

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 539.17

На правах рукописи

ВАКУЛЕНКО ВАЛЕРИЯ АНДРЕЕВНА

**ПОТОК АНТИНЕЙТРИНО ОТ РЕАКТОРА НА БЫСТРЫХ
НЕЙТРОНАХ БН-800**

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерная физика и технологии»
Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель,
к.ф.-м.н., доцент

_____ Е. А. Литвинович

Москва 2025

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**ПОТОК АНТИНЕЙТРИНО ОТ РЕАКТОРА НА БЫСТРЫХ
НЕЙТРОНАХ БН-800**

Студент	_____ В. А. Вакуленко
Научный руководитель, к.ф.-м.н., доцент	_____ Е. А. Литвинович
Рецензент, д.ф.-м.н.	_____ В. И. Копейкин
Секретарь ГЭК, к.ф.-м.н.	_____ А. А. Кириллов
Зав. каф. №40, д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов
Рук. учеб. прог., к.ф.-м.н.	_____ А. А. Кириллов

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
1 Устройство реактора на быстрых нейтронах БН-800	8
2 Влияние МОКС-топлива на динамику потока $\bar{\nu}_e$ реакторов на тепловых нейтронах	11
3 Исходные данные для расчета потока антинейтрино от реактора БН-800	15
3.1 Методика расчета потока антинейтрино. Загрузка активной зоны реактора БН-800	15
3.2 Кумулятивные спектры антинейтрино	16
4 Моделирование кампании реактора БН-800	19
4.1 Программный комплекс КИР. Условная модель активной зоны. .	19
4.2 Распределение тепловой мощности по активной зоне	21
4.3 Эволюция долей делений и захватов нейтронов	23
5 Анализ потока антинейтрино	25
5.1 Эволюция потока и энергетического спектра антинейтрино на протяжении топливной кампании	25
5.2 Погрешность теоретического расчета потока антинейтрино	28
5.2.1 Погрешности, вносимые тепловой энергией деления и спектром антинейтрино	29
5.2.2 Погрешность, вносимая долями деления	31
5.2.3 Погрешность, вносимая тепловой мощностью реактора . .	32
5.2.4 Итоговая погрешность потока антинейтрино	33
5.3 Анизотропия потока антинейтрино	34

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

36

ПРИЛОЖЕНИЕ

37

ВВЕДЕНИЕ

Длительное время развитие отечественной атомной энергетики было основано на использовании реакторов с тепловыми нейтронами (ТН) — ВВЭР (водо-водяной энергетический реактор) и РБМК (реактор большой мощности канальный). Реакторные установки этого типа продемонстрировали высокую надежность при длительной эксплуатации и давно вышли на стадию серийного промышленного производства, в том числе для экспортных поставок. Топливом для ТН служит уран, обогащенный по изотопу ^{235}U до уровня, как правило, 3–5%.

Очевидно, что долгосрочное развитие атомной энергетики требует ее стабильного обеспечения ядерным топливом. Сегодня мировое потребление урана атомными станциями составляет порядка 66 тыс. т/год [1] и неуклонно возрастает при его конечных природных запасах. Таким образом, ограниченность мировых извлекаемых ресурсов урана и экономическая целесообразность диктуют необходимость максимально эффективного использования уранового топлива атомными станциями. Между тем, реакторы на тепловых нейтронах характеризуются относительно низкой топливной отдачей: энергосъём с единицы массы природного урана в подобных установках не превышает 1 % от его общего энергетического потенциала [2].

Преодоление топливных ограничений возможно за счёт внедрения реакторов-размножителей, способных работать в режиме воспроизводства ядерного топлива. Сегодня, в рамках развития в России программы замкнутого ядерного топливного цикла, такой режим реализуется в реакторах на быстрых нейтронах (БН), в которых значительно увеличивается вероятность превращения неделящихся тепловыми нейтронами ядер ^{238}U в плутоний. Благодаря этому, становится возможным вовлечение практически всего природного урана в топливный цикл. Это позволяет рассматривать реакторы-размножители как неотъемлемую и важную часть масштабной ядерной энергетики, служащую основой её устойчивого и долговременного развития без ограничений, связанных с исчер-

паемостью уранового сырья.

Наряду с важными прикладными преимуществами, БН открывают новые перспективы для исследований в области нейтринной физики, которые в последние десятилетия особенно интенсивно развиваются в экспериментах на АЭС. Физико-технические характеристики быстрых реакторов делают их мощными источниками антинейтрино ($\bar{\nu}_e$), подходящими для экспериментов по изучению нейтринных осцилляций, упругого когерентного рассеяния нейтрино на ядрах (УКРН), для поиска новых состояний материи и др. Таким образом, переход к многокомпонентной ядерной энергетике в РФ открывает дополнительные возможности для фундаментальных и прикладных нейтринных исследований с использованием потоков антинейтрино от БН.

В БН теплоносителем является жидкий натрий, обеспечивающий жёсткий нейтронный спектр. Это, в свою очередь, влияет на массовое распределение осколков деления, интенсивность (n, γ) -реакций и, соответственно, на характеристики потока $\bar{\nu}_e$, испускаемого в реакторе. Дополнительное влияние на спектр испускаемых антинейтрино ($\bar{\nu}_e$) оказывает состав топливной загрузки, который существенно различается между реакторами типа ТН и БН. Для ТН характерно использование уранового топлива с низким уровнем обогащения ($\sim 3\text{--}5\%$ ^{235}U). В то же время, реакторы на быстрых нейтронах допускают применение высокообогащённого урана ($\sim 18\text{--}24\%$ ^{235}U), а также частичную или полную загрузку МОКС-топливом. Таким образом, различия в составах активной зоны (АЗ) и конфигурациях загрузки приводят к существенным вариациям как потока, так и спектра испускаемых антинейтрино.

До настоящего времени особенности формирования спектра реакторных $\bar{\nu}_e$ изучались преимущественно для ТН. Так, в работах [3]—[5] исследовалось, как введение МОКС-топлива в активную зону (АЗ) таких реакторов меняет энергетическое распределение и динамику потока $\bar{\nu}_e$ во времени. Однако для реакторов на быстрых нейтронах подобные исследования крайне ограничены. Так, например, расчёты, представленные в работе [6] для модели прототипа БН, не учитывают эволюцию нейтронного потока и изменения спектра на протяжении топливной кампании, что ограничивает их применимость.

Недостаток данных о потоках антинейтрино от БН подчёркивает актуальность дальнейших исследований в этой области.

Настоящая дипломная работа направлена на восполнение данного про-

бела и содержит результаты расчётов потока и энергетических спектров $\bar{\nu}_e$,
испускаемых реактором БН-800.

1 УСТРОЙСТВО РЕАКТОРА НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ БН-800

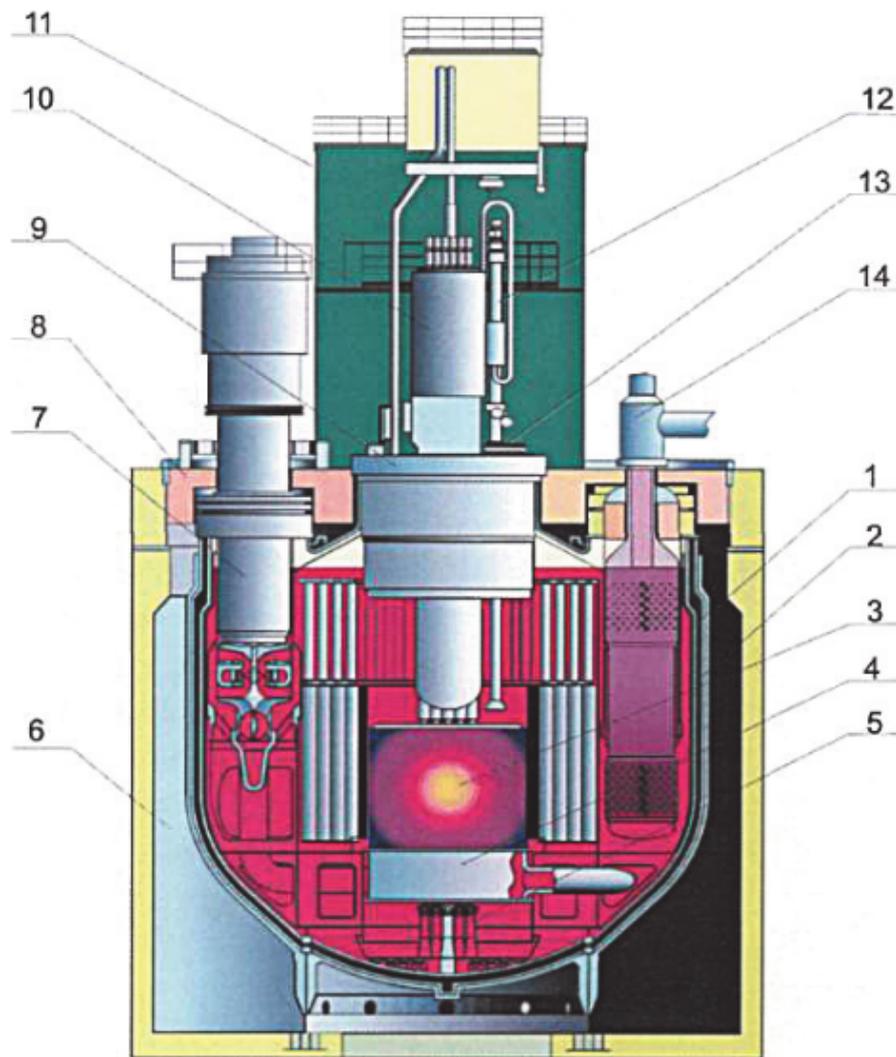


Рисунок 1.1 — Реакторная установка БН-800: 1 — корпус; 2 — страховочный корпус; 3 — активная зона; 4 — напорная камера; 5 — локализирующее устройство; 6 — шахта; 7 — главный циркуляционный насос; 8 — верхняя неподвижная защита; 9 — большая поворотная пробка; 10 — центральная поворотная пробка; 11 — защитный колпак; 12 — механизм перегрузки; 13 — малая поворотная пробка; 14 — промежуточный теплообменник

АЗ реактора БН-800 размещается в баке (корпусе) реактора, представляющем собой металлический сосуд с эллиптическим днищем (рис. 1.1)[7], и включает 1233 ячейки, две из которых зарезервированы для замены гильз системы управления и защиты (СУЗ) и не содержат топливных сборок. Общее количество установленных сборок составляет 1261 единицу, включая тепловыделяющие сборки (ТВС), органы и гильзы СУЗ. Основные характеристики реактора представлены в таблице 1.1.

Параметр	Значение
1. Мощность, МВт	
Тепловая	2100
Электрическая	880
2. Топливо	
Тип	Урановое, Уран-плутониевое оксидное топливо
3. Температура теплоносителя, °С	
На входе в активную зону	354
На входе в пром. теплообменники по 1 контуру	547
На выходе из пром. теплообменников по 2 контуру	505
4. Температура острого пара, °С	
490	
5. Давление острого пара, МПа	
13,7	
6. Диаметр корпуса реактора внутренний, м	
12,9	
7. Высота корпуса, м	
15	
8. Удельная металлоёмкость РУ, т/МВт(э)	
9,7	

Таблица 1.1 — Основные технические характеристики энергоблока[8]

Конфигурация АЗ выполнена в уплощённой форме. Это решение позволяет повысить эффективность отвода тепла и снизить гидравлические потери при циркуляции теплоносителя. Основу АЗ составляют ТВС шестигранной формы, внутреннее пространство которых заполнено тепловыделяющими элементами (ТВЭлами), формирующими регулярную треугольную решётку. В приближении цилиндром, АЗ реактора БН-800 имеет размеры $d=2560$ мм, $h=900$ мм. ТВЭлы представляют собой тонкостенные цилиндрические трубки, герметично запаиваемые с обеих сторон. Оболочка трубки выполняет функции герметизации и защиты от утечки радиоактивных продуктов.

Топливная композиция внутри твела имеет зонированную структуру. Центральный по высоте участок заполняется топливом с высоким обогащением по делящимся изотопам — именно эта зона образует активную часть. Верхняя и нижняя части твела могут содержать топливо с пониженным или нулевым содержанием делящегося материала, формируя соответственно верхнюю (ВТЗВ) и нижнюю (НТЗВ) зоны воспроизводства.

2 ВЛИЯНИЕ МОКС-ТОПЛИВА НА ДИНАМИКУ ПОТОКА $\bar{\nu}_e$ РЕАКТОРОВ НА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНАХ

Смешанное оксидное топливо МОКС представляет собой ядерное топливо, состоящее из смеси оксидов урана (UO_2) и плутония (PuO_2). Последний обычно используется в качестве компонента, получаемого либо из отработавшего ядерного топлива, либо синтезируемого специально для дальнейшего применения в ядерных реакторах. На сегодняшний день многие коммерческие тепловые реакторы загружаются на одну треть МОКС-топливом. Некоторые усовершенствованные проекты водо-водяных реакторов способны принимать 100% загрузку МОКС.

Поскольку доля запаздывающих нейтронов у ^{239}Pu значительно ниже, чем у ^{235}U , использование МОКС топлива создает дополнительные сложности в управлении реактором и повышает требования к безопасности. Кроме того, для МОКС топлива характерен более жёсткий нейтронный спектр по сравнению с низкообогащенным (Low Enriched Uranium) топливом, что значительно снижает эффективность химических замедлителей и управляющих стержней.

В работе [3] исследовалось изменение потока антинейтрино в зависимости от загрузки активной зоны реактора на тепловых нейтронах типа PWR МОКС-топливом. Рассматривались случаи 33.3% и 100% загрузки АЗ МОКС-топливом, содержащего как реакторный так и оружейный плутоний. Во всех случаях МОКС рассматривается как смесь, содержащая 5.3% PuO_2 и 94.7% природного UO_2 . При 33.3%-ной загрузке МОКС оставшаяся часть топлива состоит из свежего UO_2 , обогащённого до 2.56%. Различия в сигналах антинейтрино для различных загрузок МОКС-топливом можно продемонстрировать, введя эффективное сечение для каждого типа топлива:

$$\sigma_{\text{eff}}^j = \sum_i a_i^j \int \sigma(E_\nu) S_i(E_\nu) dE_\nu$$

где a_i^j — это доля делений изотопа i в топливе типа j , где $i = {}^{235}\text{U}$, ${}^{238}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{241}\text{Pu}$. $S_i(E)$ — соответствующий суммарный спектр антинейтрино для изотопа i , а $\sigma(E)$ — сечение взаимодействия антинейтрино с протоном.

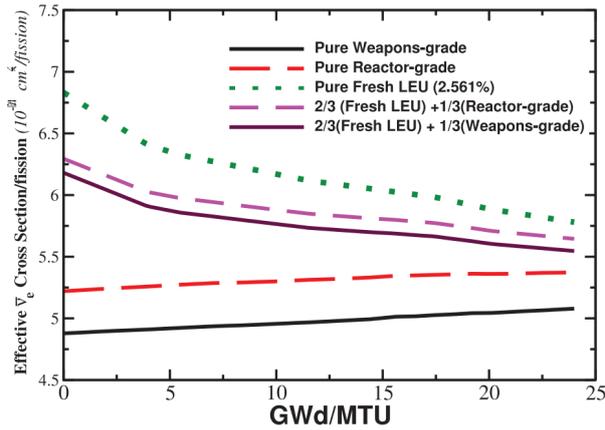


Рисунок 2.1 — Эффективное сечение регистрации антинейтрино для каждого типа топлива в зависимости от выгорания (GWd/MTU- ГВт сутки/на тонну U): при 100% МОКС-топливе эффективное сечение увеличивается по мере выгорания, для загрузок с существенным содержанием LEU оно уменьшается с выгоранием [3].

На рисунке 2.1 [3] изображена зависимость эффективного сечения регистрации антинейтрино от выгорания (в единицах ГВт сутки/т U) для полной загрузки МОКС топливом с оружейным (черная кривая) и реакторным (красная кривая) плутонием, а также для частичной загрузки, состоящей на 2/3 из уранового и на 1/3 из МОКС топлива с реакторным (розовая кривая) и оружейным (фиолетовая кривая) плутонием. На рисунке 2.2 представлено изменение ожидаемого антинейтринного сигнала относительно сигнала в начале цикла облучения, а также соотношение сигналов МОКС-топлива к сигналу от "известного" топлива (свежее LEU-топливо с обогащением 2.56%, использованное для калибровки нейтринного детектора). Как видно, полные и частичные загрузки МОКС-топлива легко отличимы от чистого LEU. Чем больше доля

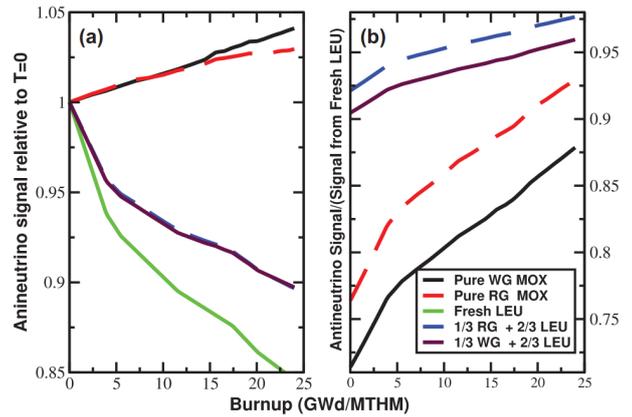


Рисунок 2.2 — а): Отношение ожидаемого антинейтринного сигнала, к сигналу в начальный момент времени в зависимости от выгорания топлива (GWd/MTM- ГВт сутки/на тонну тяжелого металла); (б): Отношение антинейтринного сигнала для МОКС-топлива к сигналу от свежего LEU [3].

МОКС-топлива в АЗ реактора, тем более вероятно, что нейтринный детектор способен определить сорт плутония по изменению потока антинейтрино.

В работе [4] исследовалось влияние доли МОКС топлива в АЗ и степени его выгорания на поток антинейтрино. Для этого были сопоставлены активные зоны PWR-реактора с 100% LEU, 100% МОКС и частичной загрузкой МОКС-топлива. На рисунке 2.3, взятом из работы [4], представлена эволюция долей делений изотопов ^{238}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu в зависимости от выгорания и доли МОКС в загрузке.

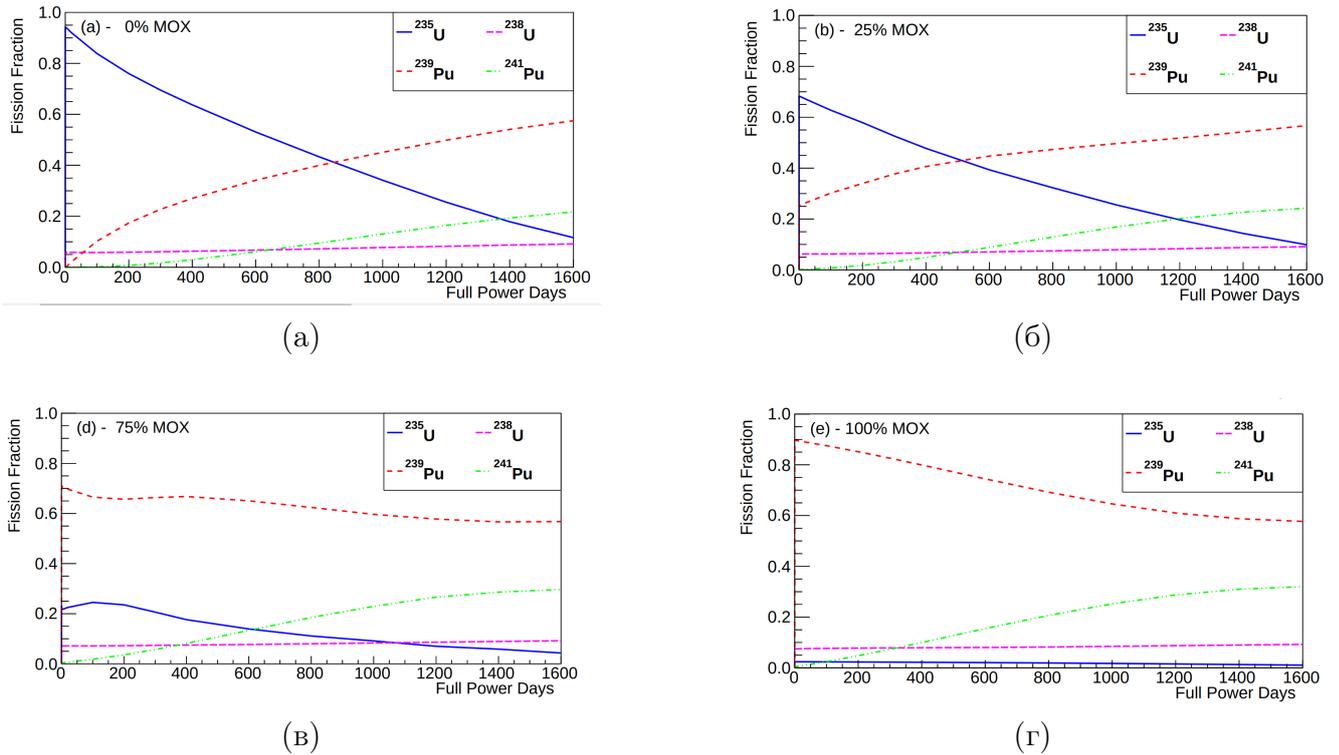


Рисунок 2.3 — Изменение долей делений изотопов ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu в зависимости от времени работы (выгорания активной зоны) и начальной доли МОКС-топлива. Рассматриваемые загрузки: (а) полностью LEU, (б) 25% МОКС, (в) 75% МОКС и (г) полностью МОКС. Следует обратить внимание на относительно слабое влияние доли МОКС на доли делений изотопов ^{238}U и ^{241}Pu [4].

Вклад ^{238}U в общий уровень делений составляет менее 10% и практически не меняется при различных вариантах загрузки АЗ. Доля делений ^{235}U снижается с ростом доли МОКС и обратно пропорциональна выгоранию при частичной загрузке МОКС-топливом (рис. 2.3 а, б, в). Доля делений ^{241}Pu хорошо отражает выгорание, так как изначальное содержание этого изотопа в оружейном плутонии низкое. В то же время поведение ^{239}Pu зависит и от вы-

горания, и от доли МОКС в активной зоне — при увеличении МОКС-загрузки доля делений ^{239}Pu возрастает почти линейно при загрузке до 25 % МОКС (рис. 2.3 а,б) и убывает при большей загрузке (рис. 2.3 в,г).

Таким образом, при увеличении доли МОКС-топлива в АЗ реактора общее число испускаемых антинейтрино снижается, поскольку при делении изотопов плутония, ^{239}Pu и ^{241}Pu , в среднем, испускается меньше антинейтрино, чем при делении ^{235}U . Это делает сигнал нейтринного детектора чувствительным к составу топлива: даже частичная замена LEU на МОКС приводит к заметным изменениям в характеристиках излучения. Кроме того, для 100% загрузки МОКС-топливом эффективное сечение регистрации антинейтрино растёт по мере выгорания топлива, в то время как для чистого LEU и смешанных загрузок оно, наоборот, уменьшается. Данный эффект обусловлен перераспределением вкладов делений различных изотопов и увеличением роли плутония с ростом выгорания.

Понимание влияния топливного состава, в частности, включающего МОКС-топливо, на спектр антинейтрино в реакторах типа ТН позволяет провести сравнительный анализ и глубже интерпретировать особенности спектра, характерные для реакторов на быстрых нейтронах.

3 ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ РАСЧЕТА ПОТОКА АНТИНЕЙТРИНО ОТ РЕАКТОРА БН-800

3.1 МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПОТОКА АНТИНЕЙТРИНО. ЗАГРУЗКА АКТИВНОЙ ЗОНЫ РЕАКТОРА БН-800

Расчёт потока $\bar{\nu}_e$ был выполнен по аналогии с методом, представленным в [9], для реактора на тепловых нейтронах ВВЭР-1000. Так как топливные элементы в разных геометрических точках активной зоны (АЗ) имеют разный исходный и изменяющийся в процессе выгорания изотопный состав, в рамках данного подхода АЗ реактора была поделена на совокупность элементарных объёмов, от которых проводилось вычисление потока $\bar{\nu}_e$. Полный поток Φ антинейтрино на расстоянии \mathbf{L}_0 от центра АЗ суммируется по всем k элементарным объёмам:

$$\Phi(t, E_{\bar{\nu}_e}, \mathbf{L}_0) = \frac{1}{4\pi} \cdot \sum_k \frac{N_f(t, \mathbf{r}_k)}{(\mathbf{L}_0 - \mathbf{r}_k)^2} \cdot S_f(t, \mathbf{r}_k, E_{\bar{\nu}_e}), \quad (3.1)$$

где

\mathbf{r}_k , $N_f(t, \mathbf{r}_k)$ и $S_f(t, \mathbf{r}_k, E_{\bar{\nu}_e})$ — радиус-вектор от центра АЗ, число делений в единицу времени и спектр $\bar{\nu}_e$, соответствующие k -му объёму. Скорость делений и тепловая энергия $E_f(t, \mathbf{r}_k)$, выделяющаяся в данном объёме в результате одного деления, определяют выделяемую этим объёмом тепловую мощность $P_{th}(t, \mathbf{r}_k) = N_f(t, \mathbf{r}_k) \cdot E_f(t, \mathbf{r}_k)$. $S_f(t, \mathbf{r}_k, E_{\bar{\nu}_e}) = \sum_i \alpha_i(t, \mathbf{r}_k) S_i(E)$ и $E_f(t, \mathbf{r}_k) = \sum_i \alpha_i(t, \mathbf{r}_k) e_i$ представляют собой средневзвешенные величины, соответствующие спектрам антинейтрино S_i и тепловым энергиям e_i [10] делений i -го нуклида, где веса α_i соответствуют доле делений, приходящейся на данный нуклид среди всех актов деления ($\sum_i \alpha_i = 1$).

В случае деления нуклидов, сопровождающегося множеством последовательных β -распадов, в качестве S_i используются кумулятивные спектры $\bar{\nu}_e$, интегрально учитывающие вклад всех возможных β -распадов дочерних ядер.

Далее представлены результаты расчёта потока $\bar{\nu}_e$ по формуле (3.1), основанные на численном моделировании первой топливной кампании реакторной установки БН-800 четвертого энергоблока Белоярской АЭС. В этой кампании 2014-го года в АЗ было загружено смешанное топливо, состоящее на $\sim 16\%$ из МОКС-топлива в виде смеси UO_2 и PuO_2 . Остальная часть АЗ была загружена урановым топливом с обогащением 18.5–24%, в зависимости от области АЗ (18.5% – центральная часть, 21% – средняя часть, 24% – периферийная часть). Длительность кампании составила 198.16 эффективных суток. Эффективные сутки (эфф. сут.) — это единица измерения длительности работы реактора в сутках в пересчете на работу на номинальной мощности, которая для БН-800 составляет 2100 МВт.

3.2 КУМУЛЯТИВНЫЕ СПЕКТРЫ АНТИНЕЙТРИНО

Существуют два основных метода расчёта спектров реакторных антинейтрино: метод прямого суммирования и метод конверсии. Метод прямого суммирования основан на расчёте спектров антинейтрино от всех бета-активных продуктов деления, основную долю которых составляют изотопы ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu . Индивидуальные вклады этих продуктов суммируются с учётом их активности [11][12].

Метод конверсии [13]—[15] использует связь между бета- и антинейтринными спектрами. Образцы изотопов ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu облучались тепловыми нейтронами на реакторе ILL (Институт Лауэ—Ланжевена), а полученные бета-спектры аппроксимировались как сумма разрешённых переходов. Затем они пересчитывались в антинейтринные спектры: $\rho_{\nu}^{235}(E_{\nu})$, $\rho_{\nu}^{239}(E_{\nu})$, $\rho_{\nu}^{241}(E_{\nu})$. Так как деление ^{238}U происходит от быстрых нейтронов, его кумулятивный бета-спектр не удалось измерить на реакторе ILL, а потому он был рассчитан теоретически [16]. Позднее в TUM (Технический университет Мюнхена) он был измерен экспериментально и преобразован в $\rho_{\nu, TUM}^{238}(E_{\nu})$ [17].

В настоящей работе спектры S_i были рассчитаны в предположении векового равновесия с использованием кумулятивных выходов $CY^{(i)}(Z, A)$ про-

дуктов деления i -го изотопа быстрыми (~ 500 кэВ) нейтронами, взятыми из ядерной базы данных JENDL [18]:

$$S_{\nu}^{(i)}(E) = \sum_{Z,A} CY^{(i)}(A, Z) S_{\nu}(E; Z, A), \quad (3.2)$$

где $S_{\nu}(E; Z, A)$ - спектр антинейтрино β -распада изотопа с зарядовым числом Z и массовым числом A , усредненный по различным β -переходам с учетом их интенсивностей для средней энергии нейтронов $\langle E_n \rangle = 500$ кэВ. Полученные спектры $\bar{\nu}_e$ для деления быстрыми нейтронами для изотопов ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu представлены на рисунке 3.1. На этом рисунке сверху показаны спектры $\bar{\nu}_e$ от β -распадов продуктов деления, возникающие при делении указанных изотопов быстрыми нейтронами. В нижней части дано отношение спектров $\bar{\nu}_e$, соответствующих делению быстрыми нейтронами, к спектрам, возникающим при делении тепловыми нейтронами. Наибольшие отклонения в спектрах наблюдаются для ^{239}Pu (до 10% при $E_{\bar{\nu}_e} \approx 6.5$ МэВ) и ^{241}Pu (до 20% при $E_{\bar{\nu}_e} \approx 8$ МэВ).

Важной особенностью быстрых реакторов является большее число захватов нейтронов на ^{238}U , обусловленное более жестким, по сравнению с реактором на тепловых нейтронах, спектром нейтронов. В результате такого захвата образуется ^{239}U , который распадается по следующей цепочке:



Средняя энергия $\bar{\nu}_e$ от β -распада $^{239}\text{U} \approx 0.8$ МэВ, а от $^{239}\text{Np} \approx 0.3$ МэВ. Изотоп ^{239}U имеет период полураспада $T_{1/2} = 23.45$ мин, а $^{239}\text{Np} - 2.36$ сут. Поскольку равновесие в радиоактивных цепочках определяется наибольшим $T_{1/2}$, именно ^{239}Np оказывает значительное влияние на изменение потока $\bar{\nu}_e$ на протяжении, примерно, 7 сут ($3T_{1/2}$ ^{239}Np от начала кампании). Таким образом, эти распады приводят к появлению двух дополнительных $\bar{\nu}_e$ на каждый захват нейтрона на ^{238}U .

Спектры $\bar{\nu}_e$ от β -распадов ^{239}U и ^{239}Np также показаны на рисунке 3.1. Спектры для всех β -распадов были рассчитаны, используя функцию Ферми с учетом поправок на конечный размер ядра, экранирование ядра электронами с оболочек, а также радиационные поправки КЭД, связанные с испусканием

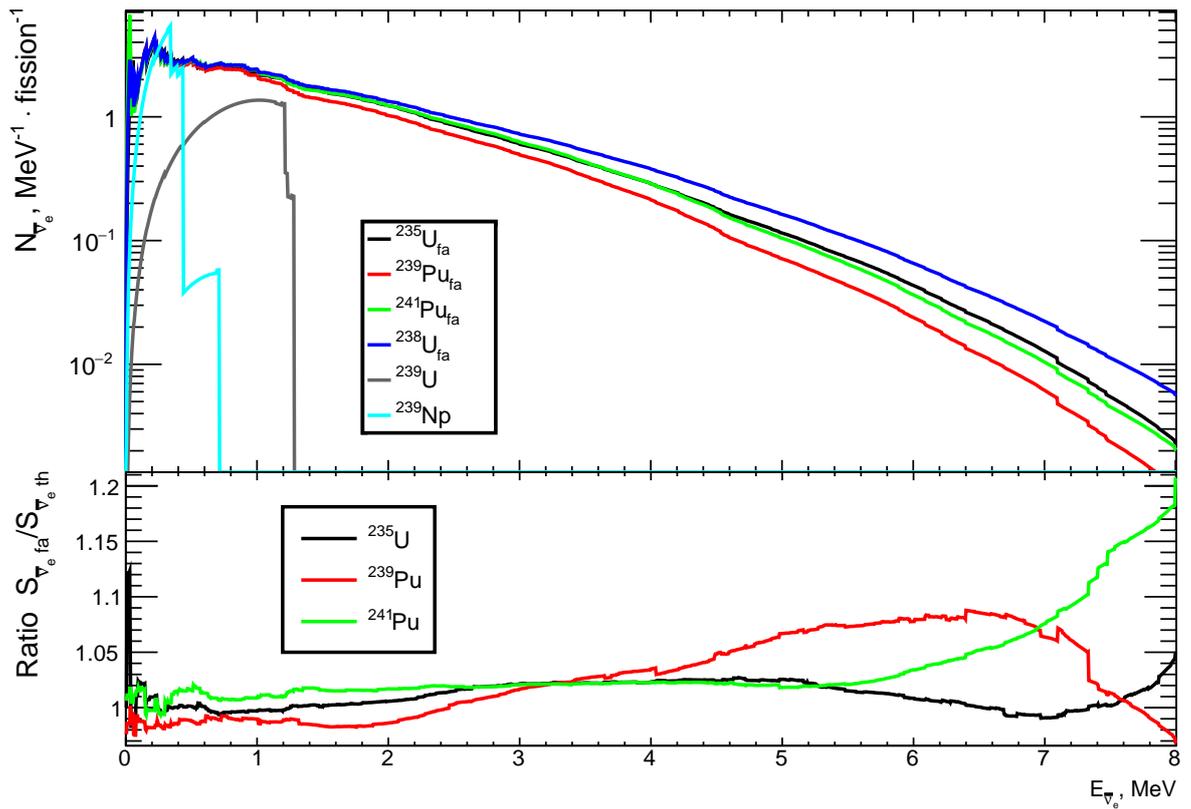


Рисунок 3.1 — Сверху: использованные для расчёта спектры $\bar{\nu}_e$ от делящихся нуклидов при делении быстрыми нейтронами и спектры $\bar{\nu}_e$ от β -распадов ^{239}U и ^{239}Np . Снизу: отношение спектров $\bar{\nu}_e$ при делении быстрыми нейтронами к спектрам при делении тепловыми нейтронами для ^{235}U (черный), ^{239}Pu (красный) и ^{241}Pu (зеленый).

виртуальных и реальных фотонов заряженными частицами.

4 МОДЕЛИРОВАНИЕ КАМПАНИИ РЕАКТОРА БН-800

4.1 ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС КИР. УСЛОВНАЯ МОДЕЛЬ АКТИВНОЙ ЗОНЫ.

Для расчета потока $\bar{\nu}_e$ от АЗ реактора БН-800 был использован программный комплекс КИР [19]. Комплекс КИР (версия С) разработан для моделирования стационарных и нестационарных нейтронно-физических процессов с использованием метода Монте-Карло в системах с трёхмерной геометрией, как в однородных, так и неоднородных средах. Нестационарные процессы рассчитываются с помощью приближенных методов и прямого метода Монте-Карло с учетом запаздывающих нейтронов, что позволяет проводить высокоточные расчеты нейтронной кинетики без необходимости дискретизации по времени, энергии и пространству. История каждого нейтрона моделируется на основе файлов оцененных ядерных данных из международных библиотек.

Программный комплекс КИР-С включает модуль нуклидной кинетики для моделирования процесса выгорания топлива.

Библиотека модуля содержит данные по выходам продуктов деления, $T_{1/2}$ нестабильных нуклидов, а также каналам переходов при распаде или нейтронном взаимодействии. Эта библиотека позволяет рассчитывать источники энерговыделения за счет распада нестабильных нуклидов и спектры γ -квантов, возникающих при их распаде. Погрешности энерговыделения в элементе АЗ, получаемые данной программой, составляют $\leq 5\%$ [19].

Условная модель активной зоны реактора БН-800, включающей 1233 тепловыделяющие сборки (ТВС), была разработана с использованием гомогенизированного приближения, при котором материалы топлива, конструктивных элементов и теплоносителя усредняются по составу и свойствам в пределах элементарных объемов АЗ. Концепция модели основана на подходах, предложен-

ных в исследованиях [20] и [21]. Моделирование выгорания топлива за 198.16 сут. проводилось для постоянной мощности реактора 2100 МВт. Первые 10 сут. кампании моделировались 10-ю шагами по 1 сут. на шаг, а остальные 188.16 суток – 20-ю, то есть по 9.408 сут. на шаг. Средняя за кампанию энергия нейтронов в АЗ $\langle E_n \rangle = 430$ кэВ.

В результате проведённых расчётов были определены средние за кампанию скорости реакций деления и захвата нейтронов для различных изотопов в АЗ реактора, представленные в таблице 1. Как следует из таблицы, основной вклад в процессы деления вносят ^{235}U (75.45%), ^{238}U (12.69%) и ^{239}Pu (11.53%), тогда как в реакторах на тепловых нейтронах вклад в деление также даёт ^{241}Pu (на уровне $\sim 4\%$ в среднем за кампанию реактора).

Таблица 4.1 — Средние за кампанию доли делений и захватов нейтронов для различных изотопов в АЗ

Изотоп	Доля делений, %	Изотоп	Доля делений, %	Изотоп	Доля захватов, %
^{241}Am	5.8×10^{-5}	^{242}Cm	3.3×10^{-6}	^{239}Pu	2.6
^{242}Am	1.7×10^{-7}	^{243}Cm	8.6×10^{-8}	^{240}Pu	0.144
^{242m}Am	1.7×10^{-6}	^{244}Cm	7.6×10^{-7}	^{241}Pu	7.2×10^{-3}
^{243}Am	1.7×10^{-5}	^{245}Cm	3.5×10^{-8}	^{235}U	20.16
^{236}Np	1.1×10^{-7}	^{246}Cm	2.9×10^{-11}	^{238}U	76.99
^{237}Np	6.1×10^{-3}	^{236}Pu	8.2×10^{-8}	^{23}Na	0.08
^{238}Np	5.2×10^{-5}	^{237}Pu	1.0×10^{-7}		
^{239}Np	3.75×10^{-2}	^{238}Pu	6.3×10^{-4}		
^{234}U	6.9×10^{-4}	^{239}Pu	11.53		
^{235}U	75.45	^{240}Pu	0.150		
^{236}U	7.53×10^{-2}	^{241}Pu	4.77×10^{-2}		
^{237}U	2.3×10^{-3}	^{242}Pu	2.9×10^{-3}		
^{238}U	12.69				

В связи с этим, для сопоставления характеристик реакторов на быстрых и тепловых нейтронах, данный изотоп будет включён в анализ. Вклад в процессы деления остальных нуклидов пренебрежимо мал, включая ^{240}Pu (0.15%).

Рассматривая процессы захвата нейтронов, можно отметить, что наиболее интенсивное поглощение нейтронов наблюдается на изотопах ^{238}U (76.99%), ^{235}U (20.16%) и ^{239}Pu (2.6%). Два последних нуклида при захвате нейтрона пре-

вращаются, соответственно, в ^{236}U и ^{240}Pu , доли делений которых оказываются незначительными вследствие относительной малости их концентрации и малых сечений деления, поэтому в дальнейшем они рассматриваться не будут.

Влияние на поток $\bar{\nu}_e$ натриевого теплоносителя рассматривалось отдельно. Известно, что в результате захвата нейтрона ядром ^{23}Na образуется радиоактивный ^{24}Na , испытывающий β -распад ($Q=1.4$ МэВ, $T_{1/2}=14.95$ ч). Это может приводить к дополнительному вкладу в поток $\bar{\nu}_e$. Средняя за кампанию реактора доля реакций $^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$ составила 0.08% (см. таблицу 1) из-за малости сечения захвата нейтрона при $\langle E_n \rangle = 430$ кэВ и, таким образом, не учитывалась.

4.2 РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОВОЙ МОЩНОСТИ ПО АКТИВНОЙ ЗОНЕ

На рисунке 4.1 представлено распределение по АЗ усредненной по высоте ТВС средней за кампанию тепловой мощности P_{th} в плоскости XOY, а на рисунке 4.2 - изменение положения центра энерговыделения (слева) и профили энерговыделения по высоте (справа). В приложении (рис. 5.6) показаны изменения этой мощности в процессе работы реактора, а также отдельно разница между значениями мощности в начале и конце кампании. Видно, что в течение кампании положение центра энерговыделения практически не меняется. Интересно отметить, что за время кампании ~ 500 эфф. сут. реактора на тепловых нейтронах ВВЭР-1000 (см. рис. 2 в работе [9]), напротив, наблюдается изменение положения центра энерговыделения на уровне $\sim (-80, +30)$ мм относительно центра АЗ, а также его профиля.

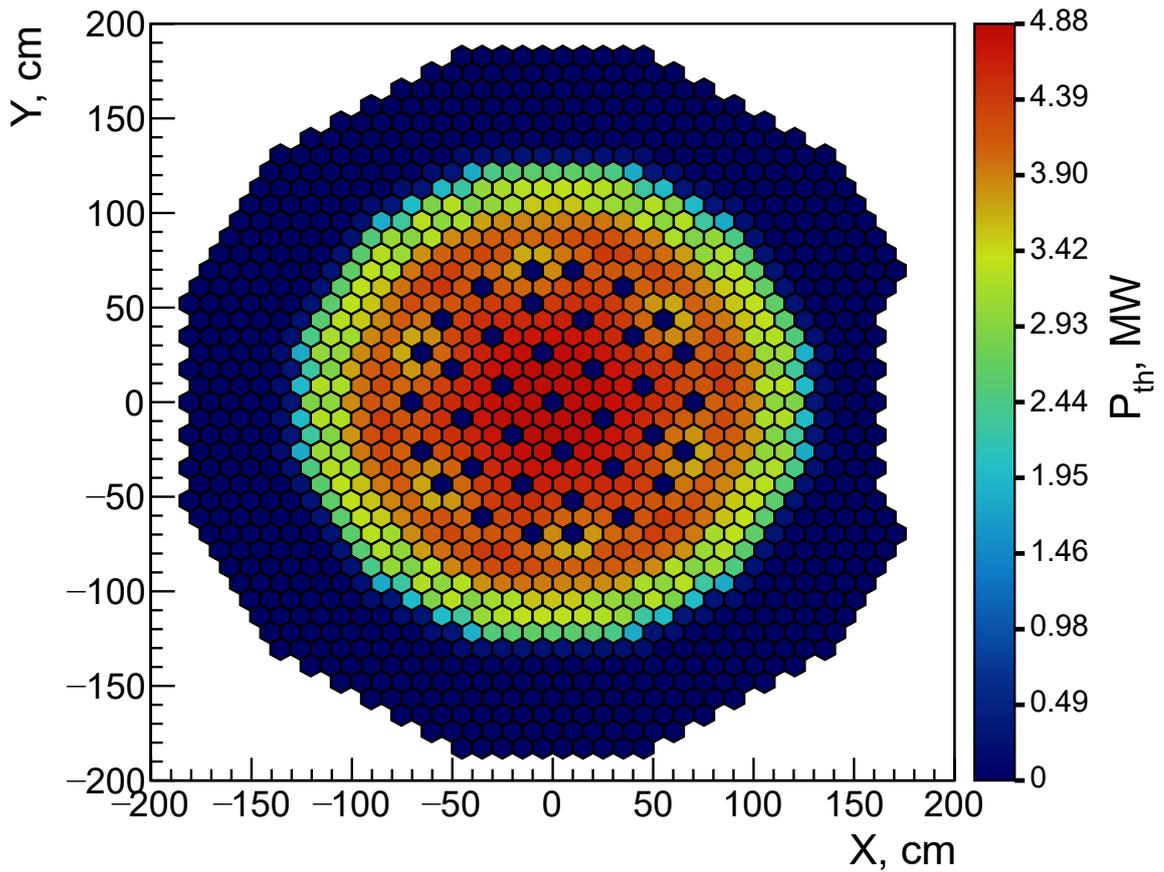


Рисунок 4.1 — Распределение тепловой мощности P_{th} по плоскости XOY для реактора БН-800

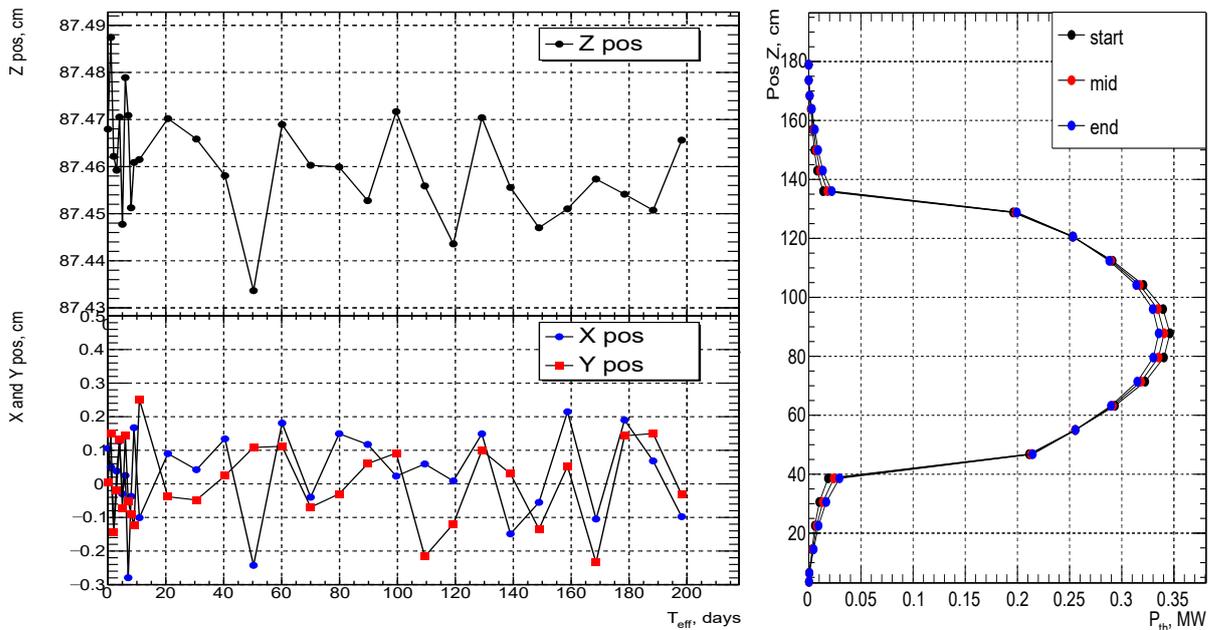


Рисунок 4.2 — Слева: изменение положения центра энерговыделения в АЗ БН-800 по осям Z (черный), X (синий) и Y (красный). Справа: профили энерговыделения по высоте для начала (черный), середины (красный) и конца (синий) топливной кампании

4.3 ЭВОЛЮЦИЯ ДОЛЕЙ ДЕЛЕНИЙ И ЗАХВАТОВ НЕЙТРОНОВ

Распределения числа делений для основных делящихся нуклидов и захватов нейтронов на ^{238}U представлены на рисунке 4.3. Как видно, деления нуклидов происходят весьма неоднородно по АЗ. В приложении показаны распределения числа делений для основных делящихся изотопов и реакций (n, γ) в различные моменты времени (рис. 5.8-5.12).

Эволюция состава АЗ реактора БН-800 (ВВЭР-1000) представлена на рисунке 4.4 слева (справа), где показаны доли $\alpha_i(t)$ делений основных изотопов ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu с начала кампании, а также доля (n, γ) -реакций на ^{238}U , нормированные на полное число делений. Как следует из рисунка, число (n, γ) -реакций сравнимо с числом делений ^{235}U и увеличивается в ходе кампании, поскольку оно пропорционально возрастающему потоку нейтронов.

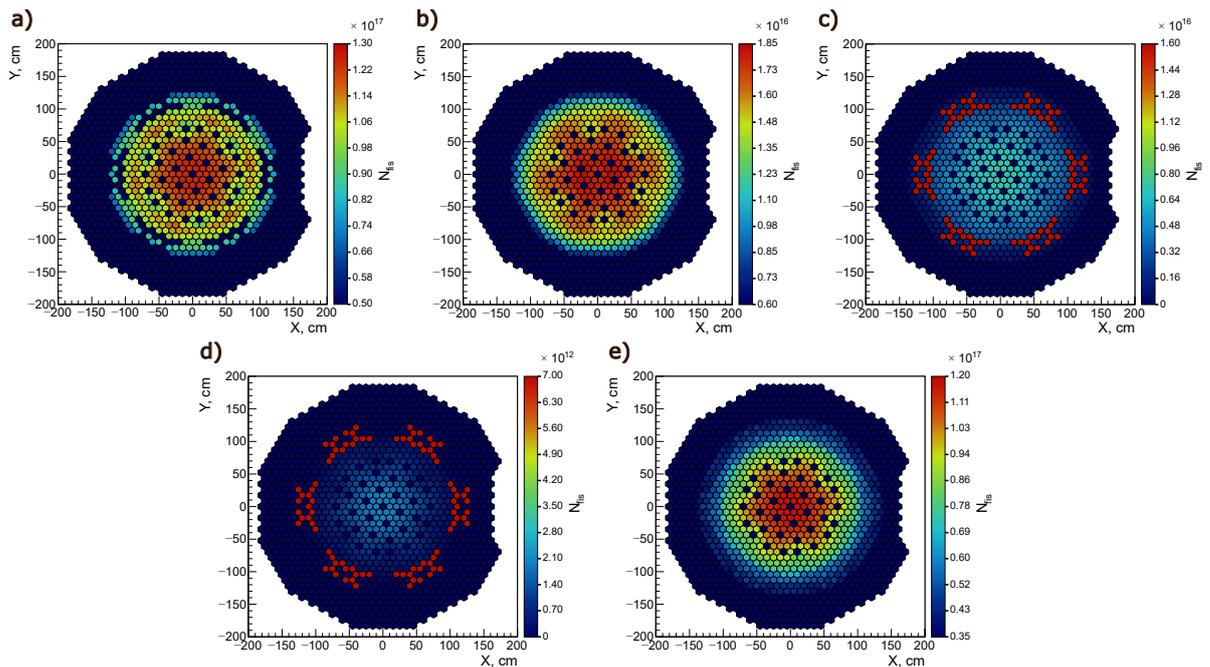


Рисунок 4.3 — Распределение усредненного за кампанию числа делений по плоскости XOY для а) ^{235}U , б) ^{238}U , в) ^{239}Pu , д) ^{241}Pu и е) (n, γ) -реакций

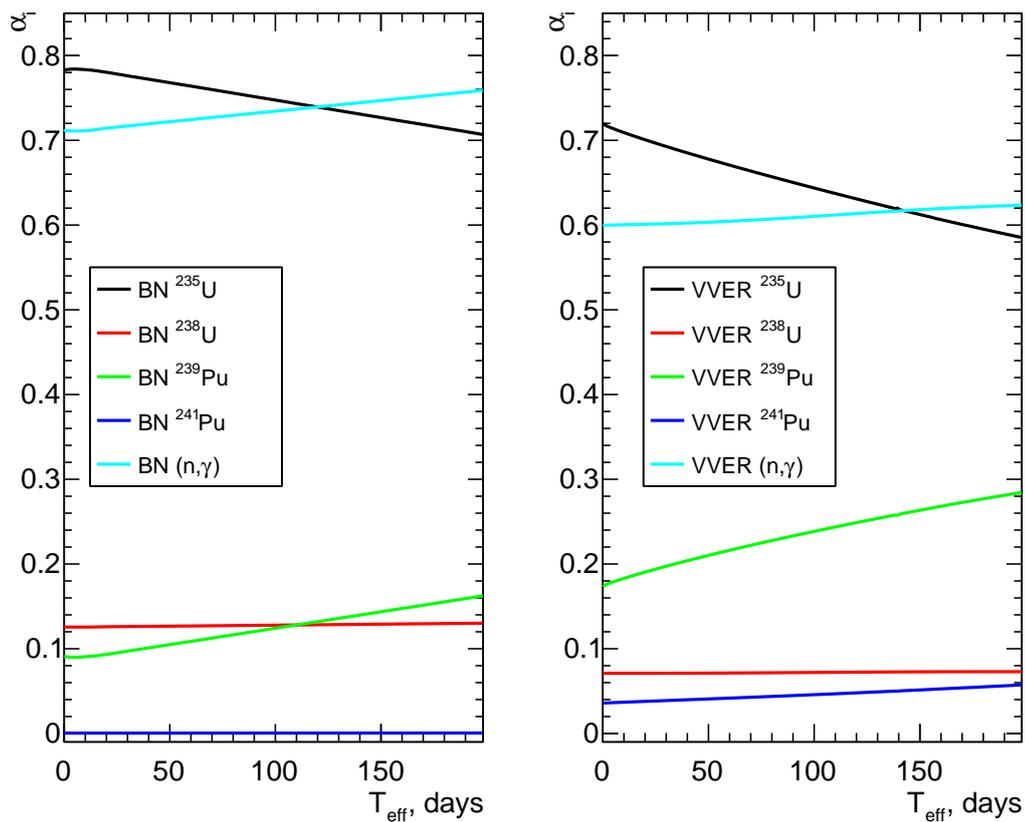


Рисунок 4.4 — Зависимость долей деления $\alpha_i(t)$ в БН-800 (слева) и ВВЭР-1000 (справа): ^{235}U (черный), ^{238}U (красный), ^{239}Pu (зеленый), ^{241}Pu (синий) и (n, γ) (бирюзовый)

5 АНАЛИЗ ПОТОКА АНТИНЕЙТРИНО

5.1 ЭВОЛЮЦИЯ ПОТОКА И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА АНТИНЕЙТРИНО НА ПРОТЯЖЕНИИ ТОПЛИВНОЙ КАМПАНИИ

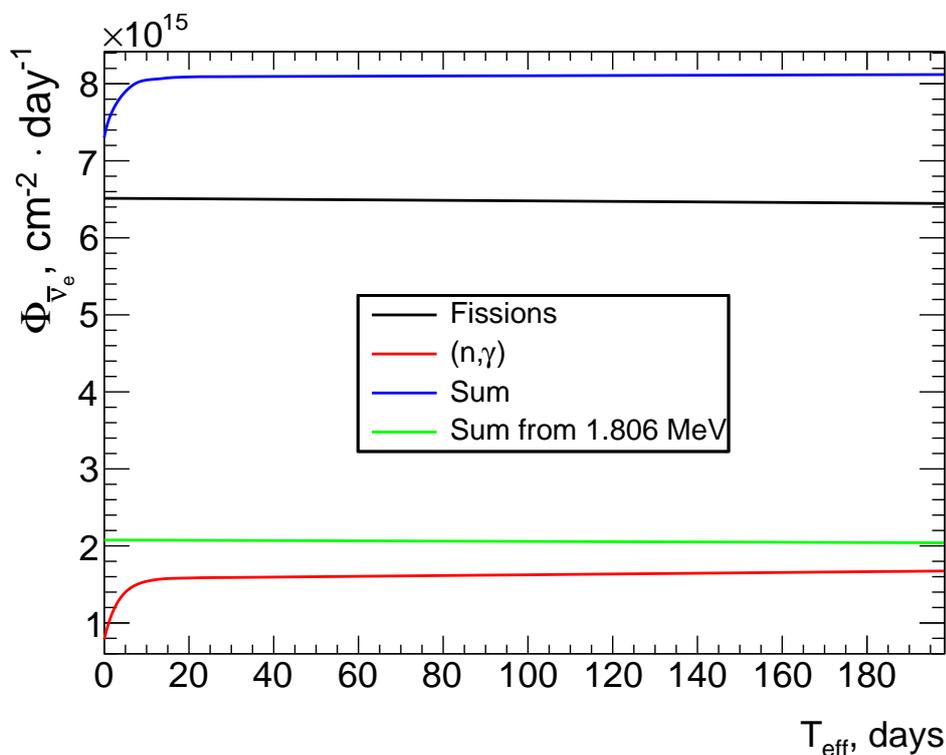


Рисунок 5.1 — Поток $\bar{\nu}_e$ от реактора БН-800 на протяжении топливной кампании длительностью 198 эфф. сут. для реакций деления (чёрный), (n, γ) -реакций на ^{238}U (красный), суммарного потока (синий), а также суммарного потока, превышающего порог обратного β -распада (зелёный).

Расчет потока и энергетического спектра $\bar{\nu}_e$ от реактора БН-800 были проведены на основе данных моделирования с использованием формулы 3.1. На рисунке 5.1 представлен поток $\bar{\nu}_e$ от реакций деления (черный) и (n, γ) -реакций на ^{238}U (красный) на протяжении кампании. Здесь же показан полный

поток (синий) и поток с порога реакции обратного β -распада на протоне (1.806 МэВ), по которой регистрируются $\bar{\nu}_e$ (зеленый). Расчёт выполнен для точки, расположенной на расстоянии 20 м от центра АЗ вниз по вертикальной оси с целью минимизации влияния эффектов неоднородности, обусловленных конечными размерами АЗ и распределением по ней энерговыделения. Видно, что на протяжении кампании поток практически не меняется.

Для сравнения с данными реактора на тепловых нейтронах ВВЭР-1000 ($P_{th} = 3000$ МВт) были взяты данные расчета 13-й топливной кампании 3-го энергоблока Калининской АЭС [9]. Эти данные были перенормированы на тепловую мощность реактора БН-800 ($P_{th} = 2100$ МВт). Кроме того, для сопоставления были выбраны идентичные интервалы топливной кампании продолжительностью 198 эфф. сут. (топливная кампания ВВЭР-1000 составляет ~ 500 эфф. сут.). В качестве начала, середины и конца кампании приняты, соответственно, 10-е, 100-е и 198-е эффективные сутки.

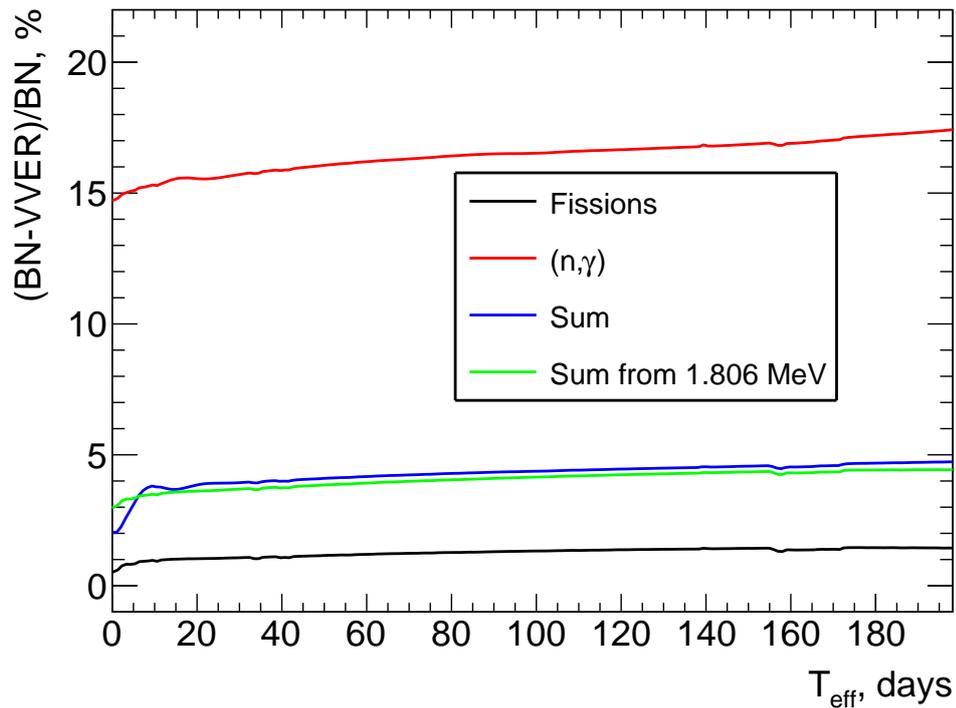


Рисунок 5.2 — Разность потоков $\bar{\nu}_e$ реакторов БН-800 и ВВЭР-1000 в зависимости от эффективного времени для отдельных компонент: от делений (черный), от захватов на ядрах ^{238}U (красный), суммарного потока (синий), а также суммарного потока выше порога реакции обратного β -распада (зелёный)

Сравнение потоков $\bar{\nu}_e$ реакторов БН-800 и ВВЭР-1000 представлено на рисунке 5.2. Наибольшее отличие ($\sim 16\%$ в среднем за кампанию) наблюдается

для компоненты потока, порождённой (n, γ) -реакциями на ^{238}U (красный). Поток, обусловленный реакциями деления (черный), отличается на уровне 1%. В итоге, полное различие потоков составляет $\sim 5\%$. Примерно такая же разница наблюдается и для потоков $\bar{\nu}_e$ с энергией выше порога реакции обратного β -распада.

Спектры $\bar{\nu}_e$ в реакторе БН-800 для середины кампании, генерируемые в реакциях деления (красный) и (n, γ) (синий), а также их сумма (черный) представлены на рис. 5.3. Для сравнения с ВВЭР-1000 были построены интегральные спектры с заданного энергетического порога. Их разность представлена на рис. 5.4 (сверху) для начала (черный) и конца (красный) кампании. Как следует из рисунка, при пороге 3 МэВ поток $\bar{\nu}_e$ в БН-800 превышает поток в ВВЭР-1000 на $\sim 5.5\%$ в начале и на $\sim 7\%$ в конце кампании. На краю спектра $\bar{\nu}_e$ разница достигает 20%. На этом же рисунке снизу показано отношение интегральных спектров $\bar{\nu}_e$ в конце и начале кампании для ВВЭР-1000 (черный) и БН-800 (красный). Видно, что для данной топливной загрузки поток $\bar{\nu}_e$ реактора БН-800 за 198,16 эфф. сут. падает слабее, чем в ВВЭР-1000.

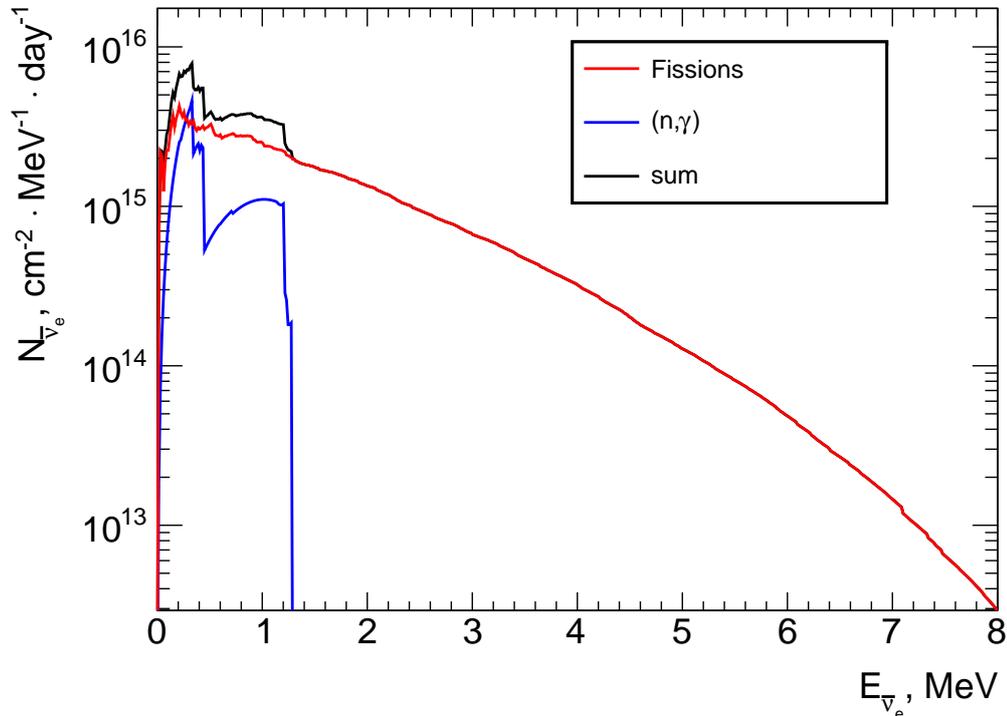


Рисунок 5.3 — Спектры $\bar{\nu}_e$ для середины кампании реактора БН-800, обусловленные делениями (красный), (n, γ) -реакциями на ^{238}U (синий) и их сумма (чёрный).

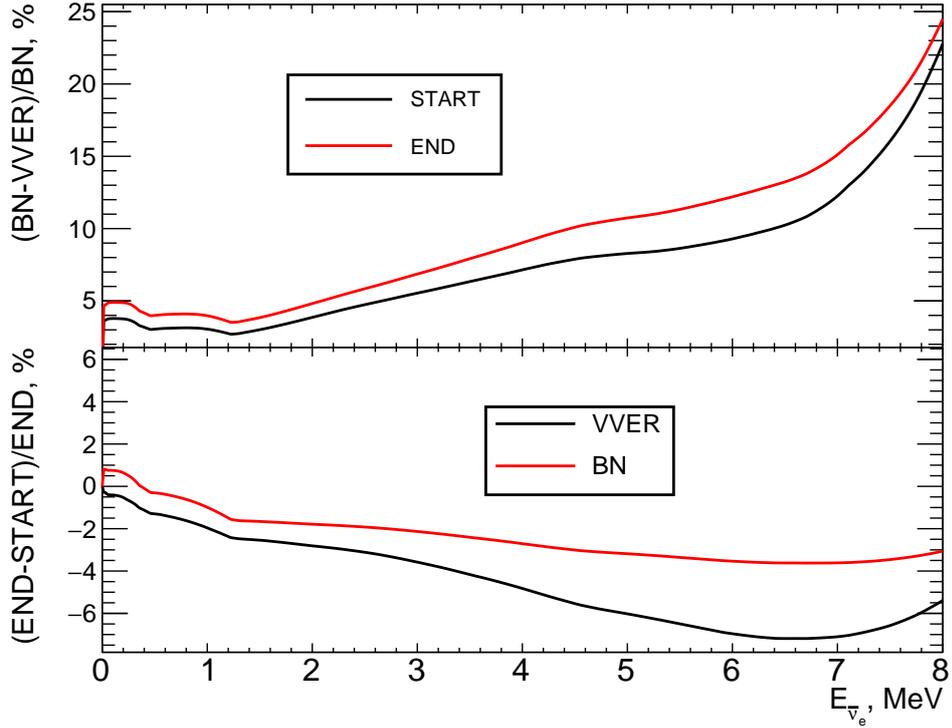


Рисунок 5.4 — Разность спектров $\bar{\nu}_e$ между реакторами БН-800 и ВВЭР-1000 в середине кампании (верхний график), а также разность спектров между началом и концом кампании для указанных типов реакторов (нижний график).

5.2 ПОГРЕШНОСТЬ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО РАСЧЕТА ПОТОКА АНТИНЕЙТРИНО

Для оценки погрешности расчета потока $\bar{\nu}_e$ запишем выражение 3.1 в следующем виде:

$$\Phi(t, E_{\bar{\nu}_e}) = \frac{1}{4\pi} \cdot \int \frac{P_{\text{th}}(t, \vec{r})}{|\vec{L}_0 - \vec{r}|^2 \cdot E_f(t, \vec{r})} \cdot S_f(t, \vec{r}, E_{\bar{\nu}_e}) dV, \quad (5.1)$$

где интеграл берётся по всему объёму АЗ. В этой формуле:

- \vec{L}_0 — радиус-вектор от центра АЗ до точки, в которой рассчитывается поток;
- \vec{r} — радиус-вектор от центра АЗ до элементарного объёма dV ;
- $P_{\text{th}}(t, \vec{r})$ — тепловая мощность элементарного объёма в момент времени t ;
- $E_f(t, \vec{r}) = \sum_i \alpha_i(t, \vec{r}) E_i$ — средняя энергия, выделяющаяся при делении, где E_i — энергия деления i -го изотопа, α_i — его доля в делениях;
- $S_f(t, \vec{r}, E_{\bar{\nu}_e}) = \sum_i \alpha_i(t, \vec{r}) S_i(E_{\bar{\nu}_e})$ — спектр антинейтрино на одно деление.

Значения $E_f(t, \vec{r})$ и $S_f(t, \vec{r}, E_{\bar{\nu}_e})$ представляют собой средневзвешенные величины, рассчитанные с учётом вклада основных делящихся нуклидов: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . В качестве весовых коэффициентов используются соответствующие доли делений α_i . Спектры S_f рассчитываются по курчатовской модели (КИ) **Koreikin_2021**, в которой производится пересчёт кумулятивных спектров бета-электронов от трёх делящихся изотопов, измеренных в работах LL (использовался последний перевыпуск их работ [22]). При этом, с учётом результатов измерений отношения бета-спектров ^{235}U и ^{239}Pu , выполненных в НИЦ "Курчатовский институт"[23], кумулятивные бета-спектры от ^{235}U и ^{238}U дополнительно уменьшены на 5.4%.

Таким образом, общее количество актов деления определяется путём деления локальной тепловой мощности на среднюю энергию, выделяющуюся при одном делении. Умножая это количество на спектр антинейтрино, испускаемых при одном делении, получают результирующий поток антинейтрино от реактора.

5.2.1 ПОГРЕШНОСТИ, ВНОСИМЫЕ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИЕЙ ДЕЛЕНИЯ И СПЕКТРОМ АНТИНЕЙТРИНО

Вклад неопределённостей, связанных с энергией и спектром антинейтрино, испускаемыми при одном делении, в общую погрешность потока антинейтрино можно оценить путём вычисления частных производных по соответствующим параметрам.

$$\left(\frac{\Delta\Phi}{\Phi}\right)_{E_i} = \frac{1}{\Phi} \frac{\partial\Phi}{\partial E_i} \Delta E_i = \frac{\alpha_i \Delta E_i}{\sum_t \alpha_t E_t} \quad (2.21)$$

$$\left(\frac{\Delta\Phi}{\Phi}\right)_{S_i} = \frac{1}{\Phi} \frac{\partial\Phi}{\partial S_i} \Delta S_i = \frac{\alpha_i \Delta S_i}{\sum_t \alpha_t S_t} \quad (2.22)$$

что в итоге даёт следующие выражения для дисперсий:

$$\sigma_E^2 = \sum_i \left(\frac{\Delta\Phi}{\Phi}\right)_{E_i}^2 = \frac{\sum_i \alpha_i^2 \Delta E_i^2}{\left(\sum_t \alpha_t E_t\right)^2} \quad (2.23)$$

$$\sigma_S^2 = \sum_i \left(\frac{\Delta\Phi}{\Phi} \right)_{S_i}^2 = \frac{\sum_i \alpha_i^2 \Delta S_i^2}{\left(\sum_t \alpha_t S_t \right)^2} \quad (2.24)$$

Для вычисления дисперсий, помимо уже рассчитанных долей деления, необходимо знать величины энергий E_i и спектров S_i изотопов, а также соответствующие им погрешности ΔE_i и ΔS_i . Так, в таблице 5.1 представлена тепловая энергия деления изотопов. В данной работе были применены данные из [26], поскольку они являются наиболее актуальными и характеризуются минимальными погрешностями. В таблицу 5.2 занесены значения среднего сечения обратного бета-распада четырех основных изотопов для модели КІ.

Таблица 5.1 — Тепловая энергия деления изотопов, МэВ/деление

Изотоп	E_i из [24]	E_i из [25]	E_i из [26]
^{235}U	201.92 ± 0.46	202.36 ± 0.26	202.5 ± 0.2
^{238}U	205.52 ± 0.96	205.99 ± 0.52	205.7 ± 0.5
^{239}Pu	209.99 ± 0.60	211.12 ± 0.34	211.3 ± 0.3
^{241}Pu	213.60 ± 0.65	214.26 ± 0.33	213.9 ± 0.4

Таблица 5.2 — Среднее сечение обратного бета-распада для модели КІ

Изотоп	КІ, $\langle \sigma \rangle_i \times 10^{-43}$ см ² /деление
^{235}U	6.27 ± 0.13
^{238}U	9.34 ± 0.47
^{239}Pu	4.33 ± 0.11
^{241}Pu	6.01 ± 0.13

Подставив необходимые значения из таблиц в формулы 2.23 и 2.24 получаем следующие значения:

$$\sigma_E \approx \sigma_S \approx 0.5\%.$$

5.2.2 ПОГРЕШНОСТЬ, ВНОСИМАЯ ДОЛЯМИ ДЕЛЕНИЯ

Чтобы оценить влияние ошибок в долях деления на общую неопределённость потока антинейтрино, важно принимать во внимание взаимные корреляции между этими долями. Для этого используется обобщённая формула расчёта погрешности:

$$\sigma_{\alpha} = \frac{1}{\Phi} \sqrt{\sum_{i,j} \frac{\partial \Phi}{\partial \alpha_i} \frac{\partial \Phi}{\partial \alpha_j} \delta \alpha_i \delta \alpha_j \rho_{i,j}}, \quad (5.2)$$

где $\delta \alpha_i$ — погрешность доли деления i -го изотопа (таблица 5.3). Для расчетов использовались значения середины топливной кампании; $\rho_{i,j}$ — коэффициенты корреляции между изотопами. Частные производные в формуле выражаются как

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \alpha_i} \propto \left(S_i \left(\sum_j \alpha_j E_j \right) - E_i \left(\sum_k \alpha_k S_k \right) \right) \left(\sum_t \alpha_t E_t \right)^{-2}, \quad (5.3)$$

при этом коэффициенты, не зависящие от долей деления, не принимаются во внимание, поскольку они сокращаются при вычислении погрешности. В данном уравнении E_i и S_i это энергия, выделяющаяся при делении изотопа, и спектр антинейтрино от деления данного изотопа, соответственно.

Коэффициент корреляции между изотопами рассчитывается по следующей формуле:

$$\rho_{i,j} = \frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^N \frac{\alpha_i^{(k)} - \bar{\alpha}_i}{\sigma_{\alpha_i}} \cdot \frac{\alpha_j^{(k)} - \bar{\alpha}_j}{\sigma_{\alpha_j}} \quad (5.4)$$

где сумма берётся по всей имеющейся статистике расчётов, $\rho_{i,j}$ — коэффициент корреляции между изотопами, а σ_{α_i} и σ_{α_j} — стандартные отклонения для α_i и α_j , соответственно. В табл. 5.4 приведена матрица корреляции изотопов.

Подставив, с учетом табличных значений, формулы 5.3 и 5.4 в итоговое выражение для погрешности 5.2 получаем $\sigma_{\alpha} = 4\%$.

Таблица 5.3 — Неопределённость долей деления различных изотопов (%) из [27]

Стадия выгорания	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
Начало кампании	2.03	5.84	5.19	6.08
Середина кампании	2.80	5.63	4.41	5.76
Конец кампании	3.30	5.50	3.98	5.60

Таблица 5.4 — Усреднённая по времени матрица корреляций изотопов

	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
^{235}U	1	-0.0564	-0.2795	-0.3866
^{238}U	-0.0564	1	-0.6738	-0.8771
^{239}Pu	-0.2795	-0.6738	1	0.6461
^{241}Pu	-0.3866	-0.8771	0.6461	1

5.2.3 ПОГРЕШНОСТЬ, ВНОСИМАЯ ТЕПЛОВОЙ МОЩНОСТЬЮ РЕАКТОРА

Рассмотрим взаимосвязь между тепловой мощностью реактора и долями делений изотопов. Согласно закону сохранения энергии, мощность определяется числом делений, происходящих в активной зоне. Тепловая мощность P_{th} выражается как сумма произведений скоростей деления f_i по каждому изотопу и соответствующих энергий деления E_i :

$$P_{\text{th}} = \sum_i f_i E_i. \quad (5.5)$$

Увеличение P_{th} означает рост общего числа делений, поэтому мощность и абсолютные значения f_i нельзя считать независимыми величинами. Однако если ввести нормировку по общему числу делений $F = \sum_i f_i$, то можно выразить удельную (на одно деление) тепловую мощность:

$$\frac{P_{\text{th}}}{F} = \sum_i \frac{f_i}{F} E_i = \sum_i \alpha_i E_i, \quad (5.6)$$

где $\alpha_i = \frac{f_i}{F}$ — доля делений i -го изотопа.

Это выражение демонстрирует отсутствие прямой линейной зависимости между долями делений и мощностью, так как при изменении P_{th} пропорционально изменяются и числитель, и знаменатель, не затрагивая их отношение. Однако сохраняется более сложная, нелинейная связь, обусловленная тем, что α_i зависят от состава топлива. Изотопный состав, в свою очередь, изменяется в ходе кампании, причём тем быстрее, чем выше мощность. Данная нелинейная связь долей деления с мощностью была рассмотрена в работе [28], согласно которой величины P_{th} и α_i можно рассматривать как независимые. Тогда погрешность измерения мощности σ_W считаем равной 2% [29].

5.2.4 ИТОГОВАЯ ПОГРЕШНОСТЬ ПОТОКА АНТИНЕЙТРИНО

Итоговая погрешность потока антинейтрино определяется как:

$$\sigma_{\Phi}^2 = \sigma_W^2 + \sigma_E^2 + \sigma_S^2 + \sigma_{\alpha}^2 \quad (5.7)$$

где $\sigma_W \approx 2\%$ — погрешность в определении тепловой мощности реактора, $\sigma_E \approx 0.5\%$ — погрешность, вносимая тепловой энергией, выделяющейся при одном делении, $\sigma_S \approx 0.5\%$ — погрешность, связанная со спектром антинейтрино на одно деление (значение для модели KI), $\sigma_{\alpha} \approx 4\%$ — погрешность, обусловленная долями деления.

В результате общая погрешность теоретического расчёта потока антинейтрино составляет $\sigma_{\Phi} \approx 4.5\%$.

5.3 АНИЗОТРОПИЯ ПОТОКА АНТИНЕЙТРИНО

Геометрические размеры активной зоны, разница в изотопных составах и выгорании топливных элементов приводят к угловой анизотропии потоков $\bar{\nu}_e$. Ранее этот эффект был рассмотрен в работе [8] для реактора ВВЭР-1000, где было показано, что вариации в потоках антинейтрино, особенно на близких расстояниях ($\sim 5\text{--}10$ м) от центра АЗ, составляют несколько процентов и, следовательно, могут влиять на интерпретацию относительных данных нейтринных детекторов, установленных на разных расстояниях.

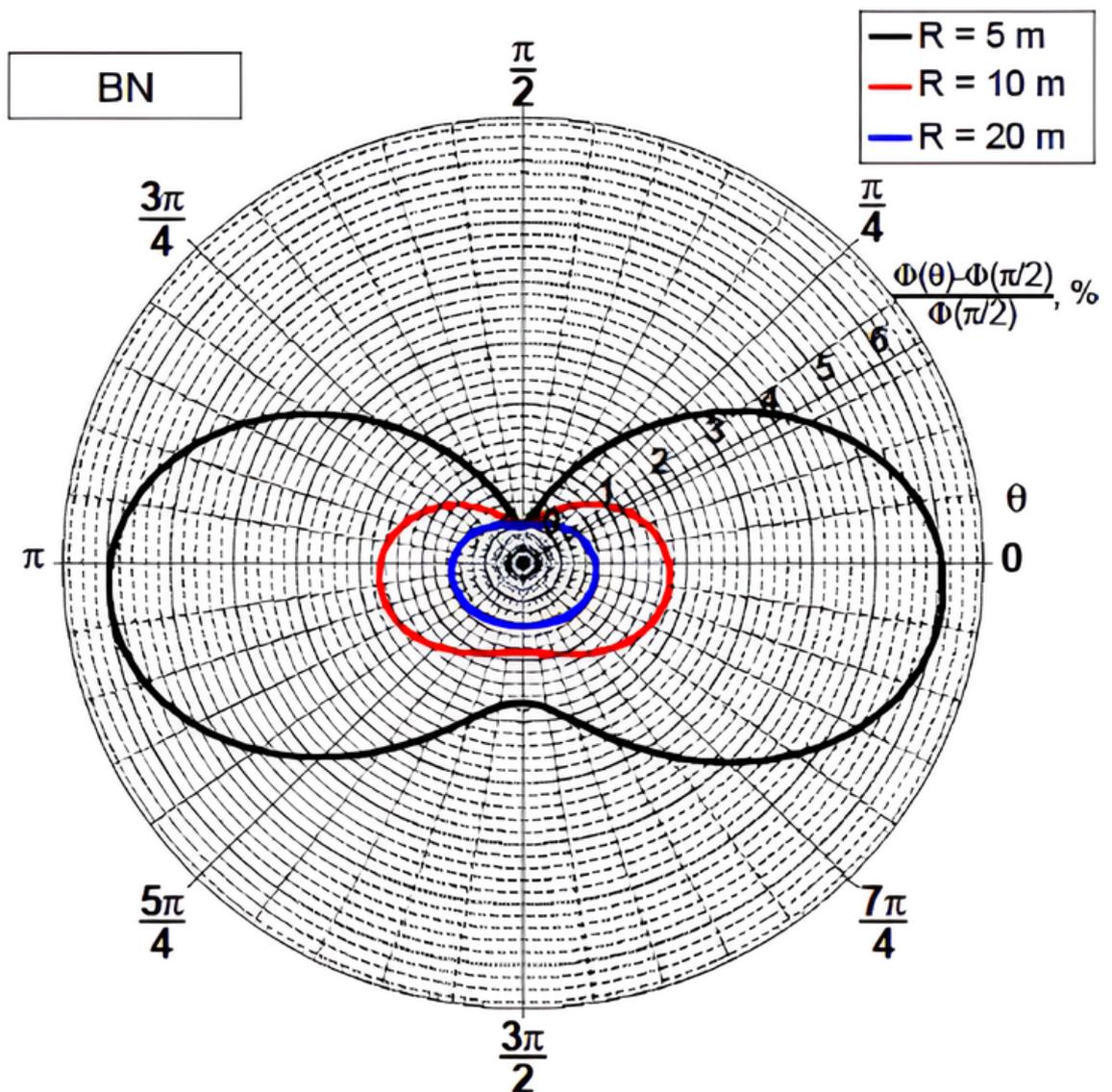


Рисунок 5.5 — Увеличение в % потока антинейтрино под углом Θ относительно потока в направлении вверх по оси АЗ ($\Theta = \pi/2$) для расстояния 5 (чёрный), 10 (красный) и 20 (синий) м

Для изучения анизотропии потока $\bar{\nu}_e$ реактора БН-800 были произведены расчеты, результаты которых представлены на рис. 5.5 для диапазона расстояний $R = 5\text{--}20$ м от центра АЗ. Круговые изолинии на этом рисунке соответствуют потокам $\bar{\nu}_e$, нормированным на значение потока в направлении вверх ($\Theta = \pi/2$). Результаты показаны для расстояний 5 (черный), 10 (красный) и 20 (синий) м от центра АЗ. На близких расстояниях порядка $R = 5$ м неоднородность потока достигает 6%, при удалении на 10 м отличие составляет не более 1.8%, а на расстояниях порядка 20 м становится пренебрежимо мало (менее 1%). Отличная от ВВЭР-1000 геометрия АЗ реактора БН-800 приводит к меньшей по сравнению с ВВЭР-1000 анизотропии потока в направлении вниз по оси АЗ ($\Theta = 3\pi/2$), которое обычно используется для размещения нейтринных детекторов. Также можно отметить, что при размещении нейтринного детектора на близких (до ~ 10 м) расстояниях в боковом направлении ($\Theta = 0, \pi$) можно получить небольшой (на уровне 2%) выигрыш в потоке $\bar{\nu}_e$ по сравнению с положением вдоль вертикальной оси реактора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе был произведен расчет потока и энергетического спектра антинейтрино для реактора на быстрых нейтронах БН-800 со смешанной загрузкой активной зоны (16% МОКС-топлива). Для расчетов использовались данные по пространственному распределению скоростей реакций в активной зоне, полученные в ходе моделирования топливной кампании реактора с использованием программного комплекса КИР. Получена оценка погрешности теоретического расчета потока антинейтрино, которая составила 4.5%.

Анализ полученных результатов продемонстрировал сходство спектральных и интегральных характеристик потоков $\bar{\nu}_e$ от реактора БН-800 со смешанной загрузкой топлива и реактора на тепловых нейтронах ВВЭР-1000. Наибольшие различия проявляются на краю спектра (20%) и обусловлены различиями в изотопных составах загруженного топлива. Падение потока $\bar{\nu}_e$, связанное с выгоранием топлива на протяжении топливной кампании, в БН-800 выражено слабее, чем в реакторе на тепловых нейтронах ВВЭР-1000.

Сходство изменений спектральных характеристик $\bar{\nu}_e$ для обоих типов реакторов при энергиях выше порога реакции обратного β -распада указывает на возможность использования реакторов на быстрых нейтронах для фундаментальных и прикладных нейтринных исследований, традиционно проводимых на реакторах типа ВВЭР.

ПРИЛОЖЕНИЕ

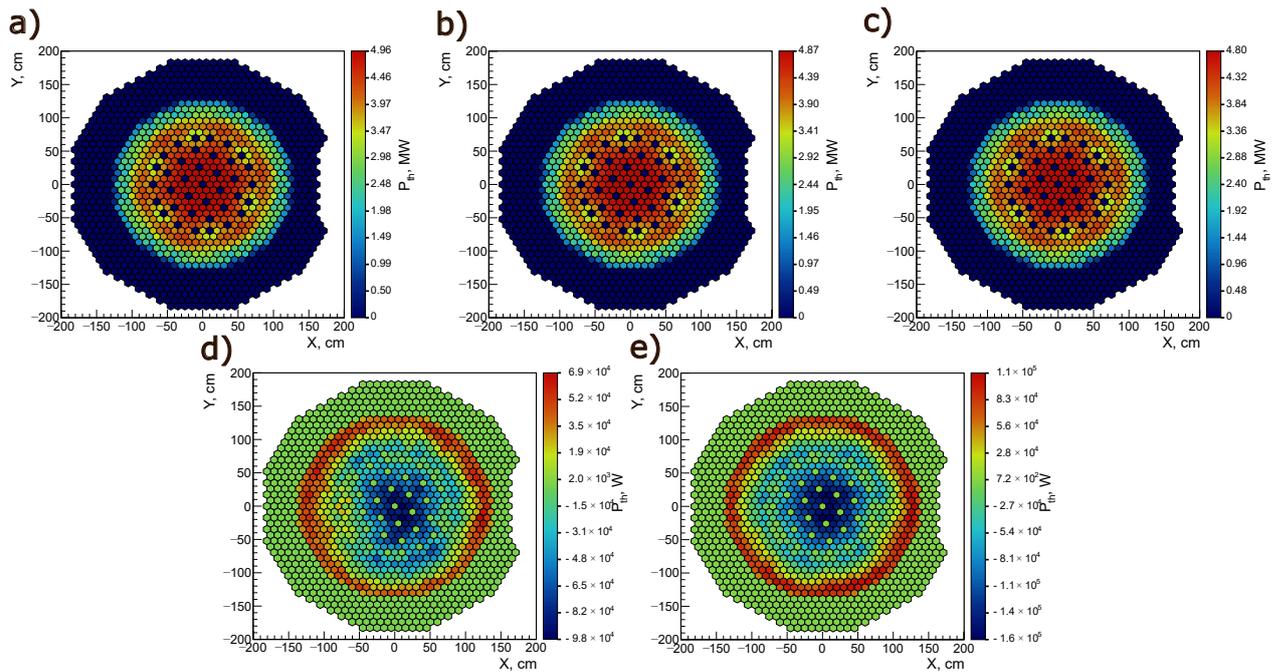


Рисунок 5.6 — Распределение мощности в плоскости XOY в разные моменты кампании а)– начало кампании, б)– середина кампании, в)– конец кампании, д)– разница между началом и серединой кампании, е)– разница между началом и концом кампании

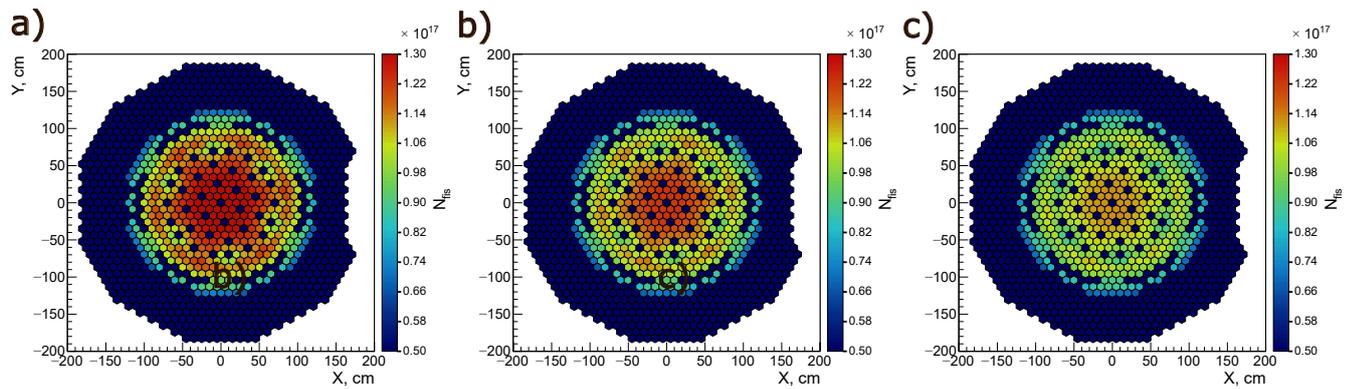


Рисунок 5.8 — Распределение количества делений ^{235}U в плоскости XOY в разные моменты кампании а)– начало кампании, б)– середина кампании, в)– конец кампании

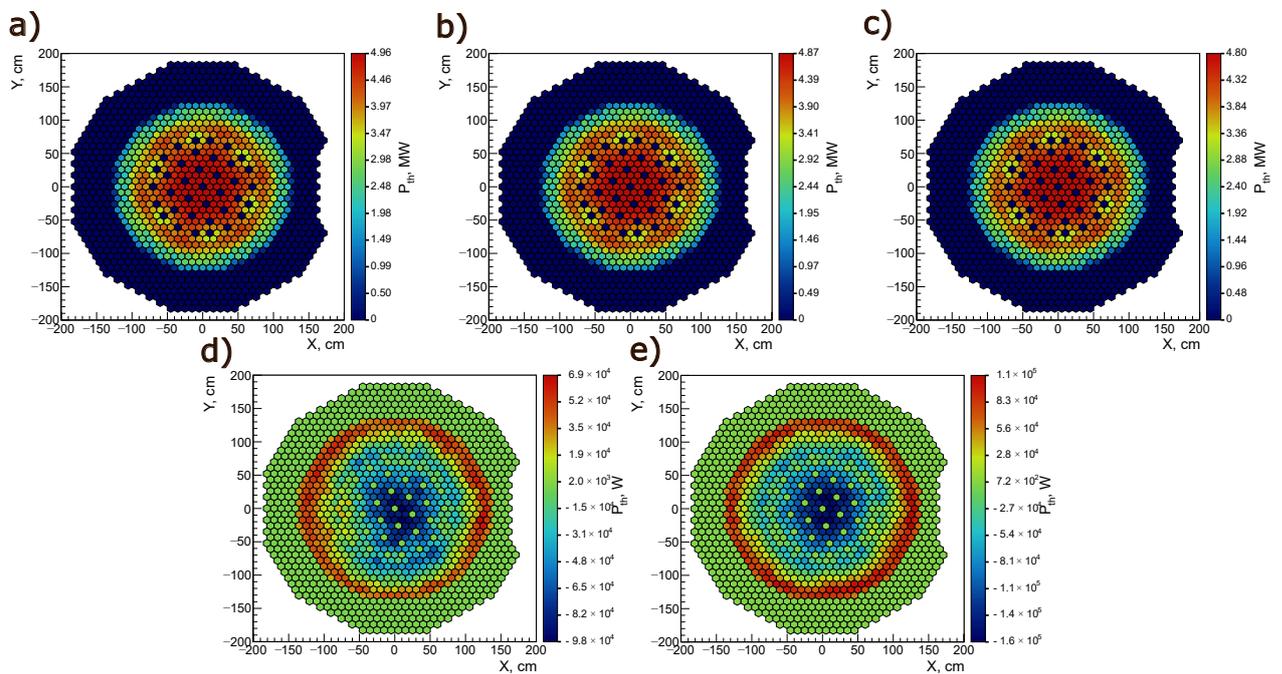


Рисунок 5.7 — Распределение мощности в плоскости XOY в разные моменты кампании а)– начало кампании, б)– середина кампании, в)– конец кампании, д)– разница между началом и серединой кампании, е)– разница между началом и концом кампании

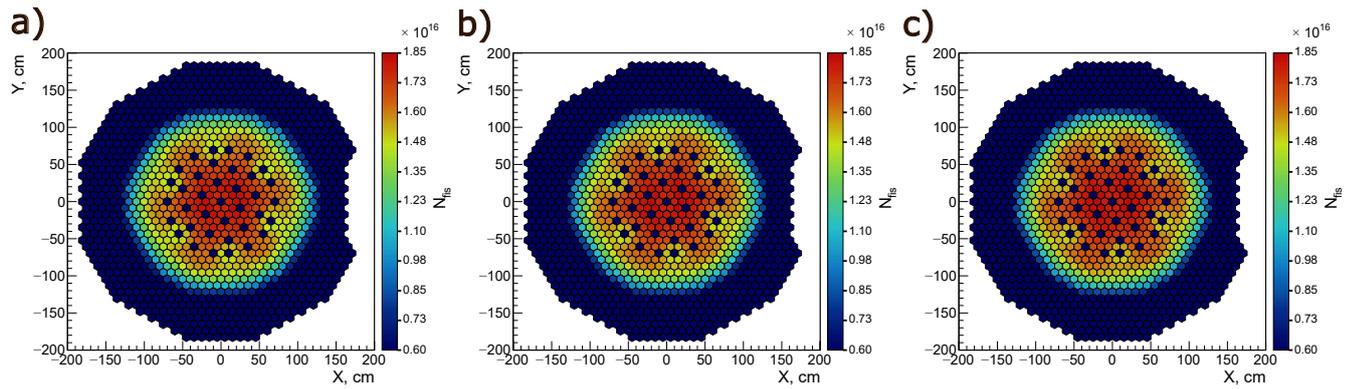


Рисунок 5.9 — Распределение количества делений ^{238}U в плоскости XOY в разные моменты кампании а)– начало кампании, б)– середина кампании, в)– конец кампании

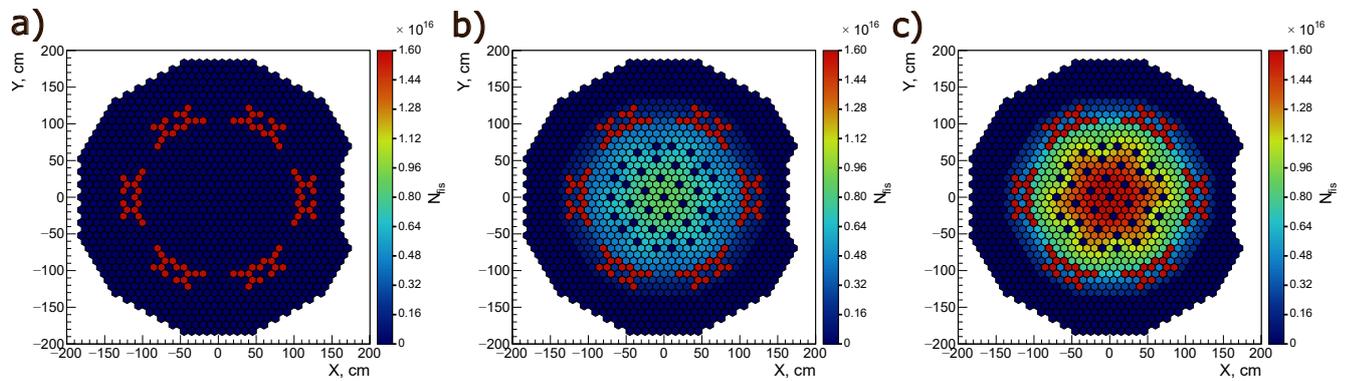


Рисунок 5.10 — Распределение количества делений ^{239}Pu в плоскости XOY в разные моменты кампании а)– начало кампании, б)– середина кампании, в)– конец кампании

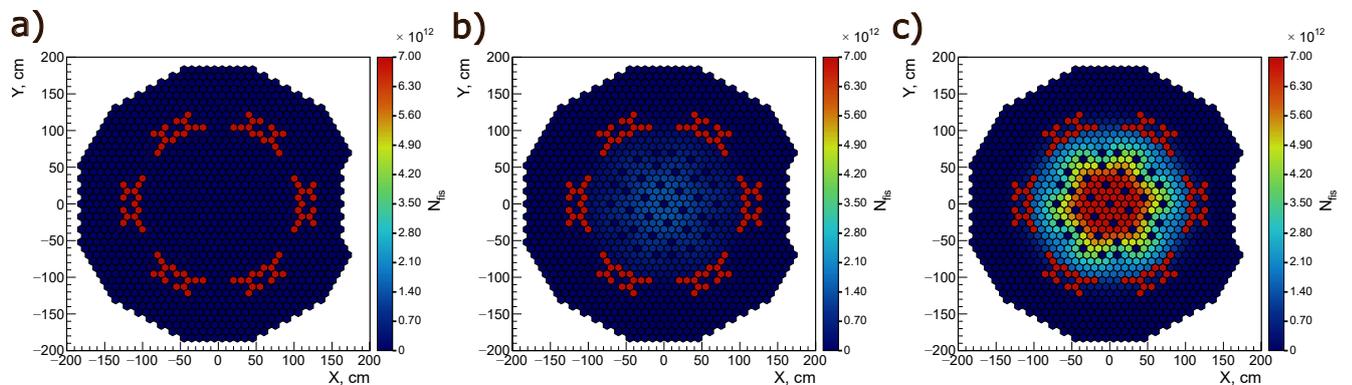


Рисунок 5.11 — Распределение количества делений ^{241}Pu в плоскости XOY в разные моменты кампании а)– начало кампании, б)– середина кампании, в)– конец кампании

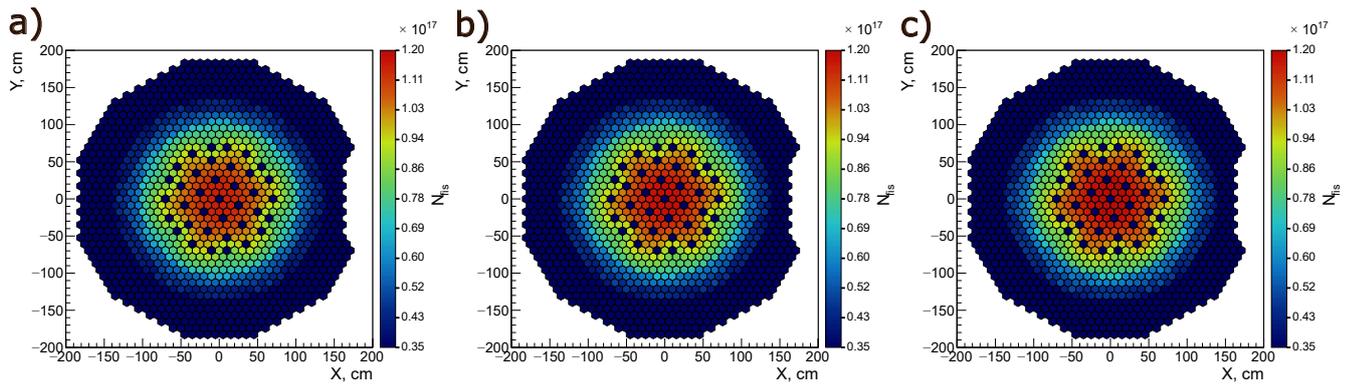


Рисунок 5.12 — Распределение количества реакций (n, γ) в плоскости XOY в разные моменты кампании а)– начало кампании, б)– середина кампании, в)– конец кампании

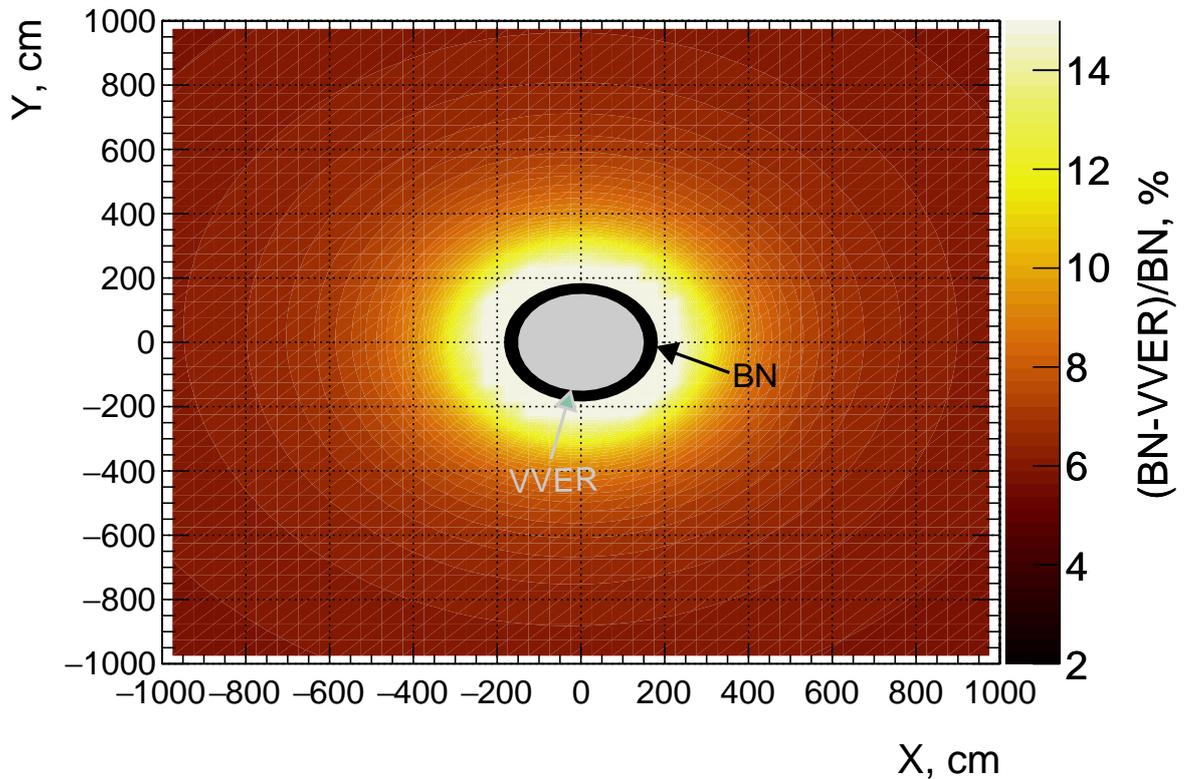


Рисунок 5.13 — Разность потоков $\bar{\nu}_e$ от реакторов БН-800 и ВВЭР-1000 в середине кампании в зависимости от положения точки наблюдения в плоскости XOY .

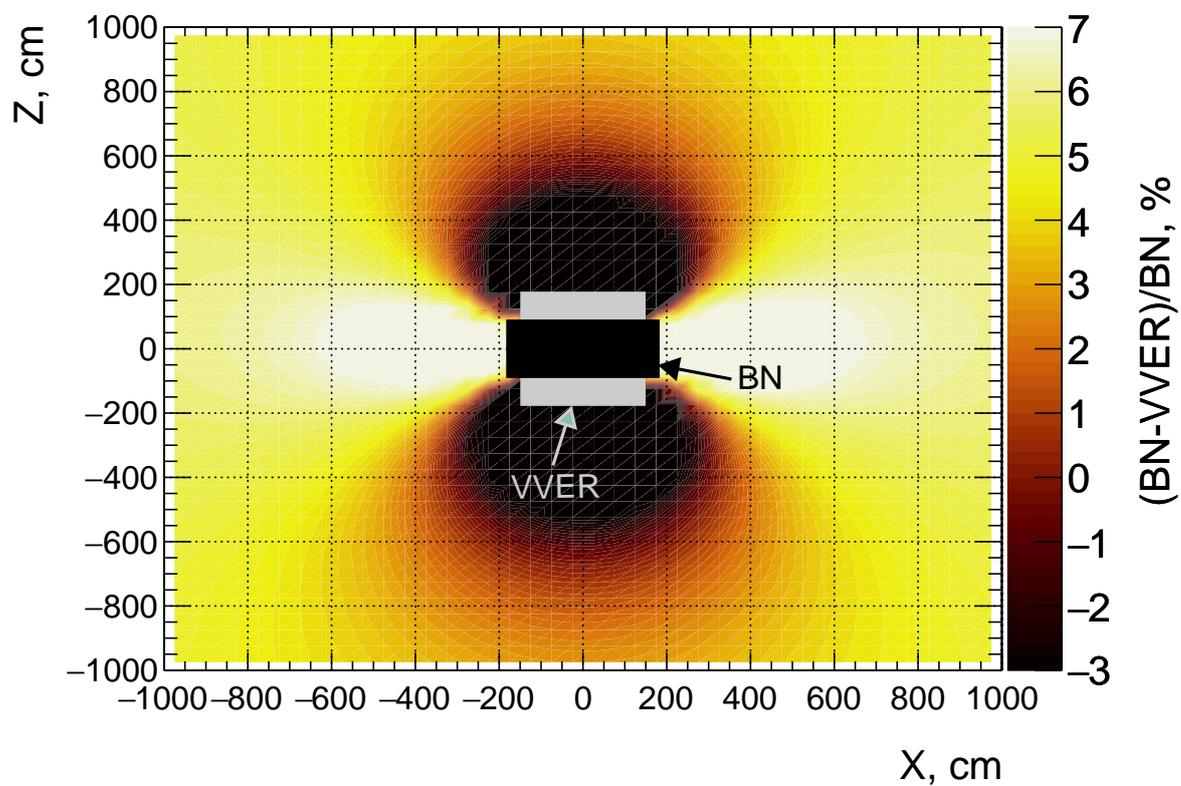


Рисунок 5.14 — Разность потоков $\bar{\nu}_e$ от реакторов БН-800 и ВВЭР-1000 в середине кампании в зависимости от положения точки наблюдения в плоскости XOZ .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] World Nuclear Association, *Uranium Mining Overview*, World Nuclear Association Information Library, Updated May 2025; accessed 17 Jun 2025, май 2025. url: <https://www.world-nuclear.org/information-library/nuclear-fuel-cycle/mining-of-uranium/uranium-mining-overview>.
- [2] Г. Б. Усынин и Е. В. Кусмарцев, *Реакторы на быстрых нейтронах*. Москва: Энергоатомиздат, 1985, с. 288.
- [3] A. C. Hayes, H. R. Trellue, M. M. Nieto и W. B. Wilson, «Theory of Anti-neutrino Monitoring of Burning MOX Plutonium Fuels,» *Phys. Rev. C*, т. 85, с. 024617, 2012. DOI: 10.1103/PhysRevC.85.024617. arXiv: 1110.0534 [nucl-th].
- [4] P. Jaffke и P. Huber, «Determining reactor fuel type from continuous anti-neutrino monitoring,» *Phys. Rev. Applied*, т. 8, № 3, с. 034005, 2017. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.8.034005. arXiv: 1612.06494 [physics.ins-det].
- [5] A. Bernstein, N. S. Bowden и A. S. Erickson, «Reactors as a source of anti-neutrinos: the effect of fuel loading and burnup for mixed oxide fuels,» *Phys. Rev. Applied*, т. 9, № 1, с. 014003, 2018. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.9.014003. arXiv: 1612.00540 [nucl-ex].
- [6] B. K. Cogswell и P. Huber, «Detection of Breeding Blankets Using Antineutrinos,» *Science & Global Security*, т. 24, № 2, с. 114–130, 2016. DOI: 10.1080/08929882.2016.1184531.
- [7] Е. Ф. Селезнев, *Кинетика реакторов на быстрых нейтронах*, русский, А. А. Саркисов, ред. Москва: Наука, 2013, [Электронный ресурс]. url: <http://www.ibrae.ac.ru/docs/109/seleznev.pdf> (дата обр. 06.06.2025).
- [8] Р. ассоциация международного научно-технического сотрудничества, «Головной блок нового поколения. Особенности ВЭ,» Российская ассоциация международного научно-технического сотрудничества, тех. отч., 2016,

- [Электронный ресурс]. url: http://reamntk.ru/mediafiles/u/files/2016/Materials_2016/Plenar_rus/Golovnoj_blok_novogo_pokoleniya._Osobnosti_VE.pdf (дата обр. 06.06.2025).
- [9] I. N. Zhutikov, E. A. Litvinovich и V. A. Khvatov, «Effect of the Inclusion of the Detailed Geometry of the Reactor Core on the Calculated Antineutrino Flux from a VVER-1000 Reactor,» *JETP Lett.*, т. 119, № 3, с. 158—165, 2024. DOI: 10.1134/S0021364023604025.
- [10] В. И. Копейкин, Д. В. Попов и М. Д. Скорохватов, «Динамика энерговыделения в активной зоне ядерного реактора,» *Ядерная физика*, т. 87, № 1, с. 3—10, 2024, ISSN: 0044-0027. url: <https://journals.rcsi.science/0044-0027/article/view/265342>.
- [11] A. C. Hayes и P. Vogel, «Reactor Neutrino Spectra,» *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, т. 66, № 1, с. 219—244, окт. 2016, ISSN: 1545-4134. DOI: 10.1146/annurev-nucl-102115-044826. url: <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-nucl-102115-044826>.
- [12] M. Estienne, M. Fallot, A. Algora и др., «Updated Summation Model: An Improved Agreement with the Daya Bay Antineutrino Fluxes,» *Phys. Rev. Lett.*, т. 123, с. 022502, 2 июль 2019. DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.022502. url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.123.022502>.
- [13] K. Schreckenbach, H. R. Faust, F. von Feilitzsch, A. A. Hahn, K. Hawerkamp и J. L. Vuilleumier, «Absolute measurement of the beta spectrum from ^{235}U fission as a basis for reactor antineutrino experiments,» *Phys. Lett. B*, т. 99, с. 251—256, 1981. DOI: 10.1016/0370-2693(81)91120-5.
- [14] K. Schreckenbach, G. Colvin, W. Gelletly и F. Von Feilitzsch, «DETERMINATION OF THE ANTI-NEUTRINO SPECTRUM FROM U-235 THERMAL NEUTRON FISSION PRODUCTS UP TO 9.5-MEV,» *Phys. Lett. B*, т. 160, с. 325—330, 1985. DOI: 10.1016/0370-2693(85)91337-1.
- [15] A. A. Hahn, K. Schreckenbach, G. Colvin, B. Krusche, W. Gelletly и F. Von Feilitzsch, «Anti-neutrino Spectra From ^{241}Pu and ^{239}Pu Thermal Neutron Fission Products,» *Phys. Lett. B*, т. 218, с. 365—368, 1989. DOI: 10.1016/0370-2693(89)91598-0.

- [16] P. Vogel, G. K. Schenter, F. M. Mann и R. E. Schenter, «Reactor antineutrino spectra and their application to antineutrino-induced reactions. II,» *Phys. Rev. C*, т. 24, с. 1543—1553, 4 окт. 1981. DOI: 10.1103/PhysRevC.24.1543. url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.24.1543>.
- [17] N. Haag, A. Gütlein, M. Hofmann и др., «Experimental Determination of the Antineutrino Spectrum of the Fission Products of ^{238}U ,» *Phys. Rev. Lett.*, т. 112, с. 122501, 12 март 2014. DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.122501. url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.112.122501>.
- [18] O. Iwamoto, N. Iwamoto, S. Kunieda и др., «Japanese evaluated nuclear data library version 5: JENDL-5,» *Journal of Nuclear Science and Technology*, т. 60, № 1, с. 1—60, 2023. DOI: 10.1080/00223131.2022.2141903. eprint: <https://doi.org/10.1080/00223131.2022.2141903>. url: <https://doi.org/10.1080/00223131.2022.2141903>.
- [19] В. И. Белоусов, М. И. Гуревич, В. Д. Давиденко и др., «Программный комплекс КИР2 для моделирования стационарного и нестационарного переноса частиц методом Монте-Карло,» *Название журнала*, № 1, с. 52—58, 2022. url: <https://elibrary.ru/item.asp?edn=dmqgzk>.
- [20] В. Березнев, «Разработка нейтронно-физического кода CORNER для анализа стационарных и нестационарных процессов в реакторах на быстрых нейтронах,» Диссертация на соискание учёной степени к.т.н.: 05.14.03, дис. ... док., ИБРАЭ РАН, Москва, 2017.
- [21] И. Чернова, «Создание и использование программ полномасштабной пространственной кинетики для расчётов реакторов на быстрых нейтронах,» Диссертация на соискание учёной степени к.т.н.: 05.14.03, дис. ... док., ИБРАЭ РАН, Москва, 2017.
- [22] N. Haag, W. Gelletly, F. von Feilitzsch и др., *Re-publication of the data from the BILL magnetic spectrometer: The cumulative β spectra of the fission products of ^{235}U , ^{239}Pu , and ^{241}Pu* , 2014. arXiv: 1405.3501 [nucl-ex]. url: <https://arxiv.org/abs/1405.3501>.
- [23] V. I. Kopeikin, Y. N. Panin и A. A. Sabelnikov, «Measurement of the Ratio of Cumulative Spectra of Beta Particles from ^{235}U and ^{239}Pu Fission Products for Solving Problems of Reactor-Antineutrino Physics,» *Phys. Atom. Nucl.*, т. 84, № 1, с. 1—10, 2021. DOI: 10.1134/S1063778821010129.

- [24] V. M. D. et al., «Energy release in fission fragments and prompt neutron emission in fission of ^{235}U ,» *Physics of Atomic Nuclei*, т. 64, № 6, с. 1004–1013, 2001. DOI: 10.1134/1.1811196. url: <https://doi.org/10.1134/1.1811196>.
- [25] D. G. Madland и А. С. Kahler, «Energy release in fission,» *Physical Review C*, т. 88, № 1, с. 014605, 2013. DOI: 10.1103/PhysRevC.88.014605. url: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.014605>.
- [26] В. Копейкин, Д. Попов и М. Скорохватов, «Энерговыделение делящихся изотопов урана и плутония в активной зоне ядерного реактора,» *ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов*, № 5, 2022, in Russian.
- [27] X. Ma, R. Qiu и Y. Chen, «New Monte Carlo-based method to evaluate fission fraction uncertainties for the reactor antineutrino experiment,» *Nuclear Physics A*, т. 958, с. 211–218, февр. 2017, ISSN: 0375-9474. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2016.12.005. url: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2016.12.005>.
- [28] Z. Djurcic, J. A. Detwiler, A. Piepke, V. R. Foster, L. Miller и G. Gratta, «Uncertainties in the anti-neutrino production at nuclear reactors,» *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, т. 36, № 4, с. 045002, март 2009, ISSN: 1361-6471. DOI: 10.1088/0954-3899/36/4/045002. url: <http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/36/4/045002>.
- [29] F. D. Barzali, L. N. Bogachek, V. V. Lysenko и др., «Statistical analysis of reactor thermal power by the use of thermal and radiation methods in the first unit at the Armenian nuclear power station,» *Soviet Atomic Energy*, т. 57, № 6, с. 393–397, дек. 1984, Translated from *Atomnaya Énergiya*, Vol. 57, No. 6, pp. 393–397, December, 1984. DOI: <https://doi.org/10.1007/BF01132853>.