60..
89. 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). М.: ЦНИИАтоминформ. Препринт ИТЭФ-61. 1988.
90. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Моделирование переноса нейтронов в литиевом бланкете с термоядерным источником // АЭ 1990. Т. 68. Вып. 2. С. 135-137.
91. Bachman H., Fritscher U., Kappler F.W., et al. Neutron Spectra and Tritium Production Measurements in a Lithium Sphere to Check Fusion Reactor Blanket Calculations // Nucl. Sci. Eng. 1978. V.67. N 1. PP. 74-84.
92. Nakagawa T. - Editor. Summary of JENDL-2 General Purpose File. JAERI-M-84-103. 1984.
93. Howerton R.J., et al. The LLL Evaluated - Nuclear Data Libraries (ENDL). Livermore Report UCRL-50400. 1978.
94. Lukhminsky B.E., Ljutostansky Yu.S., Ljashuk V.I. and I.V. Panov I.V. Monte Carlo Methods in Mining Nuclear Geophysics-II. Estimation of Secondary Processes in Geological Media // Nuclear Geophysics. 1991. V.5, N 1/2., PP.21-23.
95. Klapdor H.V., Metzinger J. Calculation of the antineutrino spectrum from thermal fission of ^{235}U // Phys. Lett. 1982. V. 112B. N.1. P. 22-26.
96. Garber D. (Comp.) ENDF/B-IV Summary Documentation. BNL-17541. 2-nd. Ed. 1975.
97. Kinsey R. (Comp.) ENDF/B-5 Summary Documentation. -BNL-17541. 3-rd. Ed. 1979.
98. Бондаренко И.М. Керма-факторы при взаимодействии нейтронов с ^7Li // ВАНТ Сер. Ядерные константы. 1981. Вып. 4. С. 18-22.
99. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Литиевый конвертор реакторных нейтронов в антинейтринно. I. Статический режим работы. Препринт ИТЭФ-66. Москва. ЦНИИАтоминформ. 1989.
100. Ерыкалов А.Н., Кондуров И.А., Коноплев К.А., Сумбаев О.И., Трунов В.А. Экспериментальные возможности реактора "ПИК" - В кн.: Нейтронная физика. материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев 18-22 апреля 1977 г. М.: ЦНИИАтоминформ. 1977. Т. 4. С.214.

101. Бать Г.А., Коченов А.С., Кабанов Л.П. Исследовательские ядерные реакторы. М.: Энергоатомиздат, 1985. С.162-164.
102. Марин С.В., Шаталов Г.Е. Размножение нейтронов в blankets термоядерного реактора // Атомная техника за рубежом. 1984. № 10. С. 3-8.
103. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Литиевый конвертор реакторных нейтронов в антинейтринно. II. Динамический режим работы. Препринт ИТЭФ-82. М.: ЦНИИАтоминформ, 1989. 28 с.
104. Lyashuk V.I., Lyutostansky Yu.S. The Conception of the powerful dynamic neutrino source with modifiable hard spectrum. (Moscow, ITER). ITER-38-97. May 4, 1998. 24 pp.
105. Lutostansky Yu.S., Lyashuk V.I. Powerful dynamical neutrino source with a hard spectrum. Published in Phys.Atom.Nucl. 63 (2000) 1288-1291, Yad.Fiz. 63 (2000) 1361-1364.
106. Лютостанский Ю. С., Ляшук В. И. Концепция мощного антинейтринного источника // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. V. 75. № 4. P. 504 – 509; Lyutostansky Yu. S., Lyashuk V. I. The Concept of a Powerful Antineutrino Source // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2011. V. 75. No. 4. P. 468-473;
<http://link.springer.com/article/10.3103/S1062873811040320#page-1>
107. Lyashuk V. I., Lutostansky Yu. S.. "Neutron sources for neutrino investigations with the lithium converter". The 4-th International Conference "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy" (NPAE-Kyiv2012). Proceedings, Part II. p.462-466.
108. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Литиевый конвертор реакторных нейтронов в антинейтринно. III. Конвертор на основе литий-дейтериевых растворов и соединений. Препринт ИТЭФ-147. М.: ЦНИИАтоминформ, 1989.
109. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Конвертор реакторных нейтронов в антинейтринно на основе литиевых соединений и их растворов // АЭ 1990. Т. 69. Вып. 2. С. 120-122; Lyutostanskii Yu. S. and Lyashuk V. I. Reactor neutrino-antineutrino converter on the basis of lithium compounds and their solutions // Sov. J. At. Energ. 1990. V. 69. P. 696 – 699; <http://link.springer.com/article/10.1007%2FBF02046355>.
110. Беланова Т.С., Игнатюк А.В., Пашенко А.Б., Пляскин В.Н. Радиационный захват нейтронов. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1986. С. 62-63.
111. Ефимов А.И., Белорукова Л.П., Василькова И.В., Чечев В.П., Свойства неорганических соединений. Справочник. Л.: Химия, 1983. С.343.

112. Плющев В.Е., Степин Б.Д. Химия и технология соединений лития, рубидия и цезия. М.: Химия, 1970. С. 20-30, 44-45, 56-59.
113. Rubbia C. CERN Concept of ADS. IAEA Technical Committee Meeting (Sept. 17, 1997).
114. Lutostansky Yu.S., Lyashuk V.I. Antineutrino spectrum from powerful reactor and neutrino converter system.// Письма в ЭЧАЯ. 2005. т.2, № 4, с.60-65.
http://ftp.jinr.ru/publish/PePan_letters/panl_4_2005/06_lut.pdf
115. Mandrillon P et al., High-Intensity Cyclotron Drivers for ADS, EET Group; Schriber S O, Mandrillon P, in Proc. of the 2nd Intern. Conf. on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications, Kalmar, Sweden, June 3-7, 1996 Vol. 2 (Ed. H CondeÂ) (Stockholm: Uppsala Univ., 1997) p. 1163.
116. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Возможные нейтронные источники для нейтринной фабрики (Обзор). Препринт ИТЭФ № 12. Москва, 2007.
117. Revol J.-P. An accelerator-driven system for the destruction of nuclear waste // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. 2003. V. 173. P. 747 - 755.
118. Stavissky Yu. Ya. Giant pulses of thermal neutrons in large accelerator beam dumps. Possibilities for experiments // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. 2006. V. 176. P. 1283 – 1292; Стависский Ю. Я. // УФН. 2006. Т. 176. С. 1283; Стависский Ю.Я., “Гигантские импульсы медленных нейтронов в ловушках больших ускорителей”, в сб. Исследование в гигантских импульсах тепловых нейтронов от импульсных реакторов и в ловушках больших ускорителей. Дубна, 27-29 апреля 2005 г. Труды международного рабочего совещания (Дубна: ОИЯИ, 2005). с.5-23.
119. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. “Использование нейтронных потоков высокой интенсивности для генерации жестких нейтрино”, в сб. Исследование в гигантских импульсах тепловых нейтронов от импульсных реакторов и в ловушках больших ускорителей. Дубна, 27-29 апреля 2005 г. Труды международного рабочего совещания (Дубна: ОИЯИ, 2005). с.150-175.
120. Vogel P., Schenter G. K. Reactor antineutrino spectra and their application to antineutrino-induced reactions. II // Phys. Rev C, V. 24,n. 2, 1981,p.1543.
121. Korovkin V. A., Kodanov S. A., Yarichin A. D., Borovoi A. A., Kopeikin V. I., Miskaelyan L. A., Sidorenko V. D. Measurement of burnup of nuclear fuel in a reactor by neutrino emission // Soviet Atomic Energy April 1984, Volume 56, Issue 4, p 233;
<http://link.springer.com/journal/10512/56/4>

122. Schreckenbach K., Colvin G., Gelletly W., von Feilitzsch F. // Phys. Lett. B. 1985. V. 160. P. 325.
123. Hahn A. A., Schreckenbach K., Gelletly W., et al. // Phys. Lett. B. 1989. V. 218. P.365.
124. Haag N., Gutlein A., Hofmann M., et al. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. 122501.
125. Korovkin V. A., Kodanov S. A., Panashenko N. S. et al. Preprint IAE-4283/2. Moscow, 1986;
http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/_Public/18/070/18070084.pdf
126. Kuvshinnikov A. A., Mikaelyan L. A., Nikolaev S. V., et al. // Sov. J. Nucl. Phys. 1990. V. 52. P. 300; Кувшинников А. А., Микаэлян Л. А., Николоев С. В. и др. // ЯФ. 1990. Т. 52. С. 472.
127. Kopeikin V. I., Mikaelyan L. A., Sinev V. V. // Phys. Atom. Nucl. 2004. V. 67. P. 1892; Копейкин В. И., Микаэлян Л. А., Синев В. В. // ЯФ. 2004. Т. 67. С. 1916.
128. Kopeikin V. I. Flux and spectrum of reactor antineutrinos // Phys. At. Nucl. 2012. V. 75. No. 2. P. 143; Копейкин В.И. // ЯФ. 2012. Т. 75. № 2, С. 165.
129. Овчинников Ф.Я., Семенов В.В. Эксплуатационные режимы водо-водяных энергетических ядерных реакторов. М.: Энергоатомиздат, 1988. с.142-145.
130. Huber Patrick. // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. P. 024617.
131. Mueller Th. A., Lhuillier D., Fallot M., et al. // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. 054615.
132. Hayes A. C., Friar J. P., Garvey G. T., et al. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. P. 202501.
133. Von Feilitzsch F., Hahn A., Schreckenbach K. // Phys. Lett. B. 1982. V. 118. P. 162.
134. Lyashuk V.I., Yu.S. Lutostansky Yu.S. "Neutron Sources foe Neutrino Factory on the Base of Lithium Converter". XXI International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei (ISINN-21). Alushta, Ukraine, May 20-25, 2013. Proceeding, Dubna, JINR, 2014, p.156-164.
135. Lyashuk V.I., Yu.S. Lutostansky Yu.S. "Neutron Sources for Neutrino Investigations (as Alternative for Nuclear Reactors)". International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei (Fundamental Interactions & Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons, Related Topics) (ISINN-22)., Dubna, Russia, May 27–30, 2014, Proceeding, Dubna, JINR, 2015, p.397-405.
136. Ляшук В. И., Люгостанский Ю. С.. Интенсивный нейтринный источник на основе изотопа ${}^7\text{Li}$: реакторная и ускорительная реализации // Изв. РАН. сер. физ. 2015. Т. 79. № 4. С. 472–477; Lyashuk V.I. and Yu. S. Lutostansky Yu.S. An Intense Neutrino Source Based on the ${}^7\text{Li}$ Isotope: Reactor and Accelerator Design // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. N 4. p. 431-436.

137. Lyashuk V. I. and Lutostansky Yu. S. INTENSIVE NEUTRINO SOURCE ON THE BASE OF LITHIUM CONVERTER. [arXiv:1503.01280v2](https://arxiv.org/abs/1503.01280v2) [physics.ins-det].
138. Ляшук ВИ; Лютостанский ЮС. Антинейтринный источник высокой интенсивности на основе литиевого конвертора. Предложение к перспективному эксперименту по исследованию осцилляций // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т.103. Вып.5. с. 331-336.
139. MCNPX™ USER'S MANUAL. Laurie S. Waters, Editor. TPO-E83-G-UG-X-00001.
140. Barashenkov V. S., Kumavat H., Lobanova V. A., Stetsenko S. G. // Phys. Part. Nucl. Letters. 2005. V. 2. P. 230; Барашенков В. С., Кумавад Х., Лобанова В. А., Стеценко С. Г. // Письма в ЭЧАЯ. 2005. Т. 2. № 4 (127), С. 66.
141. Dementyev A. V., Sobolevsky N. M., Stavisky Yu. Ya. // Nucl. Instrum. Meth. A 1996. V. 374. P. 70.
142. Ryabov Yu. V., Matushko G. K., and Slastnikov V. N. // Zeitschrift für Physik A. 1983. V. 311, P. 363.
143. Tunnicliffe P. R., Chidley B. G., Fraser J. S. High current proton linear accelerators and nuclear power. // Proc. Int. Conf. Proton Linear Accelerator, Chalk River, Ontario, Canada. Sept.14-17, 1976. Edited by S.O. Schriber. Chalk River National Laboratories, Chalk River, Ontario, November 1976. P. 36.
144. Барашенков В.С. // ЭЧАЯ. 1978. Т. 9. С. 871.
145. Bungau A., Adelmann A., Alonso J. R., et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. 141802.
146. Bungau A., Barlow R., Shaevitz M., et al. Target studies for the production of lithium8 for neutrino physics using a low energy cyclotron. // [arXiv:1205.5790v1](https://arxiv.org/abs/1205.5790v1) [physics.acc-ph] 25 May 2012.
147. Aguilar A., et al. (LSND Collaboration) // Phys. Rev. D **64**, 112007 (2001) [[arXiv:hep-ex/0104049v3](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0104049v3)].
148. Aguilar-Arevalo A. A. et al. (MiniBooNE Collaboration) // Phys. Rev. Lett., **105**, 181801 (2010).
149. Abdurashitov J. N., Gavrin V. N., Gorbachev V. V., et al. // Phys. Rev. C **80**, 015807 (2009).
150. Giunti C., Laveder M. // Phys. Rev. C **83**, 065504 (2011) [[arXiv:1006.3244v3](https://arxiv.org/abs/1006.3244v3) [hep-ph]].
151. Mention G., Fechner M., Lasserre T. et al. // Phys. Rev. D **83**, 073006 (2011).
152. Kopp J., Maltoni M., and Schwetz T. // Phys. Rev. Lett. **107**, 091801 (2011).

153. Maltoni M., Schwetz T. // Phys. Rev. D 76, 093005 (2007) [arXiv:0705.0107v3 [hep-ph]].
154. Conrad J., Ignarra C., Karagiorgi G. et al., arXiv:1207.4765v1 [hep-ex].
155. Зысина Н. Ю., Фомичев С. В., Хрущев В. В. // ЯФ, **77**, 938 (2014) [Phys. Atom. Nucl. **77**, 890 (2014)]
156. Zelimir Djurcic et al., arXiv:1508.07166v2 [physics.ins-det].
157. Conrad J. M. and Shaevitz M. H. // Phys. Rev. D 85, 013017 (2012).
158. Formaggio J. J. A. and Barrett J. // Phys. Lett. B **706**, 68 (2011).
159. Cribier Michel, Fechner Maximilien, Lasserre Thierry, Letourneau Alain, Lhuillier David, Mention Guillaume, Franco Davide, Kornoukhov Vasily., and Schönert Stefan // Phys. Rev. Lett. **107**, 201801 (2011).
160. Горбаченко О.М., Кондратьев В.Н., Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. LiB_нейтронный конвертор для нейтринного источника // Изв. РАН. Т. 78. № 7. С. 832-836. (2014); O. M. Gorbachenko, V. N. Kondratyev, Yu. S. Lutostansky, and V. I. Lyashuk // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. V. 78. N 7. p. 616 -620.
161. Курчатov И.В., Фейнберг С.М., Доллежалъ Н.А. и др. Импульсный графитовый реактор ИГР. Труды третьей Международной конференции по использованию атомной энергии в мирных целях. Нью-Йорк: ООН, 1965. т.7: Исследовательские и испытательные реакторы, с.461-496.
162. Герасимов А.С., Киселев Г.В., Научно-технические проблемы создания электро-ядерных установок для трансмутации долгоживущих радиоактивных отходов и одновременного производства энергии (российский опыт)// ЭЧАЯ, т. 32, вып. 1, 2001, стр. 143-188.
163. Герасимов А.С., Киселев Г.В. Проблемы радиационной безопасности атомной энергетики России.// УФН, т.173, № 7, 2003, стр. 739-746.
164. Legrand V., Coeytaux X., Schneider M., Faid Y.B. The European Spallation Source Project and Nuclear Waste Transmutation. Wise, Paris, 2002, pp. 1-28; <http://www.wise-paris.org>.
165. Гончаров В.В.. Исследовательские реакторы: Создание и развитие. М.: Наука, 1986.
166. <http://www.iaea.org/worldatom/rpdb/>
167. Петров Ю.В. Выбор параметров реакторов для физических исследований. – Л.: Препринт ЛИЯФ, 1982. № 802.

168. Ерыкалов А.Н., Котова Л.М., Смирнова Т.И., Петров Ю.В., Шустов В.А. Физика и технология реакторов. Ленинград.: ЛИЯФ, 1986, с.31.
169. <http://nrd.pnpi.spb.ru/reaktorPIK/pik.html>
170. Bartine D.E., and Cable J.W., ORNL presentation to the Major Material Facilities Committee of the National Research Council, DOE/NBM-4007547, Oak Ridge National Laboratory, 1984.
171. Кривоухатский А.С., Романов Ю.Ф. Получение трансурановых и актиноидных элементов при нейтронном облучении. М.: Атомиздат, 1970, с.77.
172. <http://niiar.ru/ofibr/ru/rbor-60.htm>
173. http://niiar.ru/orm/win/r_sm.html
174. Колесов В.Ф. Аперiodические импульсные реакторы. г.Саров: Издательство РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999.
175. Курчатов И.В., Фейнберг С.М., Доллежалъ Н.А. и др. Импульсный Графитовый Реактор. // Атомная Энергия, 1964, vol.17, издание 6, с.463-474.
176. Франк И.М. Развитие и применение в научных исследованиях импульсного реактора ИБР. // ЭЧАЯ.1972.Т. 2. С. 807.
177. Frank laboratory of neutron physics. Joint institute of nuclear research. Annual report 1991. Dubna.1992.
178. Бондарченко Е.А., Пепылышев Ю.П., Котов А.К. Экспериментальное и модельное исследование особенностей динамики импульсного реактора периодического действия ИБР-2.// ЭЧАЯ, 2004, т.35, вып.4, с.927.
179. Аксенов В.Л. Нейтронная физика на пороге XXI века. // ЭЧАЯ, 2000, т.31, вып.6, с.1302.
180. Bowman C. D., Levakov B. G., Lyzhin A. E., Lychagin E. V., Magda E. P., Muzichka A. Yu., Strelkov A. V., Sharapov E. I., Shvetsov V. N., ISINN-VIII, JINR Report E3-2000-192, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 2000, p. 245.
181. Furman W.I., Lychagin E.V., Muzichka A.Yu. et. al. Direct measurement of the neutron-neutrons scattering cross section at the reactor YAGUAR. // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., V.28, 2002, p.2627.
182. 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. 1/3, с.13-22, 2001.
183. Леваков Б.Г., Андреев В.В., Захаров В.В., и др. «Характеристики импульсного реактора «ЯГУАР» как источника нейтронов для проведения прямого измерения

- сечения *nn*-рассеяния”, , в сб. Исследование в гигантских импульсах тепловых нейтронов от импульсных реакторов и в ловушках больших ускорителей. Дубна, 27-29 апреля 2005 г. Труды международного рабочего совещания (Дубна: ОИЯИ, 2005). с.96-108.
184. <http://www.vniief.ru/directions/research/radiation/>
 185. <http://npc.sarov.ru/issues/sarovbook/section2p11.html>
 186. Ilkaev R.I., Punin V.T., Abramovich S.N. Russian nuclear federal center facilities for nuclear spectroscopy investigations. in the I. Eurasia Conference on Nuclear Science and its Applications, Izmir, Turkey, 23-27 October 2000.
 187. Богданов В.Н, Ильин В.И., Кувшинов М.И. и др. “Генерирование импульсов тепловых нейтронов на реакторе БИГР”, в сб. Исследование в гигантских импульсах тепловых нейтронов от импульсных реакторов и в ловушках больших ускорителей. Дубна, 27-29 апреля 2005 г. Труды международного рабочего совещания (Дубна: ОИЯИ, 2005). с.185-192.
 188. Кувшинов М.И., Колесов В.Ф., Воинов А.М., Смирнов И.Г. Аперiodический импульсный реактор БИГР. // ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки.-1988, вып.1, с.3-12.
 189. Дроздов И.Ю., Севастьянов В.Д. Расчет и экспериментальное исследование спектров и дозы нейтронов и гамма излучения в экспериментальном реакторе ГИР-2. // ПТЭ, т.49, № 1, 2006, pp. 33.
 190. <http://www.ippe.obninsk.ru/ibasa/ibasa.php>
 191. Kukharchuk Oleg F. and Gulevich Andrei V. Mathematical Simulation of the Coupled Reactor System Dynamics. in Proc.Intern.Conf.M&C'99-Madrid. Institute for Physics and Power Engineering, Technicak Physics Laboratory. 1999.
 192. Barzilov A.P., Gulevich A.V., Dyachenko P.P., Kachanov B.V., Kolyada S.G., Kukharchuk O.F., Pashin E.A., Smolsky V.N., Zrodnikov A.V. et al. Estimating the Output Characteristics of Nuclear-Laser Facility in Proceeding of the Conference on ICENES'96, Obninsk, Russia.
 193. Уиндзор К. Рассеяние нейтронов от импульсных источников. М: Энергоатомиздат, 1985.
 194. Slastnikov V.N. et al.// Z. Phys. **A 311** (1983) 363.
 195. Колмычков Н.В. и др.// Ат. Энергия **75** (1993) 219.
 196. Arai M. et al.// Neutron research, **8** (1999) 71.
 197. Barashenkov V.S.// Nucl. Part. Phys. **9** (1978) 781.

198. Соболевский Н.М. Программы для моделирования нуклон-мезонных каскадов методом Монте-Карло. Препринт В1-5-5458 (Дубна: ОИЯИ, 1970); Dementyev A V, Sobolevsky NM Radiat. Meas. 30 553 (1999); Dementyev A V, Sobolevsky N M, Preprint 874/94 (Moscow: INR, 1994).
199. Ranft J, Routti J T Comput. Phys. Commun. 7 327 (1974); Fasso A A, Ferrari A, Ranft J, Sala P R, in Proc. of the 3rd Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments (SARE 3), KEK, Tsukuba, Japan, 7 - 9 May 1997 (KEKProc., 97-5, Ed. H Hirayama) (Tsukuba: KEK, 1997) p. 32; Ferrari A et al. Nucl. Instrum. Meth. B 71 412 (1992).
200. Gabriel T A, in Proc. of the 4th Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments (SARE 4), Knoxville, USA, September 14 -16, 1998 (Ed. T.A. Gabriel); Gabriel T A et al., Preprint TM-1160 (Oak-Ridge: ORNL, 1989).
201. <http://www.inr.ru/>
202. http://nfdfn.jinr.ru/flnph/iren/index_dn/html
203. Furman W. et al. Intense resonance neutron source (IREN) - new pulsed source for nuclear physical and applied investigations. 11th International Conference on Nuclear Engineering, Tokyo, JAPAN, April 20-23, 2003, ICONE 11 – 36318.
204. <http://www.isis.rl.ac.uk/index.htm>
205. ISIS. Annual report 2005. CCLRC Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Oxfordshire, UK.2005.
206. Future access to neutron strategy. A strategy for the UK. CCLRC, 2005-12-19.
207. Volpe.C., Auerbach N., Colo G., Suzuki T. and Van Giai N.// Ядерная физика, т.64, № 7, 2001, с.1165-1168.
208. <http://sinq.web.psi.ph/>
209. Abbondanno U. et.al. CERN n_TOF Facility: Performance report. CERN/INTC/2002-037 CERN (2002).
210. Tagliente G. and n_TOF Collaboration. The n_TOF facility at CERN. //Brazilian Journal of Physics, v.34, no.3A, September, 2004, p.1033.
211. <http://nfdfn.jinr.ru/nfnpn/iren/proj.html>
212. IFMIF International Team, "IFMIF Comprehensive Design Report". (January 2004, Published from Forschungszentrum Karlsruhe - IRS).
213. <http://www.pns.anl.gov/>
214. Gardner I.S.K.. Presentation at the 6th European Particle Accelerator Conference (EPAC 98), Stockholm, Sweden, 22-26 Jun 1998.

215. LANSCE into the Future. // Los Alamos Science. Number 30 2006.
216. Thomas Wangler and Paul W. Lisowski. The LANSCE National User Facility. // Los Alamos Science. Number 28 2003.
217. SNS Parameters List. SNS 100000000-PL0001-R13.
218. The neutron pulse. Number 7, Volume 2, Spring 2006.
219. The neutron pulse. Number 1, Volume 1, Spring 2000, p.3.
220. Review of the neutron science laboratory KENS in the high energy accelerator research organization KEK, Japan. June 2004.
221. Annual Report 2004. ISSN 1344-1299. 2005 High Energy Accelerator Research Organization KEK; <http://www.kek.jp>
222. Yasuhiko Fujii. Overview on neutron sources in Japan.// Nucl. Inst. and Meth. A: v.529, Issues 1-3, 2004, p.1.
223. European Spallation Source (ESS). Drs. 5373/02. Berlin, July 12, 2002.
224. http://www.yorkshire-ess.org.uk/ess_project.htm
225. Jie Wei, Shinian Fu, and Shouxian Fang. China spallation neutron source accelerator: design, reserach, and development. in Proceedings of EPAC 2006, Edinburgh, Scotland.
226. Shinian Fu, Shouxian Fang, Jie Wei. China spallation neutron source linac design.// in Proceedings of LINAC 2006, Knoxville, Tennessee USA, p.222.
227. Qingchang Y.U., Taoguang X.T., OUYANG Huaifu et.al. A proton accelerator complex for spallation neutron source and other application.// in Proc. of the Second Asian Particle Conference, Beijing, China, 2001, p.824.
228. Власов Н.А. Нейтроны. Издание второе. Наука. М. 1971.
229. Hanson A.O., Tachek R.F., Williams J.H., Monoergic neutrons from charged particles reactions.// Rev. Mod. Phys. 21, 635 (1949).
230. Bame S.J., Perry J.E. T(d,n)4He reaction.// Phys.Rev. 1957. Vol.107., N 6. p.1616-1624.
231. Liskien H., Paulsen A., Neutron production cross section and energies for the reactions T(p,n)³He, D(d,n)³He, and T(d,n)4He.// Nuclear Data Tables, A11, 569 (1973).
232. Poppe C.H., Holbrow C.H., and Borchers R.R., Neutrons from D+T and D+H. // Phys.Rev. 1963. v.129., N 2. p.733-739.
233. <http://fusione.enea.it/LABS/FNG/>
234. U.S. Patent #6,907,097
235. Аврорин Е.Н., Симоненко В.А., Шибаршов Л.И. Физические исследования при ядерных взрывах.// УФН 2006, т. 176, № 4, стр. 449 – 454.

236. Альтшулер Л.В, Трунин Р.Ф., Крупников К.К., Панов Н.В. Взрывные лабораторные устройства для исследования сжатия веществ в ударных волнах.// УФН 1996, т. 166, №5, стр.575-581.
237. Феоктистов Л.П.. Термоядерная детонация.// УФН 1998, т.168, №11, с.1248-1255.
238. Афанасьев Ю.В., Беленов Э.М., Крохин О.Н., Полуэктов И.А. О возможности получения мощного источника нейтронов при воздействии импульса лазерного излучения на сложные мишени.// Письма в ЖЭТФ, т.13, с.257. (1971).
239. Taylor A., Dunne M., Bennington S., Ansell S., et. al. A route to the brightest Possible Neutron Source. // Science, 315, 1092 (2007)
240. The Large Hadron Collider. Conceptual Design, CERN/AC/95-05(LHC). October 20, 1995.
241. Фаулер У.А. Экспериментальная и теоретическая ядерная астрофизика, поиски происхождения элементов // УФН, 1985. т. 145. Вып. 3. с. 441-480; Hoyle F., Fowler W.A. // Astrophys. J., 1960. v. 132. p. 565; Fowler W.A., Hoyle F. //Astrophys. J. Suppl., 1964. v. 9. p. 201.
242. Becker S.A. Approximating the r-Process on Earth with Thermonuclear Explosions: Lessons Learned and Unanswered Questions, Carnegie Observatories astrophysics series. V.4: Origin and Evolution of the Elements, 2004. Ed. A. McWilliam and M. Rauch (Pasadena: Carnegie Observatories, pp.1-10. 2004.
243. Ghiorso A., Thompson S. G., Higgins G.H., et al. // Phys. Rev. 99, 1048 (1955).
244. Hoff R. W. Production of Einsteinium and Fermium in Nuclear Explosions. Preprint UCRL-81566, Livermore: Lawrence Livermore Laboratory, 1978. – 30 p
245. Лютостанский Ю.С., Птицин Д.А., Синюкова О.Н., Филипов С.С., Чечеткин В.М. Образование элементов с $A > 80$ в нейтронном потоке при астрофизических условиях // ЯФ, **42**, 215 (1985).
246. Lyutostansky Yu.S., Panov I.V., and Sirotkin V.K.. // Phys. Lett. B 161, 9 (1985).
247. Лютостанский Ю. С.. Процессы, сопровождающие β -распад ядер с большим избытком нейтронов. // Изв. АН СССР. Сер. Физическая. 1986. Т.50. С. 834-846.
248. Ямпольский П.А. Нейтроны атомного взрыва. М.: Госатомиздат, 1961.
249. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И., Панов И.В. Влияние запаздывающего деления на образование трансурановых элементов во взрывном нуклеосинтезе. Москва, препринт ИТЭФ №25, 1990. С.1-28.

250. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И., Панов И.В. Влияние эффекта запаздывающего деления на образование трансурановых элементов // Известия АН СССР, сер.физическая, Т.54, № 11, с.2137-2141, 1990.
251. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И., Панов И.В. Расчеты образования трансурановых элементов в интенсивных нейтронных потоках в адиабатических условиях // Изв.РАН. сер. физ. 2010, т.74. № 4. С.536-540; Lutostanskii Yu.S., Lyashuk V.I., and Panov I. V. Calculation of Transuranium Element Synthesis in Intensive Neutron Fluxes under Adiabatic Conditions // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. т.74. № 4. p. 504 -508.
252. Lyashuk V.I. Taking into consideration the dynamics at creation of transuranium isotopes under the conditions of nuclear explosion. (Moscow, ИТЕР). ИТЕР-7-97. Feb 1997. 16 pp.
253. Кухтевич В.И., Горячев И.В., Трыков Л.А. Защита от проникающей радиации ядерного взрыва. М.: Атомиздат, 1970, с.17.
254. Коробейников В.П. Задачи теории точечного взрыва. М.: Наука, 1985, с.133,141.
255. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
256. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в мезанике. (Издание восьмое, переработанное) М.: Наука, 1977. С. 243-274.
257. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И., Панов И.В. Получение трансурановых элементов в бинарной модели в условиях импульсного нуклеосинтеза. // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. т. 75, № 4. с.569-573; Lutostansky Yu. S., Lyashuk V. I., and I. V. Panov. Production of transuranium elements in a binary model under conditions of pulse nucleosynthesis // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2011. V. 75. N. 4. p. 533-537.
258. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Оценка выходов трансурановых нуклидов с массами до $A=270$ в условиях импульсного нуклеосинтеза // Изв.РАН. сер. физ. 2012. Т. 76, № 4. с. 520-524; Lutostansky Yu. S., Lyashuk V. I. Evaluating the Yield of Transuranium Nuclides with Masses of up to $A = 270$ via Pulsed Nucleosynthesis // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2012. V. 76. N. 4. p. 462-466.
259. Lutostansky Yu. S., Lyashuk V. I. "Transuranium elements production in pulse neutron fluxes". The 4-th International Conference "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy" (NPAE-Kyiv2012) Proceedings, Part I. p.164-168.

260. Lutostansky Yu.S., Lyashuk V.I., Panov I.V.. Superheavy Elements Production in High Intensive Neutron Fluxes. International Symposium on Exotic Nuclei (EXON-2012). Vladivostok, Russia. 1-6 October 2012. Proceedings, ISBN 978-5-9530-0333-9, JINR.
261. Lutostansky Yu.S., Lyashuk V.I.. Transfermium Neutron-Rich Nuclei Production in Pulsed Neutron Fluxes of Nuclear Explosions (ISINN-21). XXI International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei. Alushta, Ukraine, May 20-25, 2013. Proceeding, Dubna 2014, p.147-155.
262. Lutostansky Yu.S., Lyashuk V.I., Panov I.V.. Heavy and Superheavy Elements Production in High Intensive Neutron Fluxes of Explosive Process. VII International Symposium on Exotic Nuclei (EXON-2014). Kalinigrad, Russia. 8-13 September 2014. Proceedings, World Scientific Publishing Company 2015, p.273-284.
263. Lutostansky Yu.S., Lyashuk V.I., Panov I.V. Heavy and Superheavy Elements Production in High Intensive Neutron Fluxes of Explosive Process. [arXiv:1509.00746v1](https://arxiv.org/abs/1509.00746v1) [nucl-th].
264. Lutostansky Yu.S., and Tikhonov V.N., // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 76, 534 (2012).
265. Panov I. V., I. Korneev Yu., Thielemann F.-K., // Astron. Lett. 34, 213 (2008).
266. Audi G., Wapstra A.H. and Thibault C., // Nucl. Phys. A 729, 337 (2003); Goriely S., Chamel N., and Pearson J. M., // Phys. Rev. Lett. 102,152503 (2009).
267. Moller P., , et al., // Phys. Rev. C 79, 064304 (2009).
268. Sandmeir H.A., Dupree S.A., Hansen G.E. Electromagnetic Pulse and Time-Dependent Escape of Neutrons and Gamma Rays from a Nuclear Explosion // Nucl. Sci. Eng., V.48, P.343-352 (1972).
269. Lyashuk V.I. Creation of transuranium isotopes under the conditions of explosive nucleosynthesis. The model with features of dynamics.(Moscow, ITEP). ITEP-46-98. Dec 1998. 24 pp.
270. Ляшук В.И. Моделирование выходов трансурановых изотопов во взрывном нуклеосинтезе с учетом элементов динамики процесса. // Изв.РАН. сер. физ. 2012, Т. 76. № 11 , с.1321-1325; Lyashuk V. I. Simulating Transuranium Isotope Yields upon Explosive Nucleosynthesis with Allowance for Elements of Process Dynamics // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2012. V. 76. N. 11. p. 1182-1186.
271. Lyashuk V.I. High flux lithium antineutrino source with variable hard spectrum. [arXiv:1609.02934](https://arxiv.org/abs/1609.02934) [physics.ins-det]. 2016.
272. Lyashuk V.I. Problem of reactor antineutrino spectrum errors and it's alternative solution in the regulated spectrum scheme // Results in Physics. 2017. V. 7. p.1212.

273. Lyashuk V. I. High flux lithium antineutrino source with variable hard spectrum. How to decrease the errors of the total spectrum ? arXiv:1612.08096 [physics.ins-det]. 2017.
274. Остроушко Ю. И., Музалевская И. В., Круцко В.С. // ЖНХ. 1961. Т. 6. С. 229.
275. Танаев И. В. Изотермия растворимости 25° системы LiF-HF-H₂O. - В сб. "Химия редких элементов", 1954. Вып.1. Изд. АН СССР. С. 33-39.
276. Гидриды металлов. Под ред. В. Мюллерп, Д. Блэкледжа и Дж. Либовица. М.: Атомиздат, 1973. С. 15, 18-19, 22, 25-26, 30-36, 95-116, 170-186.
277. Справочник химика. Т. II. Л.: Химия, 1964. С.108.
278. Иткина Л. С. Гидроксиды лития, рубидия и цезия. М.: Наука, 1973.
279. Gilman J. J. Lithium Dihydrodgen Fluoride - an Approach to Metallic Hydrogen // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 26. N. 10. P. 546-548.
280. Коган В. Б., Фридман В. М., Кафаров В. В. Справочник по растворимости, т. I. Бинарные системы. Книга первая. М.-Л.: Изд. АН СССР, 1961.
281. Здановский А. Б., Соловьев Е. Ф., Эзрохи Л. Л., Ляховская Е. И. Справочник экспериментальных данных по растворимости солевых систем, т. III. Л.: Госхимиздат, 1961.
282. Lannung A. // Z - phys. Chem. (A). 1932. V. 161. P. 225.
283. Seidell A. Solubility of anorganic, metalorganic and organic compounds. 3 ed. New York. 1940.
284. Vidyakin G. S., Vyrodov V. N., Gurevich I. I., Kozlov Yu. V., Martem'yanov V. P., Sukhotin S. V., Tarasenkov V. G., Turbin E. V., and Khakimov S. Kh. Observation of weak neutral current in interaction of fission antineutrinos with deuterons // JETP Lett. 1990. V. 51. P. 279-281.
285. Nakamura S., Sato T., Ando S., Park T.-S., Myhrer F., Gudkov V. and Kubodera K. 2002 Neutrino-deuteron reactions at solar neutrino energies. arXiv:nucl-th/0201062v3; <http://www-nuclth.phys.sci.osaka-u.ac.jp/top/Netal/index.html>
286. An F. P. et al. (Daya Bay Collaboration). Measurement of the Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at Daya Bay // Phys. Rev. Lett. 2016. V. **116** 061801.
287. Hayes A. C., Friar J. L., Garvey G. T. Ibeling Duligur, Jungman Gerard, Kawano T., Mills Robert W. Possible Origins and Implications of the Shoulder in Reactor Neutrino Spectra arXiv:1506.00583v2 [nucl-th]. 2015.
288. Huber Patrick. Reactor antineutrino fluxes - status and challenges arXiv:1602.01499v1 [hep-ph]. 2016.
289. <http://www.niiar.ru>

- <http://www.niiar.ru/en/node/3004>
290. Shapiro S M The high flux beam reactor at brookhaven national laboratory, BNL-61645;
http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/_Public/26/074/26074008.pdf
291. Konoplev K. A. PIK reactor state of construction 2007. Proceedings of an International Conference organized by the International Atomic Energy Agency (IAEA), Sydney, 5-9 November 2007;
http://www-pub.iaea.org/MTCD/publications/PDF/P1360_ICRR_2007_CD/datasets/K.A.%20Konoplev.html
292. Aksenov V. L. Reactor PIK. Present status and trends. International Workshop “Collaboration and Perspectives of Russian and Chinese Mega Projects” December 3-4, 2014, Dubna, Russia.
http://lhe.jinr.ru/3-4DecWorkshop/files/Session%202/1_Aksenov.pdf
293. Vidyakin G. S., Vyrodov V. N., Gurevich I. I., Kozlov Yu. V., Martem'yanov V. P., Sukhotin S. V., Tarasenkov V. G., and and Khakimov S. Kh. August 1987 Detection of antineutrinos in the flux from two reactors // *Sov.Phys.JETP* 1987. V. 66 (2). P. 243.
294. Vogel P. and Beacom J. F. Angular distribution of neutron inverse beta decay, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ // *Phys. Rev. D* 1999. V. 60. 053003.
295. Аксентьев А.Е., Алиев К.А., Ашанин И.А., Башмаков Ю.А., Блинников А.А., Бондаренко Т.В., Вержбицкий О.Л., Гусарова М.А., Диденко А.Н., Дмитриев М.С., Дмитриева В.В., Дюбков В.С., Звягинцев В.Л., Зиятдинова А.В., Калашникова А.А., Каминский В.И., Ключевская Ю.Д., Коляскин А.Д., Кулевой Т.В., Лалаян М.В., Мациевский С.В., Пластун А.С., Полозов С.М., Рашиков В.И., Рогожкин С.В., Савин Е.А., Самошин А.В., Смирнов А.Ю., Собенин Н.П., Топорков С.Е., Фадеев А.М., Фертман А.Д., Хабибуллина Е.Р., Шашков Я.В., Батяев В.Ф., Голубев А.А., Кропачев Г.Н., Лякин Д.А., Титаренко Ю.Е., Старк С.Ю., Алексеев П.Н., Невиница В.А. Разработка концепции ускорителя-драйвера протонного пучка на энергию 600—1000 МэВ при средней мощности пучка более 1 МВт. // *Атомная энергия*. 2014. Т. 117. Вып. 4. С. 217-224.
296. Adelman A., Alonso J.R., Barletta W., et al. Cost-effective Design Options for Iso-DAR. arXiv:1210.4454v1 [physics.acc-ph] 16 Oct 2012.
297. Emilio Ciuffoli, Jarah Evslyn and Fengyi Zhao. Neutrino physics with accelerator driven subcritical reactors // *JHEP*01(2016)004.

298. Emilio Ciuffoli, Hosam Mohammedy, Jarah Evslinz, Fengyi Zhaox and Maksym Deliyergiyev. Getting the Most Neutrinos out of IsoDAR. arXiv:1606.09451v2 [physics.ins-det] 13 Jul 2016.
299. Ляшук В. И. Источник жестких литиевых антинейтрино на основе литиевого blankets. Вариант для мишени ускорителя // Письма в ЭЧАЯ, 2017. Т. 14, № 3. с. 267-277; Lyashuk V. I. Hard Antineutrino Source Based on a Lithium Blanket: A Version for the Accelerator Target // Physics of Particles and Nuclei Letters, 2017, Vol. 14, No. 3, pp. 465–473. Letters. 2017. V.14. No.3. p. 465.
300. Lyashuk V. I. Intensive lithium $\tilde{\nu}_e$ -source: Effective solution for accelerator scheme. Results in Physics. Volume 6, 2016, Pages 961–962.
301. Lyashuk V. I. Lithium antineutrino source in the tandem scheme of the accelerator and neutron producing tungsten target. arXiv:1609.02127 [physics.ins-det]. 2016.
302. Hoyle F. On Nuclear Reactions Occuring in Very Hot STARS.I. the Synthesis of Elements from Carbon to Nickel // Astrophys. J. Supp., 1954, v.1, p.121.
303. Suess H. E., Urey H. C. Abundances of the Elements // Rev. Mod. Phys. 1956. V. 28. P. 53.
304. Фаулер У. А. Экспериментальная и теоретическая ядерная астрофизика, поиски происхождения элементов // УФН 1985. Т. 145. Вып.3. С. 441.
305. Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., Hoyle F. Synthesis of the Elements in Stars // Rev. Mod. Phys. 1957. V. 29. p. 547.
306. Cameron A. G. W. Nuclear reactions in stars and nucleosynthesis // Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 1957, V. 69, p. 201.
307. Крамаровский Я. М., Чечев В. П. Синтез элементов во Вселенной. М.: Наука, 1987.
308. Clayton D. D., Fowler W. A., Hull T. E., Zimmerman B. A. Neutron capture chains in heavy element synthesis // Annals of Physics, 1961. V.12. P.331-408.
309. <http://www.nndc.bnl.gov/chart/>
310. <http://www.ndc.jaea.go.jp/>
311. Cameron A. G. W., Delano M. D., Truran J. The Dynamics of the rapid neutron capture process", in the International Conference on the Properties of Nuclei Far from the Region of Beta-Stability, Leysin, Switzerland, August 31 - September 4, 1970. Proceeding, CERN 70-30, Vol.2, Geneva, 1970.

312. Лютостанский Ю. С. Гигантский Гамов-Теллеровский резонанс и нейтронно-избыточные ядра. Диссертация на соискание учёной степени доктора физико-математических наук. Москва - 2011.
313. Хайд Э., Перлман И., Сиборг Г. Ядерные свойства тяжелых элементов. Т. 2. Методы синтеза тяжелых ядер. М.: Атомиздат, 1968. с. 58-65.