

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»

На правах рукописи

ЖУТИКОВ ИВАН НИКОЛАЕВИЧ

**ДЕТЕКТОР iDREAM НА КАЛИНИНСКОЙ АЭС: СИГНАЛ ОТ
АНТИНЕЙТРИНО И ВЫХОД РЕАКЦИИ ОБРАТНОГО
БЕТА-РАСПАДА**

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 2023

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**ДЕТЕКТОР iDREAM НА КАЛИНИНСКОЙ АЭС: СИГНАЛ ОТ
АНТИНЕЙТРИНО И ВЫХОД РЕАКЦИИ ОБРАТНОГО
БЕТА-РАСПАДА**

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

ОГЛАВЛЕНИЕ

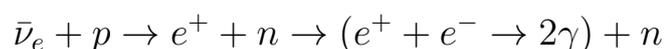
Введение	5
1 Детектор iDREAM	7
2 Изучение потока антинейтрино от реактора	9
2.1 Корреляции параметров, входящих в формулу для потока антинейтрино	10
2.2 Мощность реактора	12
2.2.1 Распределение выделяемой мощности по объёму реактора	13
2.3 Доли деления	16
2.3.1 Распределение глубины выгорания по объёму реактора . .	17
2.3.2 Зависимость долей деления от глубины выгорания для различных типов топлива	17
2.3.3 Погрешность количества делений	19
2.3.4 Оценка погрешности, вносимой долями деления в поток антинейтрино, для прецизионных Монте-Карло программ .	23
2.3.5 Расчёт погрешностей на доли деления	25
2.3.6 Зависимость долей деления от времени	26
2.4 Средняя тепловая энергия деления изотопа в активной зоне	27
2.5 Спектр антинейтрино, приходящийся на одно деление изотопа в активной зоне	29
2.5.1 Среднее сечение обратного бета-распада	30
2.6 Погрешность теоретического расчёта потока антинейтрино	32
2.6.1 Погрешности, вносимые энергией и спектром антинейтрино, приходящимися на одно деление изотопа	33
2.6.2 Погрешность, вносимая долями деления в поток антинейтрино	34
2.6.3 Итоговая погрешность потока антинейтрино	35

2.7	Вычисление и анализ потока антинейтрино	35
2.7.1	Анизотропия потока и отклонение от упрощенной модели активной зоны	37
2.7.2	Изменение потока в ходе кампании, связанное с изменением изотопного состава топлива	40
3	Анализ эволюции топливного цикла на основе экспериментальных данных детектора iDREAM	44
3.1	Взаимодействия антинейтрино и методика задержанных совпадений	45
3.2	Случайный и коррелированный фон	46
3.2.1	Случайный фон	46
3.2.2	Коррелированный фон	48
3.3	Классификация сигналов в детекторе	50
3.3.1	Отбор шумов	50
3.3.2	Отбор мюонов и космогенных нейтронов	52
3.4	Оптимизация критериев отбора событий-кандидатов на взаимодействие антинейтрино	54
3.4.1	Время между мгновенным и задержанным событиями . . .	55
3.4.2	Энергия мгновенного и задержанного событий	56
3.5	Эффективность регистрации антинейтрино	58
3.6	Отбор событий-кандидатов. Скорость счета антинейтрино в течение кампании реактора	61
3.7	Расчёт выхода реакции обратного бета-распада и зависимость скорости счёта от мощности реактора	64
	Заключение	68
	Список литературы	70

ВВЕДЕНИЕ

Необходимость развития неинтрузивных методов контроля процессов, происходящих в активной зоне (АЗ) ядерного реактора, широко обсуждалась на специальном симпозиуме МАГАТЭ, посвященном анализу возможностей нейтринных детекторов для безопасного развития атомной энергетики и поддержки гарантий нераспространения делящихся материалов [1]. Концепция мониторинга реакторов по нейтринному излучению была впервые предложена и обоснована в Курчатовском институте [2]. В 1980-х гг. в исследованиях, проведенных Курчатовским институтом на Ровенской АЭС [3], была впервые продемонстрирована возможность дистанционного мониторинга реактора при помощи нейтринного детектора. В 2010-х гг. в НИЦ «Курчатовский институт» был разработан нейтринный детектор промышленного типа iDREAM (industrial Detector of REactor Antineutrinos for Monitoring), который отличается от исследовательских приборов конструктивными особенностями, обеспечивающими возможность его безопасной и удобной эксплуатации в условиях промышленной АЭС, а также возможностью тиражирования на производстве. Сегодня детектор ведет сбор данных на энергоблоке №3 Калининской АЭС (КАЭС), на расстоянии 19.6 м от центра активной зоны реактора ВВЭР-1000.

Характеристики нейтринного излучения реактора однозначно связаны с данными протекающей в АЗ цепной реакции деления, то есть с текущей мощностью и изотопным составом ядерного топлива. Взаимодействия антинейтрино регистрируются по продуктам реакции обратного бета-распада (ОБР) – позитрону, энергия которого однозначно связана с энергией антинейтрино ($E_{\bar{\nu}_e} = E_{e^+} + 0.784 \text{ МэВ}$), и нейтрону, запаздывающая регистрация которого обеспечивает выделение «полезных» нейтринных событий взаимодействия среди маскирующих фоновых событий:



Таким образом, основная роль в определении спектральных характеристик реакторных антинейтрино принадлежит измерениям энергетического спектра позитрона. Для этого опытный образец детектора iDREAM выполнен в виде сцинтилляционного спектрометра, в котором регистрация позитронов осуществляется по энергии ионизации и аннигиляции, оставленной позитроном в водородосодержащей мишени, просматриваемой фотоэлектронными умножителями (ФЭУ).

В рамках настоящей дипломной работы проводились исследования по двум основным направлениям: (1) изучение потока антинейтрино от реактора на основе анализа картограмм выгорания топлива в ходе 13-й топливной кампании 3-го энергоблока КАЭС, предоставленных службами станции, и (2) анализ эволюции топливного цикла 3-го энергоблока на основе набранных нейтринным детектором iDREAM экспериментальных данных. Пояснительная записка к дипломному проекту структурирована следующим образом. В первой главе представлено описание установки iDREAM. Глава 2 посвящена изучению потока антинейтрино от реактора по данным о выгорании топлива в тепловыделяющих сборках (ТВС). В главе 3 разрабатываются и обосновываются методы анализа экспериментальных данных детектора iDREAM, проводится анализ эволюции топливного цикла 3-го энергоблока КАЭС на основе измерений скорости счета антинейтринных событий. Полученные в ходе работы основные результаты представлены в заключении.

1 ДЕТЕКТОР IDREAM

Детектор iDREAM состоит из двух концентрических баков из 2 мм нержавеющей стали, находящихся один в другом и жестко закреплённых друг относительно друга. Внутренний бак имеет диаметр 1254 мм и высоту 1320 мм. Он разделен по высоте на две части выпуклой прозрачной мембраной из акрила, предназначенной для отделения объёма мишени от буферного объёма. Для повышения светособирания стенки внутреннего бака покрыты светоотражающей пленкой Lumirror. Эта часть детектора, ограниченная внутренним баком и мембраной, заполнена жидким органическим сцинтиллятором на основе линейного алкилбензола (LAB) с добавлением гадолиния в концентрации 1 г/л (Gd-ЖОС) и служит в качестве мишени для антинейтрино (TG). Над мишенью расположены 16 ФЭУ R5912, фотокатоды которых погружены в чистый LAB. Этот объем детектора служит буфером, защищающим мишень от радиоактивных загрязнений в колбах ФЭУ и стальной крышке.

Наружный бак имеет диаметр 1858 мм и высоту 1620 мм и конструктивно состоит из трех герметично соединенных секций. Кольцевой объём между стенками внутреннего и наружного баков имеет высоту 1220 мм и ширину 300 мм. Данный объём, полностью светоизолированный от мишени, заполнен таким же как в мишени сцинтиллятором, но без добавления гадолиния. Объём выполняет функцию гамма-кетчера (GC) и служит так и для увеличения эффективности регистрации продуктов ОБР, которые покидают мишень, так и в качестве пассивной защиты от гамма-излучения из внешнего стального бака. Объём просматривают 12 ФЭУ R5912, расположенных сверху. Вся конструкция сверху закрывается герметичной крышкой из нержавеющей стали.

Для защиты от внешнего гамма-излучения и нейтронов, которые могут имитировать сигнал ОБР, детектор защищен снизу — слоями простого и борированного полиэтилена, а также чугуна, а по периметру — слоями простого и борированного полиэтилена. Сверху расположены две раздвижные створки, которые формируют защиту сверху и предоставляют доступ к детектору.

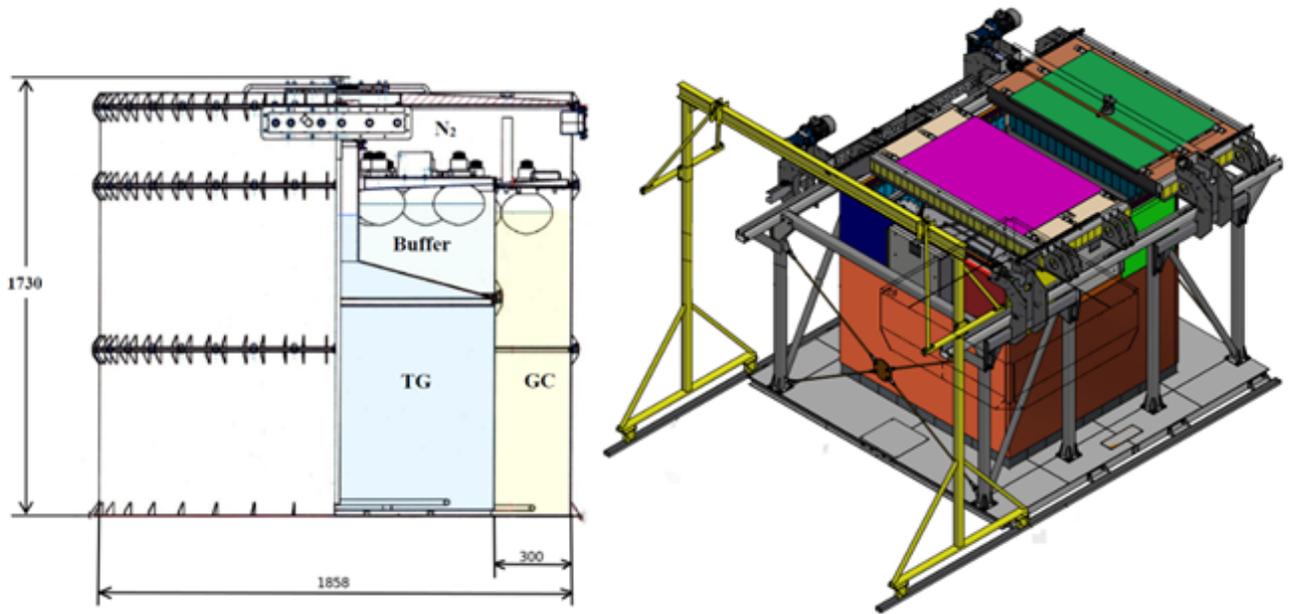


Рисунок 1.1 — Устройство детектора iDREAM

В створки уложены слои из свинцовых кирпичей и полиэтилена, а также две сцинтилляционные пластины из полиметилметакрилата размером 1900 x 1200 x 33 мм, каждая из которых просматривается шестью ФЭУ-85. Пластины служат для защиты детектора от вертикальных космических мюонов; защита от наклонных и горизонтальных мюонов обеспечивается гамма-кетчером. Всего в мишень iDREAM залито ≈ 1 т. Gd-ЖОС. Схематическое изображение детектора и детектор в защите показаны на рисунке 1.1. Подробное описание детектора и его защиты опубликовано в [4].

2 ИЗУЧЕНИЕ ПОТОКА АНТИНЕЙТРИНО ОТ РЕАКТОРА

Поток антинейтрино Φ от реактора можно рассчитать по формуле:

$$\Phi(t, E_{\bar{\nu}_e}) = \frac{1}{4\pi} \cdot \int \frac{P_{\text{th}}(t, \vec{r})}{(\vec{L}_0 - \vec{r})^2 E_f(t, \vec{r})} \cdot S_f(t, \vec{r}, E_{\bar{\nu}_e}) dV, \quad (2.1)$$

где интеграл берётся по всему объёму АЗ. В этой формуле \vec{L}_0 — расстояние между точкой, в которой рассчитывается поток, и центром АЗ, \vec{r} — радиус вектор от центра АЗ до элемента АЗ от которого вычисляется поток, $P_{\text{th}}(t, \vec{r})$ — тепловая мощность данного элемента АЗ, $E_f(t, \vec{r}) = \sum_i \alpha_i(t, \vec{r}) E_i$ — средняя тепловая энергия, выделяющаяся в данном элементе активной зоны на одно деление, $S_f(t, \vec{r}, E_{\bar{\nu}_e}) = \sum_i \alpha_i(t, \vec{r}) S_i(E)$ — спектр антинейтрино, приходящийся на одно деление для данного элемента АЗ. $E_f(t, \vec{r})$ и $S_f(t, \vec{r})$ представляют собой средневзвешенное, соответственно, энергий E_i и спектров S_i для четырёх основных изотопов (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu), взвешенных с соответствующими им долями деления α_i . В данной формуле, выделяющаяся в активной зоне тепловая энергия делится на энергию, выделяющуюся в одном акте деления; таким образом, получается число делений, которое умножается на спектр антинейтрино от одного деления, давая поток антинейтрино от реактора. Ниже будут детально рассмотрены каждая из входящих в формулу величин, а также их корреляция и зависимость от времени, на примере данных за 13-ю топливную кампанию (28.05.2021 — 08.10.2022) 3-го энергоблока Калининской АЭС.

Таблица 2.1 — Корреляционная матрица, полученная в [5]

	U^{235}	U^{238}	Pu^{239}	Pu^{241}
U^{235}	1	-0.29	-0.62	-0.48
U^{238}	-0.29	1	0.38	0.39
Pu^{239}	-0.62	0.38	1	0.84
Pu^{241}	-0.48	0.39	0.84	1

Таблица 2.2 — Корреляционная матрица, полученная в [6]

	U^{235}	U^{238}	Pu^{239}	Pu^{241}
U^{235}	1	-0.22	-0.53	-0.18
U^{238}	-0.22	1	0.18	0.26
Pu^{239}	-0.53	0.18	1	0.49
Pu^{241}	-0.18	0.26	0.49	1

2.1 КОРРЕЛЯЦИИ ПАРАМЕТРОВ, ВХОДЯЩИХ В ФОРМУЛУ ДЛЯ ПОТОКА АНТИНЕЙТРИНО

Для расчёта погрешности потока антинейтрино необходимо выяснить связь между переменными, входящими в формулу 2.1, и в случае корреляции между ними корректно ее учесть. Наиболее простыми в данном отношении являются энергия, выделяющаяся при делении изотопа E_i , и спектр антинейтрино от его деления S_i , так как они определяются независимыми методами и не коррелируют с другими параметрами.

Вследствие деления изотопов, доли деления достаточно сильно коррелируют друг с другом. Данные корреляции изучались в ряде статей [5], [6] и более детально в [7]. В этих статьях использовалось большое количество расчётов реакторов, для которых потом вычислялись коэффициенты корреляции либо путём фитирования полученных распределений ([5]), либо по формуле:

$$\rho_{i,j} = \frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^N \frac{\alpha_i^k - \bar{\alpha}_i}{\sigma_{\alpha_i}} \frac{\alpha_j^k - \bar{\alpha}_j}{\sigma_{\alpha_j}}, \quad (2.2)$$

([6], [7]) где сумма берётся по всей имеющейся статистике расчётов, $\rho_{k,j}$ — коэффициент корреляции между изотопами, а $\sigma_{\alpha_{i,j}}$ стандартное отклонение $\alpha_{i,j}$, соответственно. В табл. 2.1 приведена матрица корреляции изотопов, полученная в [5], а в 2.2 — матрица, полученная в [6]. Для дальнейших расчётов использовалась последняя матрица, так как она была получена из новых, более детальных симуляций активной зоны коммерческих реакторов.

Осталось рассмотреть связь между мощностью и долями деления. Мощность напрямую связана с количеством делений в активной зоне в силу закона сохранения энергии, а именно, тепловая мощность P_{th} равна сумме по изотопам количества делений данного изотопа в единицу времени f_i , умноженного

на энергию, выделяющуюся при его делении E_i .

$$P_{\text{th}} = \sum_i f_i E_i \quad (2.3)$$

Повышение мощности естественным образом приводит к увеличению числа делений, и рассматривать данные переменные независимым образом нельзя. Однако, если сделать нормировку на полное число делений $F = \sum_i f_i$, то прямой связи между мощностью и полученными долями деления уже не будет.

$$\frac{P_{\text{th}}}{F} = \sum_i \frac{f_i}{F} E_i = \sum_i \alpha_i E_i \quad (2.4)$$

Здесь имеется ввиду, что между мощностью и долями деления не будет именно прямой, линейной зависимости, так как увеличение мощности пропорционально увеличит и числитель и знаменатель и, как следствие, не изменит данное отношение. Однако между мощностью и долями деления останется непрямая, более сложная связь, так как доли зависят от концентраций изотопов в топливе, а данная величина будет меняться в ходе кампании, и тем быстрее чем больше мощность реактора.

Данная нелинейная связь долей деления с мощностью была рассмотрена в [5]. В данной статье было рассчитано отклонение в ожидаемом нейтринном сигнале возникающее при варьировании одного входного параметра в расчёте реактора. На рисунке 2.1 показаны данные зависимости для изменения мощности, давления, потока охлаждающей жидкости, концентрации бора и температуры. На нём видно, что изменение мощности приводит к изменению в нейтринном сигнале в такое же количество раз, однако есть и слабое отклонение наклона данного графика от единицы, он равен 0.962, вызванное как раз остаточной зависимостью долей деления от мощности. Наклон данного графика чуть меньше единицы, что говорит о том, что вклады от мощности и от долей деления антикоррелируют, и немного компенсируют друг друга. Возникновение данной антикорреляции можно пояснить следующим образом, пусть при расчёте мощности была допущена ошибка и было измерено значение мощности большее чем реальное, тогда нейтринный сигнал тоже будет больше реального. Но так как при большей мощности доли деления изменяются быстрее, быстрее уменьшается доля деления ^{235}U и увеличивается доля деления ^{239}Pu , от одного деления

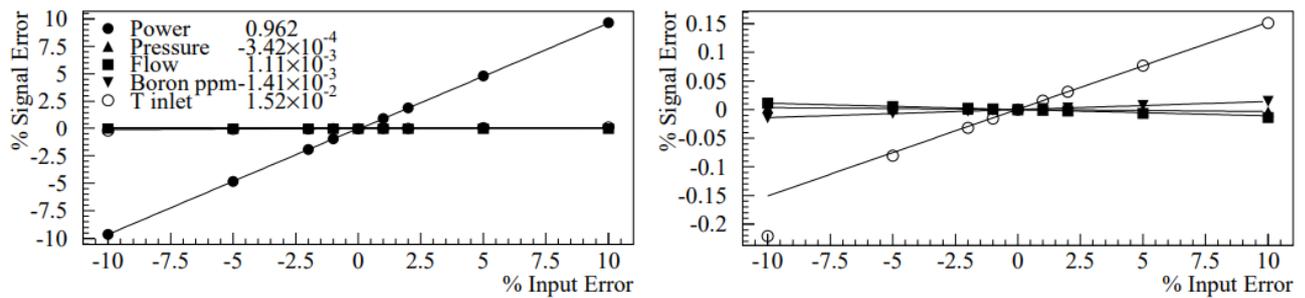


Рисунок 2.1 — Изменение ожидаемого $\bar{\nu}_e$ -сигнала в зависимости от пяти входных данных для моделирования реактора, полученное в [5], справа отдельно показано увеличенное изображение левой картинки, что бы можно было пронаблюдать изменения не связанные с мощностью

которого выделяется меньше антинейтрино, происходит уменьшение выхода антинейтрино которое немного компенсирует ошибку в мощности. Однако так как данная антикорреляция мала и, кроме того, даёт слабое уменьшение погрешности сигнала антинейтрино, то для простоты данные величины P_{th} и α_i вполне можно рассматривать как независимые.

2.2 МОЩНОСТЬ РЕАКТОРА

Мощность реактора является по сути главным, определяющим фактором потока антинейтрино от реактора, так как она напрямую входит в формулу для потока, и изменение мощности ведёт к практически прямо пропорциональному изменению потока антинейтрино, соответственно, погрешность мощности будет оказывать существенное влияние на погрешность потока антинейтрино.

Мощность реактора можно вычислить различными методами, каждый из которых имеет свою погрешность. Для примера можно привести следующие методы расчёта мощности реактора и их примерные погрешности [8]:

- По теплотехническим параметрам первого контура (по расходу теплоносителя и подогреву на петлях) — 5,1% (наибольшую погрешность вносит погрешность расчета расхода теплоносителя в петлях 1-го контура);
- По расходу питательной воды на парогенераторах (ПГ) и теплосодержанию питательной воды на входе в ПГ и пара на выходе ПГ — 1,1% (наибольшую погрешность вносит погрешность измерения расхода питательной воды перед ПГ);

- По расходу питательной воды на подогревателях высокого давления (ПВД) и теплосодержанию питательной воды за ПВД и пара на выходе ПГ – 1,5% (наибольшую погрешность вносит погрешность измерения расхода питательной воды перед ПВД);
- По показаниям внутриреакторных датчиков прямой зарядки (ДПЗ) – 4,5% (наибольшую погрешность вносит погрешность расчета коэффициентов чувствительностей);
- По показаниям вне реакторных ионизационных камер (ИК) – 2,9% (наибольшую погрешность вносит погрешность нормировочных коэффициентов для связи сигналов ионизационных камер, расположенных в каналах вне реактора, с тепловой мощностью реактора).

Приведённые значения погрешностей являются оценочными, реальные же погрешности данных методов зависят как от состояния измерительных средств, так и от режима работы реактора (уровня мощности и т.д.) и определяются исходя из балансных испытаний.

На 3 энергоблоке Калининской АЭС используются три способа измерения мощности: по параметрам теплоносителя 1-го контура с погрешностью 2.9%, по параметрам питательной воды перед парогенераторами с погрешностью 2.5%, по показаниям внутриреакторных датчиков прямой зарядки с погрешностью 3.6% [9]. К данным способам может также добавляться и показание вне реакторных ионизационных камер, которое тарируется, при необходимости, по средневзвешенному значению тепловой мощности реактора. Вычисленное с помощью этих трёх способов средневзвешенное значение мощности представлено на графике 2.2. Итоговая погрешность средневзвешенной мощности, получаемой по этим трём способам, составляет 1.8%.

2.2.1 РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫДЕЛЯЕМОЙ МОЩНОСТИ ПО ОБЪЁМУ РЕАКТОРА

Так как детектор и реактор расположены достаточно близко друг к другу, геометрические размеры как самой активной зоны, так и детектора начинают играть существенную роль при расчёте потока антинейтрино. Это приводит к необходимости учитывать при расчете распределение параметров реактора, таких как выделяемая мощность, по АЗ. Для учёта того, как энерговыделение

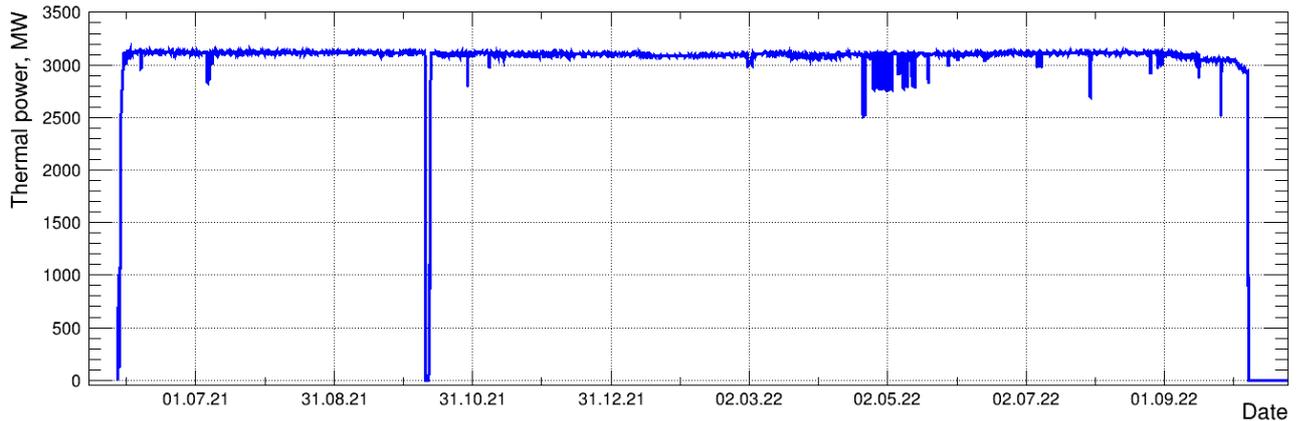


Рисунок 2.2 — Средневзвешенная мощность третьего энергоблока Калининской АЭС за 13-ю кампанию

распределено по АЗ сотрудниками КАЭС в программе БИПР-7А была смоделирована эволюция топливного цикла третьего энергоблока за 13-ю кампанию на основе реального графика мощности реактора, состава топлива и его истории. Данная программа позволяет получить распределение относительных мощностей по всему объёму активной зоны реактора. На рисунке 2.3 показано

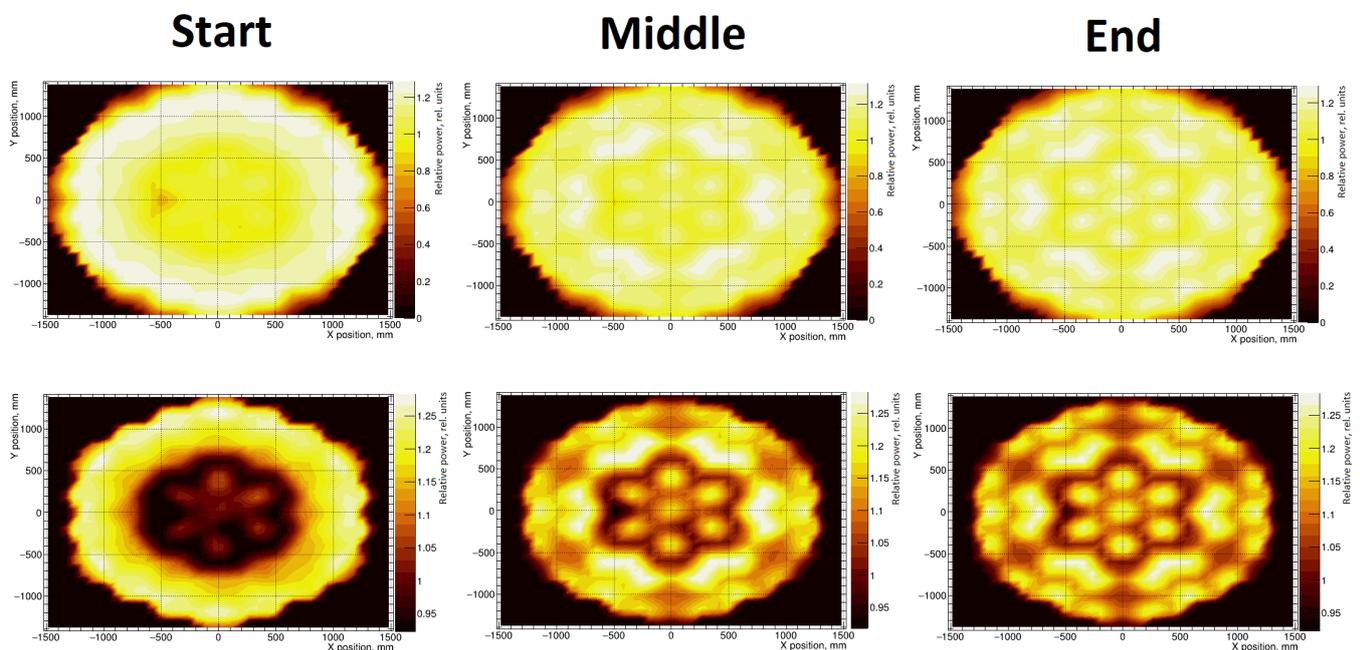


Рисунок 2.3 — Распределение усредненной по высоте активной зоны относительной мощности в зависимости от положения в горизонтальной плоскости XOY для начала, середины и конца кампании. Снизу отдельно показано увеличенное изображение верхней картинки, что бы можно было легче пронаблюдать достаточно небольшие изменения относительной мощности

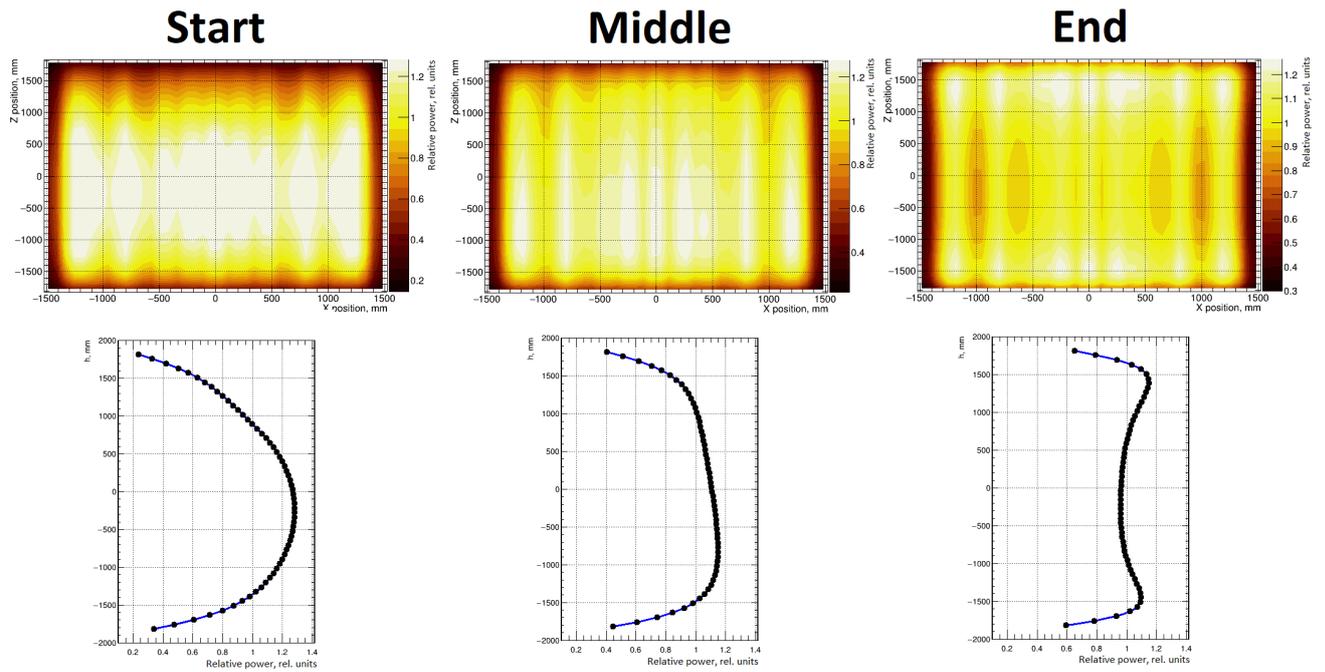


Рисунок 2.4 — Распределение усредненной по координате Y активной зоны относительной мощности в зависимости от координат X и Z для начала, середины и конца кампании (сверху), и аналогичное распределение, но с усреднением по всей плоскости XOY (снизу) для начала, середины и конца кампании

полученное распределение усредненной по высоте АЗ относительной мощности в зависимости от положения в горизонтальной плоскости XOY для начала середины и конца кампании. На рисунке 2.4 показано распределение относительной мощности усредненной по координате Y активной зоны в зависимости от координаты X и Z , а снизу показано аналогичное распределение но с усреднением

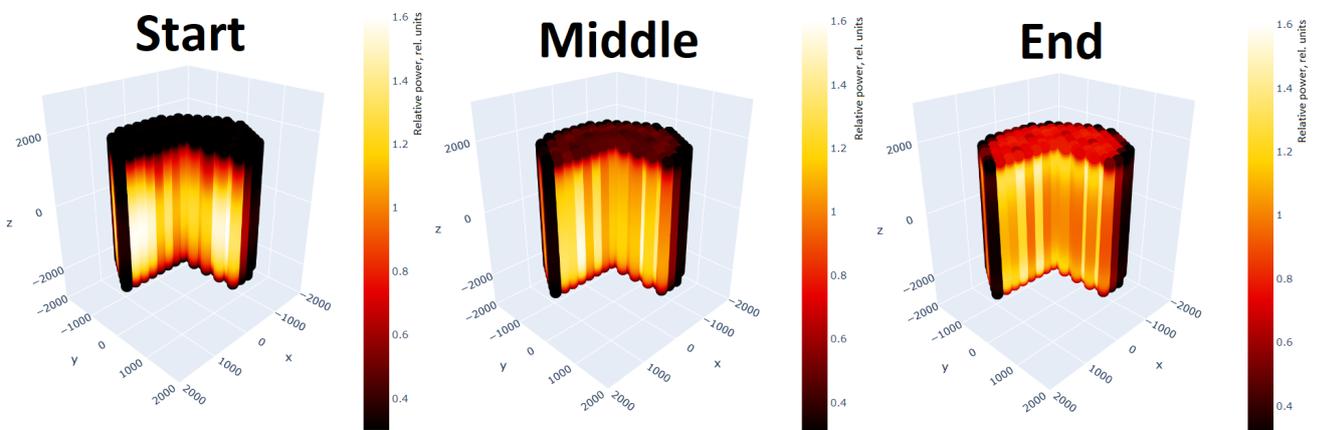


Рисунок 2.5 — Распределение относительной мощности по объёму для начала, середины и конца кампании

уже по всей плоскости XOY . И на рисунке 2.5 показано трехмерное распределение относительной мощности по всему объёму АЗ.

Знание того, как распределено энерговыделение по объёму активной зоны, позволяет рассчитать изменение положения эффективного центра АЗ в течение кампании. Данное изменение координат эффективного центра АЗ относительно её геометрического центра представлено на рисунке 2.6. Видно, что в течение кампании центр энерговыделения, в целом, поднимается вверх на расстояние до 10 см от начала кампании, и при этом практически не изменяет положения по осям X и Y . Данное изменение эффективного центра активной зоны будет давать вклад в изменение потока антинейтрино с течением времени, что должно быть заметно для достаточно чувствительных детекторов.

2.3 ДОЛИ ДЕЛЕНИЯ

В комплекс программ БИПР-7 не заложена возможность прямого расчета зависимости долей деления от времени и их распределения по активной зоне. Для их получения необходимо отдельно смоделировать эволюцию топливной сборки определённого сорта топлива, и получить зависимость изотопного состава

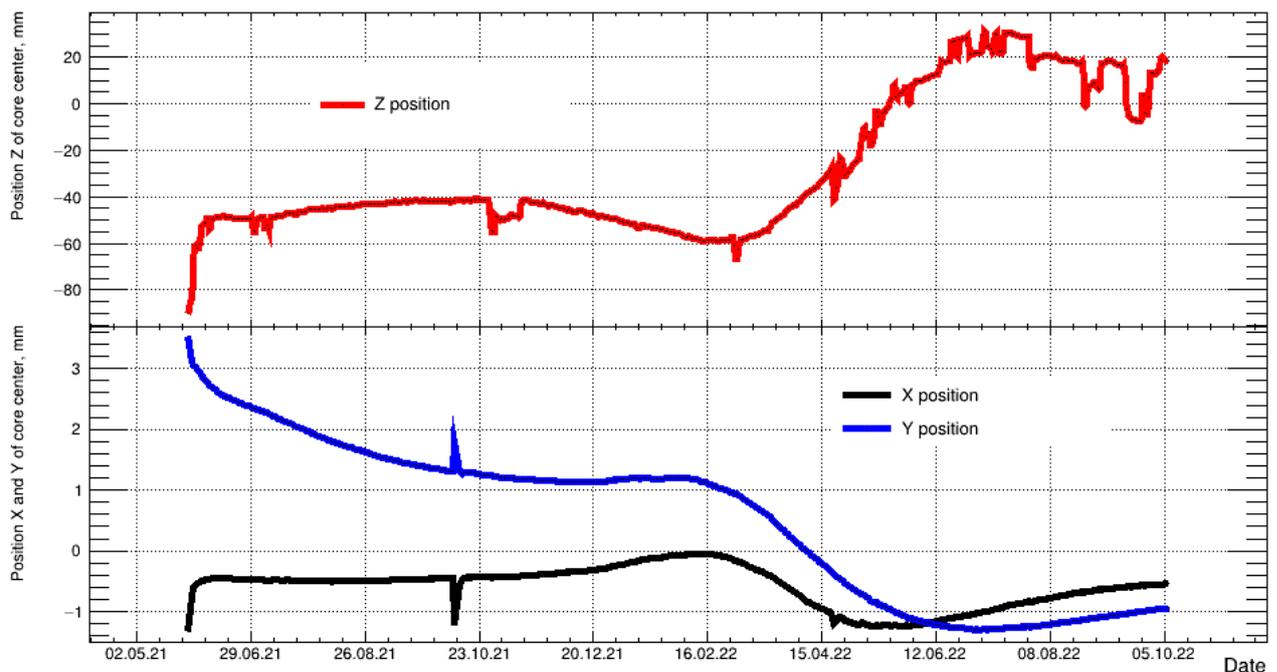


Рисунок 2.6 — Изменение положения эффективного центра активной зоны относительно её геометрического центра

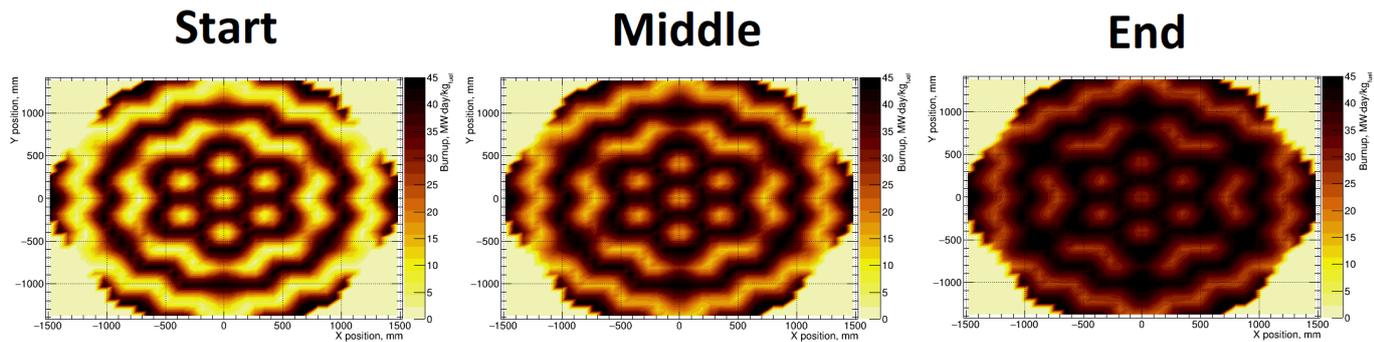


Рисунок 2.7 — Распределение глубины выгорания по плоскости XY для начала, середины и конца кампании

ва от глубины выгорания, от энергии, выделенной данной сборкой, отнесённой к изначальной массе топлива. После этого, объединив полученную зависимость с зависимостью энерговыделения, можно получить искомое распределение долей деления по активной зоне и их изменение с течением времени.

2.3.1 РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГЛУБИНЫ ВЫГОРАНИЯ ПО ОБЪЁМУ РЕАКТОРА

Распределение глубин выгорания по активной зоне реактора было получено аналогично распределению мощности с помощью программы БИПР-7А, которая также может рассчитать суммарное энерговыделение в топливном элементе. Полученное распределение глубин выгорания приведено на рисунках 2.7-2.9, на которых показано, как глубина выгорания изменяется в ходе кампании в различных плоскостях активной зоны. Как видно из рисунков, распределение выгорания по активной зоне весьма неоднородно и достаточно сильно меняется по ходу кампании.

2.3.2 ЗАВИСИМОСТЬ ДОЛЕЙ ДЕЛЕНИЯ ОТ ГЛУБИНЫ ВЫГОРАНИЯ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ТОПЛИВА

В начале кампании в активную зону было загружено 163 ТВС трёх сортов, отличающихся обогащением, а именно 37 сборок сорта С44Z4 обогащения 4.34%, 71 сборка сорта С49G6 обогащения 4.92% и 55 сборок сорта С49Z4 обогащения 4.85%. Соответственно, каждый тип топлива имеет свой изотопный со-

став и будет иметь разную зависимость долей деления от глубины выгорания. Для получения зависимости долей деления от глубины выгорания использовалась программа ТВС-М. Зависимости долей деления от глубины выгорания для трёх приведённых типов топлива показаны на рисунке 2.10. Данная программа упрощенно, без применения методов Монте-Карло, решает дифференциальные уравнения переноса нейтронов, возникающие при расчёте эволюции сборки конкретного типа топлива. Это даёт свой вклад в привносимую данной программой ошибку, которая требует отдельного обсуждения. Доли деления это более теоретический параметр, который не измеряется напрямую, но их можно связать с концентрациями изотопов. Соответственно, погрешности, с которыми данные программы рассчитывают концентрации изотопов, можно связать с погрешностями на доли деления, и для этого сначала необходимо перейти от погрешностей на концентрации к погрешностям на количество делений изотопов.

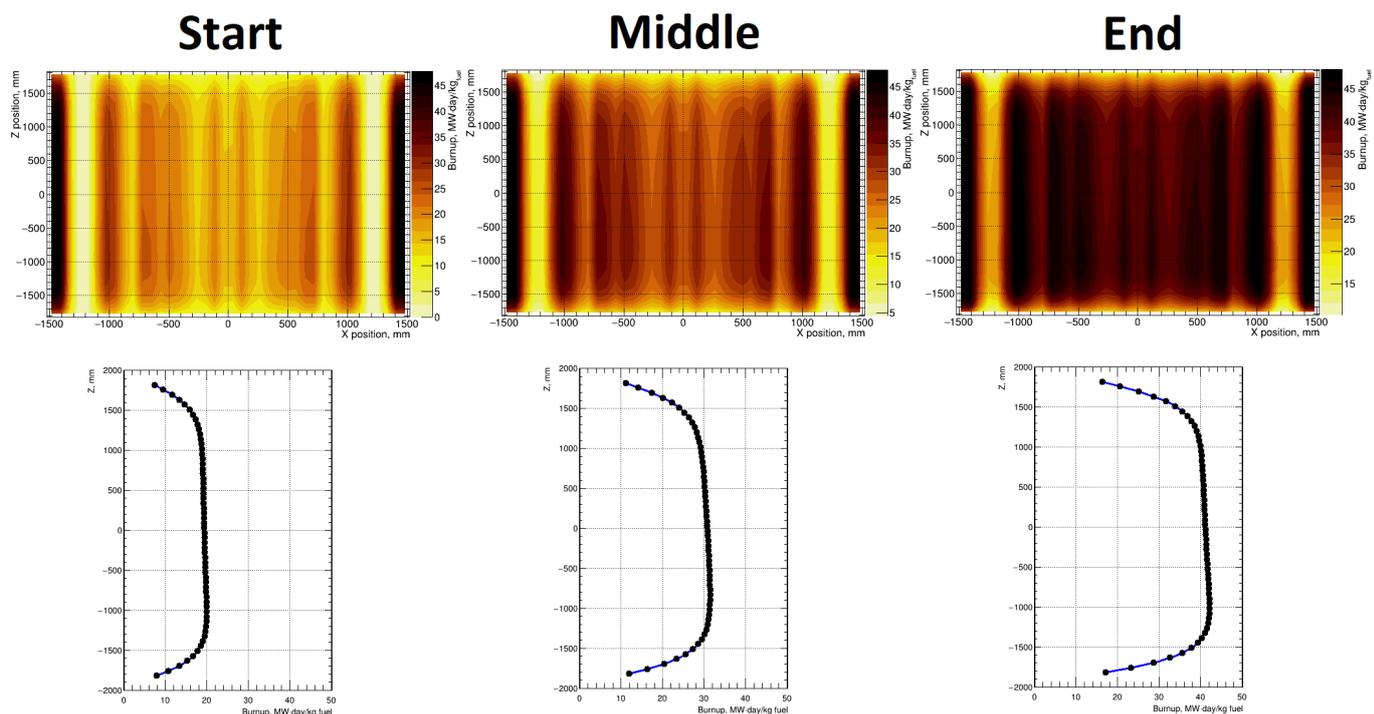


Рисунок 2.8 — Распределение усредненной по координате Y активной зоны глубины выгорания в зависимости от координат X и Z для начала, середины и конца кампании (сверху), и аналогичное распределение, но с усреднением по всей плоскости XOY (снизу) для начала, середины и конца кампании

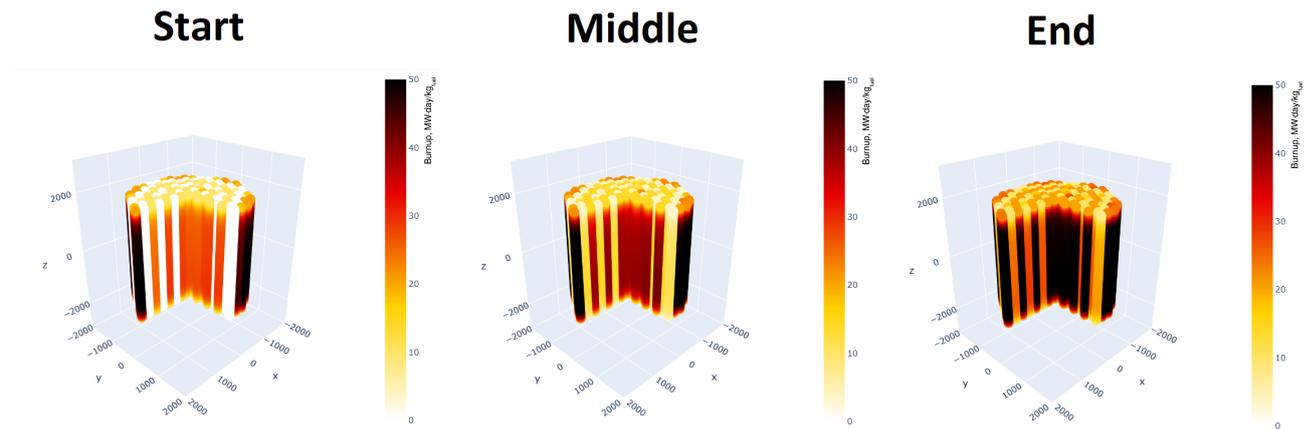


Рисунок 2.9 — Распределение глубины выгорания по объёму для начала, середины и конца кампании

2.3.3 ПОГРЕШНОСТЬ КОЛИЧЕСТВА ДЕЛЕНИЙ

Количество делений определяется концентрациями соответствующих изотопов в активной зоне реактора. Это означает, что погрешности количества делений данных изотопов напрямую связаны с погрешностью, с которой опре-

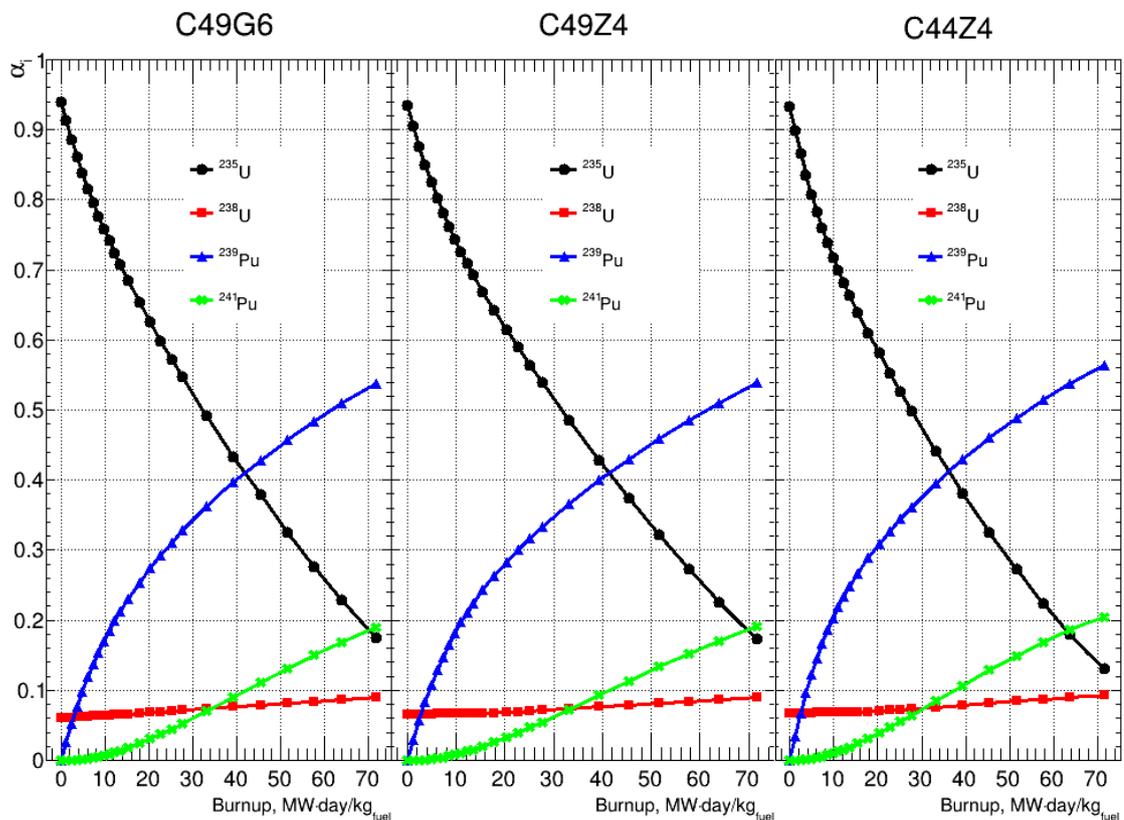


Рисунок 2.10 — Теоретические зависимости долей деления от глубины выгорания для трёх используемых сортов топлива

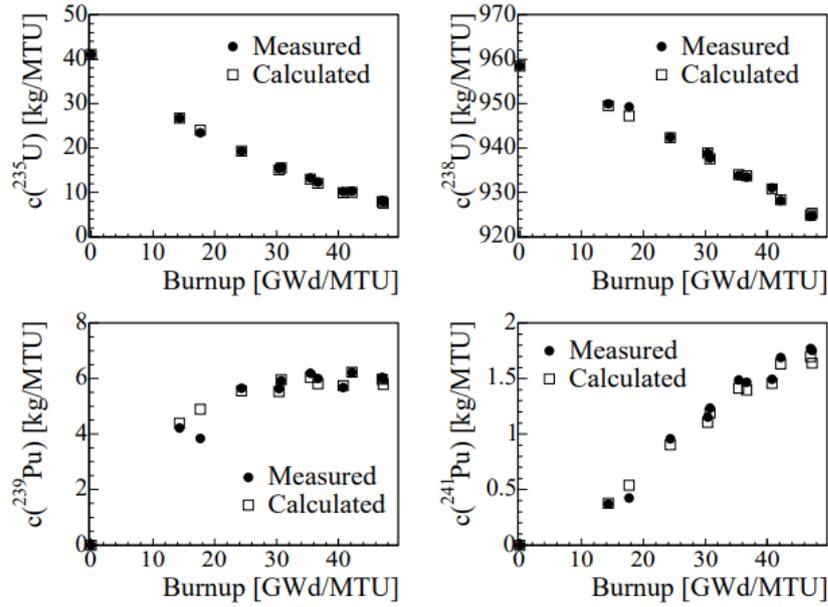


Рисунок 2.11 — Сравнение рассчитанных и измеренных концентраций в зависимости от глубины выгорания, взятое из [10]

деляются их концентрации. Для каждой кампании концентрации изотопов получают на основе моделирования топливного цикла различными программами — как прецизионными, использующими Монте-Карло методы, так и более простыми, численно решающими возникающие при расчете реактора дифференциальные уравнения переноса нейтронов в АЗ. Погрешности, с которыми данные программы определяют концентрации изотопов, получают на основе сравнения рассчитанных программой значений с измеренными экспериментально концентрациями в отработавшем топливе. Экспериментальные значения определяются масс-спектрометрией, погрешности измерения которой порядка $\sim 1\%$ (относительная погрешность зависит от глубины выгорания топлива) для четырёх основных изотопов. Здесь также стоит отметить, что для сравнения обычно выбирают образцы топлива из зон, которые наиболее трудно смоделировать (границы АЗ и горячие зоны), так что результат такого сравнения можно считать консервативным. На рисунке 2.4 приведен пример сравнения рассчитанных и измеренных концентраций, взятый из [10]. Соответственно, погрешность программного расчёта концентрации определяется следующим образом

$$\frac{\delta c}{c} = \frac{c_C - c_M}{c_M} \quad (2.5)$$

где c_M измеренное значение, а c_C рассчитанное. Из данной погрешности можно получить оценку погрешности количества делений. Так как изменение концентрации изотопов урана вызвано, в основном, делением, а их наработки практически не происходит, то относительная погрешность количества делений урана будет равна

$$\frac{\delta f_U}{f_U} = \frac{\delta(c_U(0) - c_U(B))}{c_U(0) - c_U(B)} \quad (2.6)$$

где $c_U(0)$ — начальная концентрация урана и $c_U(B)$ — спустя выгорание B . Начальная концентрация топлива $c_U(0)$, если нулевой момент в расчётах соответствует началу кампании, определяется обогащением топлива и известна достаточно точно, что позволяет сделать следующее приближение

$$\frac{\delta f_U}{f_U} \approx - \left(\frac{1}{(c_U(0)/c_U(B) - 1)} \right) \frac{\delta c_U(B)}{c_U(B)}. \quad (2.7)$$

Значение в скобках значительно отличается от единицы только для малых выгораний и существенно, в основном, для ^{238}U . Для изотопов плутония присутствуют процессы образования, что усложняет связь между концентрацией и количеством делений. Но так как концентрации этих изотопов в новом топливе практически нулевые и количество распадов данных изотопов пропорционально их концентрации, то для простоты можно положить относительные погрешности в количестве их делений равными относительным погрешностям в их концентрациях:

$$\frac{\delta f_{Pu}}{f_{Pu}} = \frac{\delta c_U(B)}{c_U(B)}. \quad (2.8)$$

На рисунке 2.12 справа показана зависимость погрешности концентраций изотопов от глубины выгорания топлива для 159 сравнений программных расчётов с экспериментальными значениями из [5], а слева показано суммарное распределение данных погрешностей. Здесь стоит отметить, что формула 2.7 при уменьшении выгорания B не даёт увеличения погрешности до бесконечности, так как на графике 2.5 справа видно, что зависимость погрешности концентраций от выгорания для нулевого выгорания устремляется к нулю. Как уже отмечалось выше, это объясняется тем, что в самом начале кампании концентрации изотопов зависят от обогащения топлива и известны очень точно.

По данным технического паспорта программы ТВС-М можно оценить по-

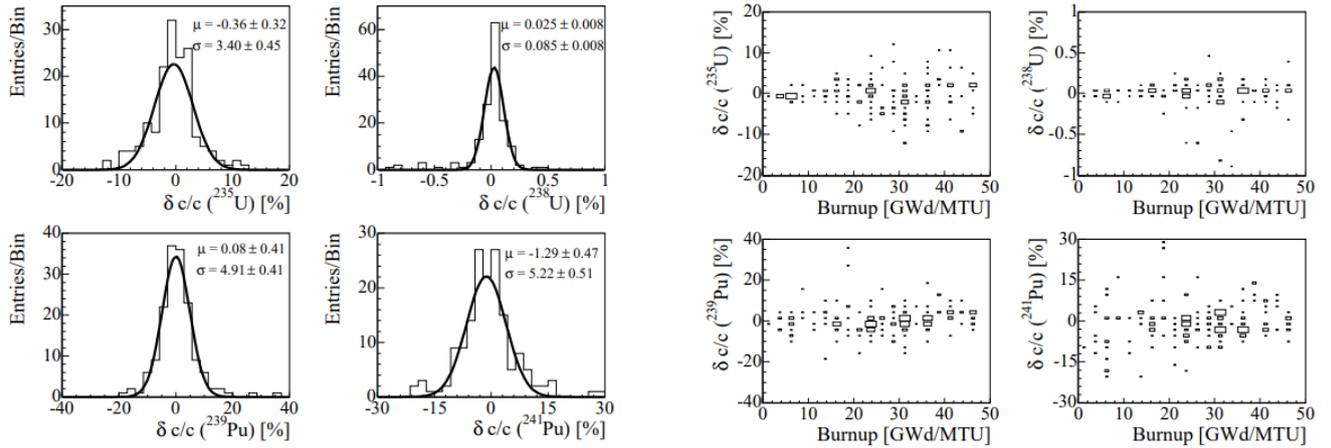


Рисунок 2.12 — Погрешности на концентрации изотопов, рассчитанные для 159 сравнений программных расчётов с экспериментальными значениями из [5]. Слева показано суммарное распределение данных погрешностей, а справа зависимость данных значений от глубины выгорания топлива

погрешности количества делений, которые она будет давать. В паспорте указаны значения максимальных отклонений расчётных значений от результатов прецизионных расчётов, проведённых программами MCU-RFII/A, MCU-REA и MCU-PD на основе методов Монте-Карло (табл. 2.3). Так как погрешность на концентрацию ^{238}U мала и в паспорте не приводится, для ее расчёта использовалось значение в 0.2%, что является достаточно реалистичным значением и даже немного завышенным, так как на рисунке 2.12 (слева) можно увидеть, что данное значение для ^{238}U больше на два стандартных отклонения чем среднее значение по 159 сравнениям расчётов с экспериментальными значениями для данного изотопа.

Для расчёта погрешностей на концентрации изотопов урана необходимо знать их концентрацию в начальный момент и после выгорания В. Концентра-

Таблица 2.3 — Погрешности определения концентраций нуклидов, представленные в техническом паспорте ТВС-М

Изотоп	$\frac{\delta c}{c}, \%$
^{235}U	± 2
^{238}U	± 0.2
^{239}Pu	± 5
^{241}Pu	± 6

Таблица 2.4 — Погрешности на количество делений для программы ТВС-М и статистические значения, полученные в [5]

Изотоп	ТВС-М $\frac{\delta f_i}{f_i}, \%$	Значения из [5] $\frac{\delta f_i}{f_i}, \%$
^{235}U	± 2.5	± 2
^{238}U	± 7	± 4.8
^{239}Pu	± 5	± 5.7
^{241}Pu	± 6	± 6

ции в начальный момент определяются обогащением топлива и для рассматриваемой кампании среднее обогащение составляет 4.76%, что даёт концентрации для ^{235}U $c_{U^{235}}(0) \approx 47.6$ кг/т и для ^{238}U $c_{U^{238}}(0) \approx 952.4$ кг/т. Максимальные погрешности на концентрации изотопов урана, как можно увидеть из рисунка 2.12, достигаются ближе к концу срока эксплуатации топливной сборки, когда её выгорание достигает значений 40-50 ГВт·сутки/т. Таким выгораниям будут соответствовать следующие значения концентраций [11]: для ^{235}U $c_{U^{235}}(46.2) \approx 10.18$ кг/т и для ^{238}U $c_{U^{238}}(46.2) \approx 925.48$ кг/т. Используя данные концентрации, можно получить погрешности на количество делений, которые представлены в табл. 2.4. В таблице также приведены статистические значения, полученные в [5]. Видно, что значения, в целом, получаются схожими.

2.3.4 ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ, ВНОСИМОЙ ДОЛЯМИ ДЕЛЕНИЯ В ПОТОК АНТИНЕЙТРИНО, ДЛЯ ПРЕЦИЗИОННЫХ МОНТЕ-КАРЛО ПРОГРАММ

В статье [5] погрешность, вносимая долями делений, была оценена следующим способом. Было собрано 159 сравнений измерений остаточных концентраций нуклидов в выгоревшем топливе с расчётами, проведёнными различными программами, использующими методы Монте-Карло. Для каждого сравнения была рассчитана погрешность количества делений описанным выше методом. Чтобы учесть корреляцию между долями деления изотопов, данные значения

были подставлены в формулу:

$$\sigma_\alpha = \left(\frac{\delta\Phi_\nu}{\Phi_\nu} \right)_\alpha = \frac{1 + \left(\sum_i \frac{f_i \delta f_i}{F f_i} S_i \right) / \left(\sum_i \frac{f_i}{F} S_i \right)}{1 + \left(\sum_i \frac{f_i \delta f_i}{F f_i} E_i \right) / \left(\sum_i \frac{f_i}{F} E_i \right)} - 1 \quad (2.9)$$

которая может быть получена заменой значений f_i на $f_i + \delta f_i$ и Φ_ν на $\Phi_\nu + \delta\Phi_\nu$ в формуле (2.1). Полученные с помощью этой формулы значения были занесены в гистограмму 2.13 с весами, равными глубине выгорания соответствующего сравнения. Вес был добавлен для того, чтобы учесть тот факт, что образцы с более высоким выгоранием, выделившие большее количество энергии за данную кампанию, вблизи центра реактора вносят пропорционально больший вклад в сигнал антинейтрино, чем образцы с более низким выгоранием, выделившие соответственно меньше энергии за данную кампанию, вблизи краев активной зоны. Полученные значения фита могут рассматриваться как оценки на систематическую и случайную погрешности, соответственно: $\sigma_{syst} = 0.14$ и $\sigma_{stat} = 0.88$.

Здесь стоит отметить следующее. Во-первых, в данном способе расчёта корреляции между изотопами были учтены не напрямую (аналитически), а статистически путем подстановки в формулу 2.9 достаточно большого количества значений, полученных различными программами для различных реак-

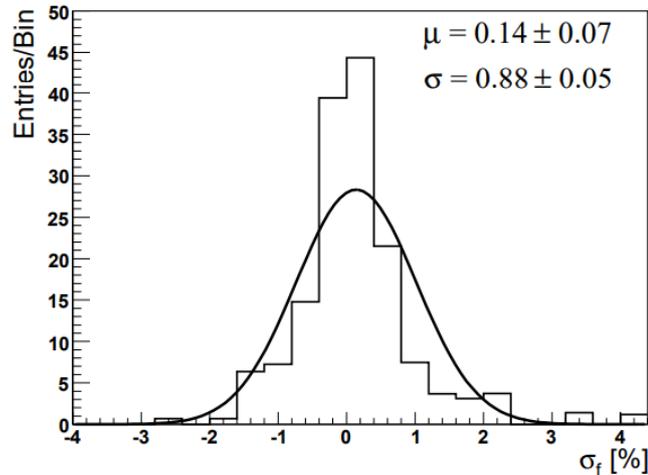


Рисунок 2.13 — Распределение σ_α , рассчитанное с помощью уравнения 2.9, взвешенное по выгоранию образца из [5]

торов. Во-вторых, так как они были получены именно статистически, используя данные различных программ для различных реакторов, эти погрешности являются более общими для всех типов прецизионных программ, основанных на методах Монте-Карло. Это, в свою очередь, позволяет оценить погрешность прецизионных программ, относительно которых даны погрешности для программы ТВС-М.

2.3.5 РАСЧЁТ ПОГРЕШНОСТЕЙ НА ДОЛИ ДЕЛЕНИЯ

Для расчёта погрешности, вносимой долями деления в поток антинейтрино, необходимо определить, какие погрешности имеют сами доли деления. Согласно формуле 2.4, доли деления можно определить по количеству делений изотопов следующим образом:

$$\alpha_i = \frac{f_i}{F} = \frac{f_i}{\sum_j f_j}. \quad (2.10)$$

Расчёт погрешности на долю деления определённого изотопа существенно усложняется тем, что между изотопами есть корреляция, из-за чего погрешность приходится считать по общей формуле:

$$\frac{\delta\alpha_i}{\alpha_i} = \frac{1}{\alpha_i} \sqrt{\sum_{k,j} \frac{\partial\alpha_i}{\partial f_k} \frac{\partial\alpha_i}{\partial f_j} \delta f_k \delta f_j \rho_{k,j}}, \quad (2.11)$$

где δf_k — погрешность на количество делений k -го изотопа, $\rho_{k,j}$ — коэффициент корреляции между изотопами.

Частные производные в формуле 2.11 будут равны:

$$\frac{\partial\alpha_i}{\partial f_k} = \frac{\sum_t f_t - f_i}{\left(\sum_j f_j\right)^2} = (1 - \alpha_i) \frac{1}{F}, \text{ при } i=k \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial\alpha_i}{\partial f_k} = \frac{-f_i}{\left(\sum_j f_j\right)^2} = -\alpha_i \frac{1}{F}, \text{ при } i \neq k. \quad (2.13)$$

При этом как таковые абсолютные значения количества делений каждого изо-

топа не понадобятся, так как из каждой производной можно вынести фактор $1/F$ и, скомбинировав их с δf_i , получить выражение только через доли деления α_i и относительные погрешности количества делений $\delta f_i/f_i$, поскольку

$$\frac{\delta f_i}{F} = \frac{\delta f_i f_i}{F f_i} = \frac{\delta f_i f_i}{f_i F} = \frac{\delta f_i}{f_i} \alpha_i. \quad (2.14)$$

Данный расчёт даёт значения погрешностей долей деления, представленные в таблице 2.5, там же для сравнения приведены значения, полученные в [7] для середины кампании. Видно, что данные значения достаточно хорошо сходятся.

Здесь стоит отметить, что приведённые погрешности на количество делений и на доли делений были вычислены за всю кампанию, без учёта какой-либо зависимости от времени. Между тем, сама корреляционная матрица, вообще говоря, зависит от времени, и некоторые коэффициенты данной матрицы могут даже менять знаки с течением времени. Зависимость от времени долей деления и корреляционной матрицы изучались в работе [7], в которой было найдено, что изменение от времени погрешности потока антинейтрино, вносимое данными факторами, составляет $\sim 0.1\%$. Таким образом, данной зависимостью от времени можно пренебречь.

2.3.6 ЗАВИСИМОСТЬ ДОЛЕЙ ДЕЛЕНИЯ ОТ ВРЕМЕНИ

Объединяя зависимость глубины выгорания от времени и зависимость долей деления от глубины выгорания, можно получить зависимость усреднённых по активной зоне долей деления от времени, представленную на рис. 2.14. Для того чтобы учесть тот факт, что зоны с большей мощностью выделяют большее количество антинейтрино, для усреднения вводился вес, равный от-

Таблица 2.5 — Погрешности на доли деления для программы ТВС-М и значения, полученные в [7] для середины кампании

Изотоп	ТВС-М $\frac{\delta \alpha_i}{\alpha_i}, \%$	Значения из [7] $\frac{\delta \alpha_i}{\alpha_i}, \%$
^{235}U	± 2.7	± 2.8
^{238}U	± 6.6	± 5.63
^{239}Pu	± 4.1	± 4.41
^{241}Pu	± 5.2	± 5.76

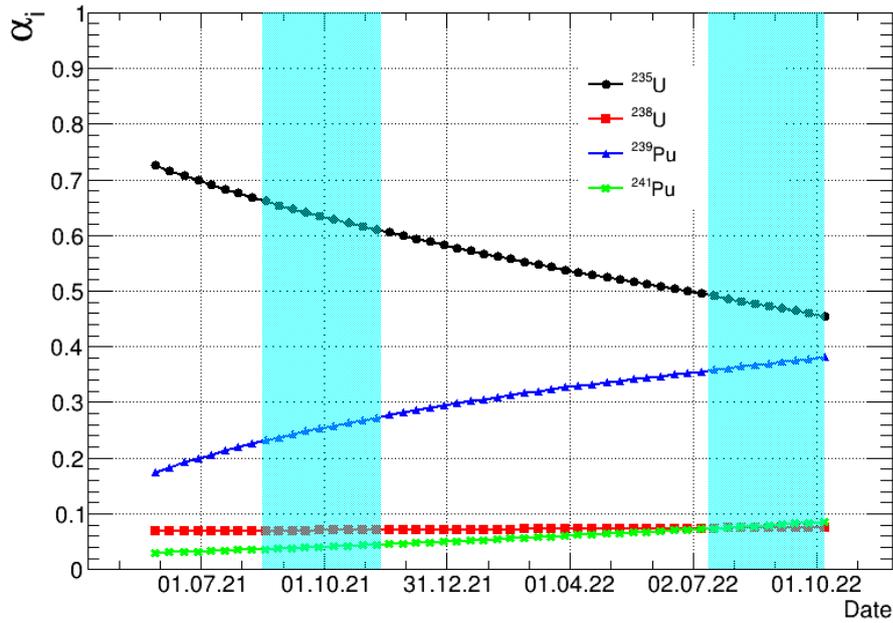


Рисунок 2.14 — Зависимость долей деления от времени для 13 кампании третьего энергоблока, голубыми полосами обозначены периоды, в которые детектор набирал данные

носительной мощности. На рисунке голубыми полосами обозначены периоды, в которые детектор набирал данные. В таблице 2.7 представлены средние за кампанию значения долей деления.

2.4 СРЕДНЯЯ ТЕПЛОВАЯ ЭНЕРГИЯ ДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПА В АКТИВНОЙ ЗОНЕ

Энергия, приходящаяся на одно деление в активной зоне реактора, или средняя тепловая энергия E_f , выражается через тепловые энергии делящихся изотопов:

$$E_f(t) = \sum_i \alpha_i(t) E_i, \quad (2.15)$$

Таблица 2.6 — Средняя за кампанию доля деления изотопов

Изотоп	$\langle \alpha_i \rangle$
^{235}U	0.551
^{238}U	0.072
^{239}Pu	0.314
^{241}Pu	0.06

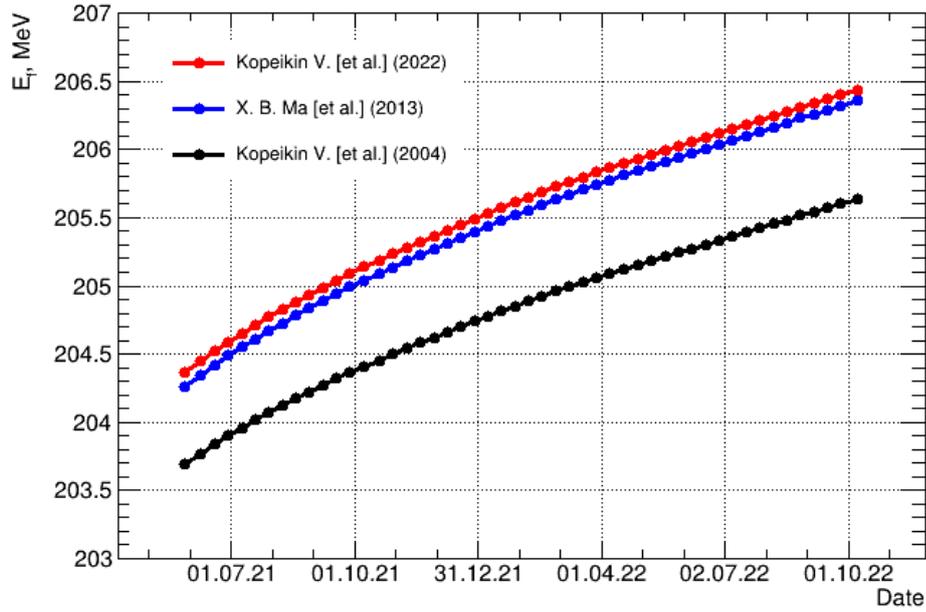


Рисунок 2.15 — Зависимость средней тепловой энергий от времени для тепловых энергий деления из [12] и [13]

где сумма берется по всем делящимся изотопам, а именно U^{235} , U^{238} , Pu^{239} и Pu^{241} , α_i — доля деления соответствующего i -го изотопа, а E_i — тепловая энергия деления i -го изотопа. Для тепловой энергии деления изотопов можно найти различные значения, например, [12], [13] и [14]. Для сравнения данные значения приведены в таблице 2.7. В настоящих расчётах использовались значения из [14], так как они являются наиболее новыми и имеют наименьшие погрешности. Средняя тепловая энергия весьма интересно меняется со временем, см. рис. 2.15. Как следует из рисунка, средняя энергия только увеличивается в течение кампании, то есть в среднем на одно деление приходится все больше энергии. Это происходит вследствие выгорания изотопов урана U^{235} и U^{238} и наработки изотопов плутония Pu^{239} и Pu^{241} , имеющих большую тепловую энергию деления.

Таблица 2.7 — Тепловая энергия деления изотопов

Изотоп	E_i МэВ/деление из [12]	E_i МэВ/деление из [13]	E_i МэВ/деление из [14]
^{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

2.5 СПЕКТР АНТИНЕЙТРИНО, ПРИХОДЯЩИЙСЯ НА ОДНО ДЕЛЕНИЕ ИЗОТОПА В АКТИВНОЙ ЗОНЕ

Спектр антинейтрино, приходящийся на одно деление в АЗ, выражается следующей формулой:

$$S_f(t, E_{\bar{\nu}_e}) = \sum_i \alpha_i(t) S_i(E_{\bar{\nu}_e}), \quad (2.16)$$

где $E_{\bar{\nu}}$ — энергия антинейтрино, S_i — кумулятивный спектр антинейтрино, создаваемый продуктами деления i -го изотопа, α_i — доля деления соответствующего i -го изотопа. Расчет кумулятивных спектров антинейтрино $S_i(E_{\bar{\nu}_e})$ является сложной задачей; результат может варьироваться в зависимости от модели расчета. Среди моделей можно выделить следующие:

- Модель Хьюбера-Мюллера (НМ) [15][16]. В рамках этой модели кумулятивные спектры бета-электронов от ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu , измеренные в институте Лауэ-Ланжевена (ILL) в 1980-х гг. ([17], [18] и [19]), пересчитываются в соответствующие спектры антинейтрино. Спектр антинейтрино от ^{238}U вычисляется путем суммирования спектров от всех продуктов его деления с учетом их активностей и схем распада.
- Модель ЕСТЬЕН-ФАЛЛО (ЕФ) [20]. Спектры антинейтрино от всех четырех делящихся изотопов вычисляются посредством суммирования спектров от всех продуктов его деления с учетом их активностей и схем распада.
- Модель Курчатовского института (КИ) [21]. В модели производится пересчет кумулятивных спектров бета-электронов от трёх делящихся изотопов, измеренных в работах ILL (использовался последний переиздание их работ [22]). При этом, с учетом результатов измерений отношения бета-спектров ^{235}U и ^{239}Pu [23], выполненных в НИЦ КИ, кумулятивные бета-спектры от ^{235}U и ^{238}U дополнительно уменьшены на 5.4%.

Кумулятивные спектры антинейтрино от основных изотопов для моделей НМ, ЕФ и КИ представлены на рисунке 2.16. В дальнейших расчётах использовалась модель КИ [21], поскольку ее результаты дают хорошее согласие с результатами нейтринных экспериментов Daya Bay [24] и STEREO [25]. В ряде случаев, на-

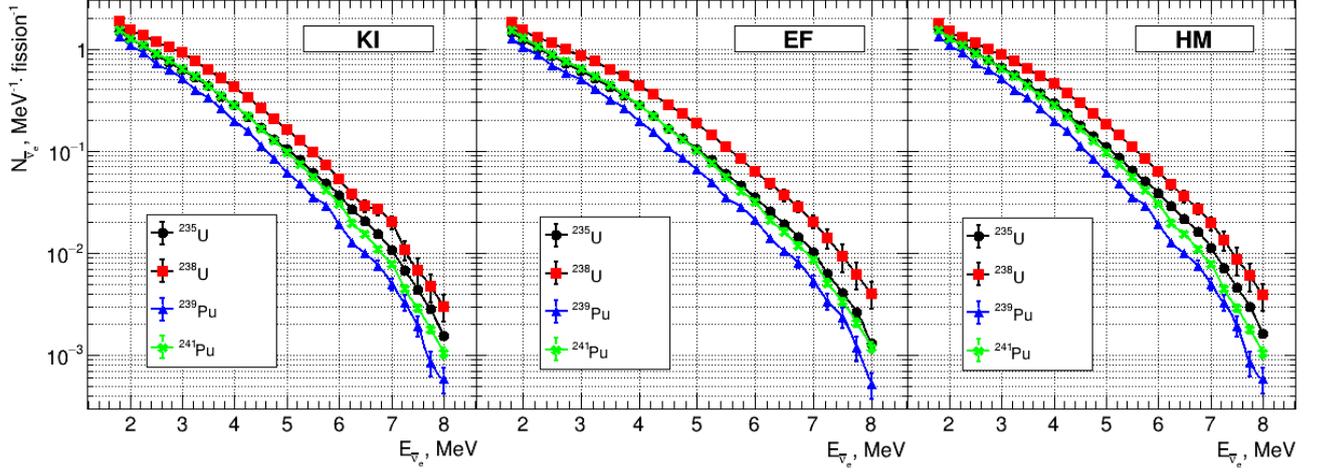


Рисунок 2.16 — Зависимость кумулятивных спектров антинейтрино от энергии для различных моделей спектров реакторных антинейтрино: слева — KI [21], в центре — EF [20], справа — HM [15][16]

пример, при рассмотрении изменения во времени формы спектра антинейтрино или измеряемого детектором спектра позитронов, удобнее рассматривать кумулятивный спектр антинейтрино, перемноженный с сечением реакции обратного бета-распада, так называемый выход реакции обратного бета-распада или среднее сечение обратного бета-распада $\langle \sigma \rangle$. Переход к среднему сечению обратного бета-распада особенно удобен, поскольку, по сути, эта величина содержит в себе всю зависимость потока антинейтрино от их энергии.

2.5.1 СРЕДНЕЕ СЕЧЕНИЕ ОБРАТНОГО БЕТА-РАСПАДА

Выход обратного бета-распада определяется следующим образом:

$$\langle \sigma(t, E_{\bar{\nu}_e}) \rangle = \sum_i \alpha_i(t) S_i(E_{\bar{\nu}_e}) \cdot \sigma_{IBD}(E_{\bar{\nu}_e}), \quad (2.17)$$

где $\sigma_{IBD}(E_{\bar{\nu}_e})$ — сечение реакции обратного бета-распада. Детальнее рассмотрим это сечение. Кинематический порог реакции обратного бета-распада $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ равен:

$$E_{th} = \frac{(m_n + m_e)^2 - m_p^2}{2m_p} = 1.805 \text{ МэВ}, \quad (2.18)$$

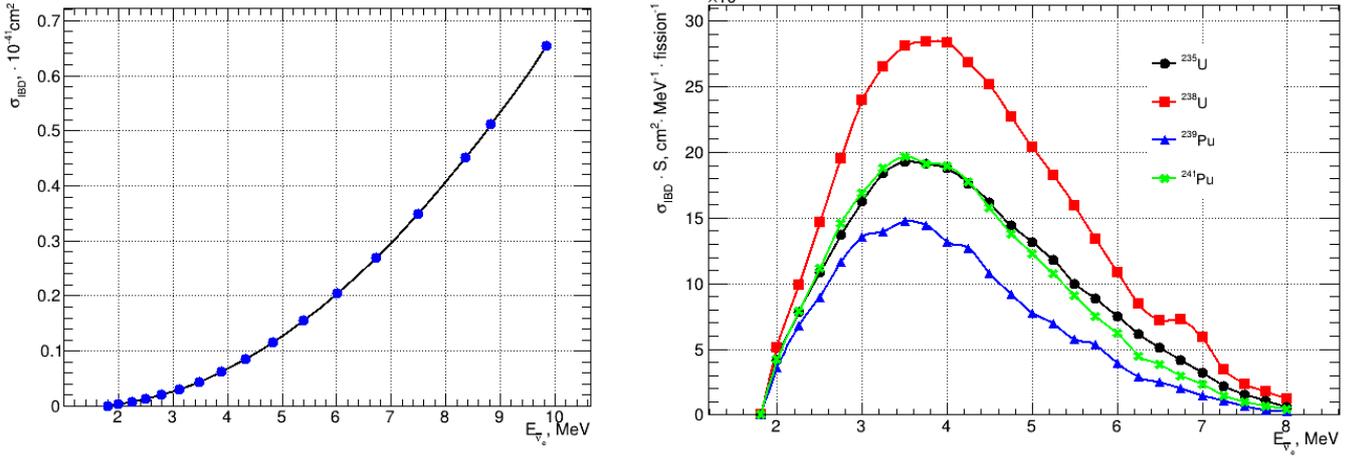


Рисунок 2.17 — Зависимость сечения обратного бета-распада от энергии приведенная в [26] (слева) и спектры антинейтрино от основных изотопов перемноженные с сечением ОБР для модели КИ (справа)

где m_p — масса протона, m_n — масса нейтрона и m_e — масса позитрона. Сечение же реакции можно аналитически записать следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{G_F^2 \cos^2(\theta_C)}{2\pi(s - m_p^2)^2} |M^2|, \quad (2.19)$$

где G_F — постоянная Ферми слабого взаимодействия, $\cos(\theta_C)$ — косинус угла Кабиббо, M — матричный элемент, точное выражение для которого можно найти в [26], s и t — переменные Мандельштама. В системе покоя протона дифференциальное сечение обратного бета-распада можно записать следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{dE_e}(E_e, E_\nu) = 2m_p \frac{d\sigma}{dt} \quad (2.20)$$

Более детальное описание расчёта сечения ОБР можно найти в ряде статей, например, [27], [28] и [26]. В работе [26] также можно найти рассчитанные значения полного сечения обратного бета-распада, с учётом взаимодействий в конечном состоянии и радиационных поправок, в зависимости от энергии антинейтрино. В области энергий реакторных антинейтрино сечение имеет суммарную погрешность 0.4%. Данное сечение и перемноженные с ним кумулятивные спектры антинейтрино для модели КИ приведены на рисунке 2.17. Из этого графика уже можно предугадать, как будет меняться суммарный поток антинейтрино от реактора. Так по графику зависимости долей деления от времени 2.14 видно, что

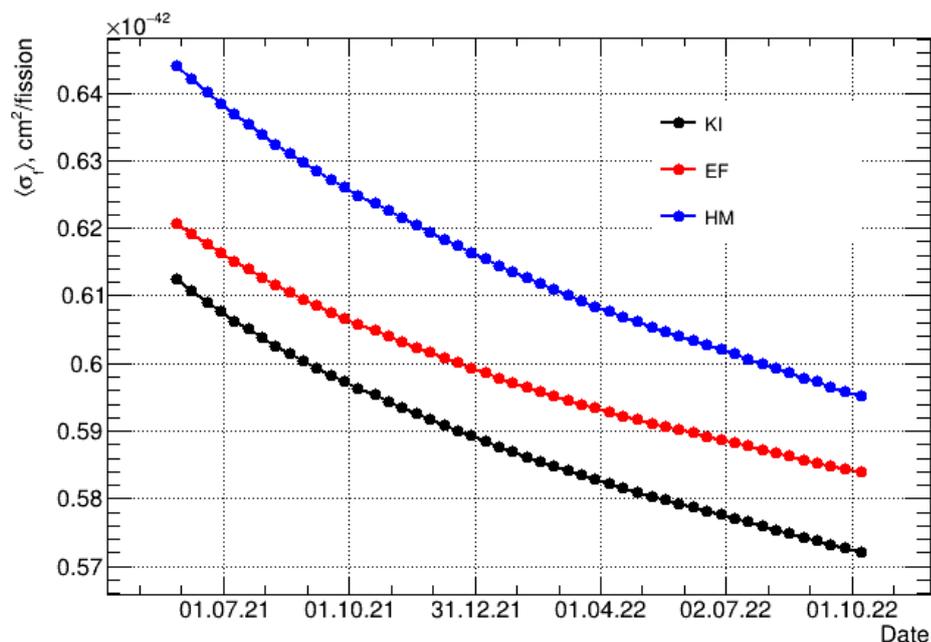


Рисунок 2.18 — Зависимость выхода реакции обратного бета-распада от времени для моделей KI, HM и EF спектров реакторных антинейтрино

в основном делятся только два изотопа U^{235} и нарабатывающийся в ходе кампании Pu^{239} , остальные же изотопы делятся слабо и практически не увеличивают свою долю делений в ходе кампании. Отсюда следует, что в суммарном спектре антинейтрино в ходе кампании вклад спектра от U^{235} будет уменьшаться, а от Pu^{239} расти. Это приводит к тому, что для потока антинейтрино будут постепенно уменьшаться как суммарное количество антинейтрино, так и их средняя энергия, то есть с течением времени реактор будет выделять все меньше и меньше антинейтрино, а их спектр будет смещаться в более мягкую область.

Зависимости выхода реакции обратного бета-распада от времени для трёх моделей спектров реакторных антинейтрино KI, HM и EF представлены на рис. 2.18. Приведём также проинтегрированные значения выходов обратного бета-распада основных изотопов для моделей KI, HM и EF в таблице 2.8.

2.6 ПОГРЕШНОСТЬ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО РАСЧЁТА ПОТОКА АНТИНЕЙТРИНО

Рассмотрим, какие погрешности вносят все приведённые выше величины в итоговый поток антинейтрино. Наиболее простой в данном отношении является мощность реактора, которую, как отмечалось выше, можно рассматривать

Таблица 2.8 — Среднее сечение обратного бета-распада четырёх основных изотопов для моделей KI, HM и EF

Изотоп	$\langle \sigma \rangle_i^{KI}, \cdot 10^{-43}$ $\cdot \text{см}^2 \cdot \text{деление}^{-1}$	$\langle \sigma \rangle_i^{HM}, \cdot 10^{-43}$ $\cdot \text{см}^2 \cdot \text{деление}^{-1}$	$\langle \sigma \rangle_i^{EF}, \cdot 10^{-43}$ $\cdot \text{см}^2 \cdot \text{деление}^{-1}$
U^{235}	6.27 ± 0.13	6.63 ± 0.17	6.28 ± 0.16
U^{238}	9.34 ± 0.47	10.04 ± 0.59	10.14 ± 0.6
Pu^{239}	4.33 ± 0.11	4.35 ± 0.19	4.42 ± 0.19
Pu^{241}	6.01 ± 0.13	6.03 ± 0.2	6.23 ± 0.21

не коррелирующей с остальными параметрами и, соответственно, её погрешность войдёт в итоговую погрешность как погрешность множителя в погрешность произведения. Сложнее обстоит дело с другими параметрами, а именно с энергией и спектром антинейтрино, приходящимися на одно деление, и долями деления.

2.6.1 ПОГРЕШНОСТИ, ВНОСИМЫЕ ЭНЕРГИЕЙ И СПЕКТРОМ АНТИНЕЙТРИНО, ПРИХОДЯЩИМИСЯ НА ОДНО ДЕЛЕНИЕ ИЗОТОПА

Погрешности, вносимые в поток антинейтрино погрешностями в энергиях и спектрах антинейтрино, приходящихся на одно деление, достаточно просто вычислить напрямую, взяв частные производные по этим параметрам:

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

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

что в итоге даёт следующие выражения:

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

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

Для средних за кампанию долей деления, приведённых в таблице 2.6, получаются следующие значения погрешностей $\sigma_E \approx 0.1\%$ и $\sigma_S \approx 1.16\%$.

2.6.2 ПОГРЕШНОСТЬ, ВНОСИМАЯ ДОЛЯМИ ДЕЛЕНИЯ В ПОТОК АНТИНЕЙТРИНО

Для расчёта того, какую погрешность внесут погрешности долей деления в итоговую погрешность потока антинейтрино, необходимо учитывать их корреляцию между собой и производить расчёт по обобщенной формуле для погрешности:

$$\sigma_\alpha = \frac{1}{\Phi} \sqrt{\sum_{i,j} \frac{\partial \Phi}{\partial \alpha_i} \frac{\partial \Phi}{\partial \alpha_j} \delta \alpha_i \delta \alpha_j \rho_{i,j}}, \quad (2.25)$$

где $\delta \alpha_i$ погрешность на долю деления i -го изотопа, $\rho_{i,j}$ — коэффициент корреляции между изотопами. Производные в данной формуле будут пропорциональны следующему выражению:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \alpha_i} \propto \frac{S_i \left(\sum_j \alpha_j E_j \right) - E_i \left(\sum_k \alpha_k S_k \right)}{\left(\sum_t \alpha_t E_t \right)^2}, \quad (2.26)$$

множители независимые от долей опущены так как при вычислении погрешности они сократятся. E_i и S_i в данной формуле это энергия, выделяющаяся при делении изотопа, и спектр антинейтрино от деления данного изотопа, соответственно. В итоге получаем $\sigma_\alpha = 0.47\%$. При учёте того, что доли деления получены упрощенной программой, имеющей свою погрешность относительно прецизионных Монте-Карло программ, получаем:

$$\sigma_\alpha = \sqrt{0.14^2 + 0.88^2 + 0.47^2} \approx 1\%$$

Данная погрешность соответствует уровню достоверности 1σ (68%). Для эксперимента Daya Bay в статье [6] приводится значение $\sigma_\alpha = 0.6\%$, но необходимо помнить, что оно зависит от используемой для расчёта корреляционной матрицы, долей деления и самих погрешностей на доли деления. Здесь стоит отметить, что суммарная погрешность достаточно сильно зависит от погрешностей на концентрации ^{235}U и ^{239}Pu , так как именно эти нуклиды имеют наибольшие

Таблица 2.9 — Погрешности на доли деления, полученные в [29]

Стадия кампании	U^{235} , %	U^{238} , %	Pu^{239} , %	Pu^{241} , %
Начало	0.81	2.24	1.80	2.59
Середина	0.83	2.24	1.79	2.58
Конец	0.86	2.24	1.77	2.57

доли делений. В результате, поскольку в паспорте программы ТВС-М даны достаточно малые погрешности на концентрации данных изотопов, для данной программы получается значение погрешности лучше чем те, что указывают для Daya Bay в статье [6], если не учитывать дополнительную погрешность прецизионных Монте-Карло программ. С учётом же дополнительной погрешности, получается значение большее чем для Daya Bay. Более новые исследования, проведённые для Daya Bay [29], дают результаты для погрешностей долей деления, которые приведены в таблице 2.9. Как следует из таблицы, погрешность, которую вносят доли делений в поток антинейтрино, будет составлять $\sigma_\alpha \approx 0.2\%$.

2.6.3 ИТОГОВАЯ ПОГРЕШНОСТЬ ПОТОКА АНТИНЕЙТРИНО

Как уже отмечалось выше, итоговая погрешность потока антинейтрино равна $\sigma_\Phi^2 = \sigma_W^2 + \sigma_E^2 + \sigma_S^2 + \sigma_\alpha^2$, где $\sigma_W \approx 1.8\%$ — погрешность в определении мощности реактора, $\sigma_E \approx 0.1\%$ — погрешность, вносимая энергией, выделяющейся на одно деление, $\sigma_S \approx 1.16\%$ — погрешность, вносимая спектром антинейтрино, приходящимся на одно деление (значение для КИ модели), $\sigma_\alpha \approx 1\%$ — погрешность, вносимая долями деления. В результате, погрешность теоретического расчёта потока антинейтрино будет составлять $\sigma_\Phi \approx 2.4\%$, для уровня достоверности 1σ .

2.7 ВЫЧИСЛЕНИЕ И АНАЛИЗ ПОТОКА АНТИНЕЙТРИНО

В результате расчётов с учётом трехмерного распределения долей деления и энерговыделения по реактору, можно получить зависимость потока антинейтрино от времени (рис. 2.19), спектр антинейтрино и изменение его изотопного состава (рис. 2.20) для расстояния $L = 19.6$ м, соответствующего расстоянию

от центра детектора iDREAM до центра АЗ.

Приведём также сравнение расчётов, проведённых с учётом объёмного распределения энерговыделения и глубин выгорания, с упрощённым расчётом, в котором АЗ реактора рассматривалась как материальная точка, без учёта ее размеров. Сравнение результатов расчёта представлено на рис. 2.21. На данном рисунке показаны поток антинейтрино от реактора (слева) и спектр антинейтрино (справа), рассчитанные в приближении точечной АЗ с постоянным и сменяющим своё положение в зависимости от времени центром энерговыделения. Необходимость учёта изменения положения центра энерговыделения обусловлена тем, что оно эффективно меняет расстояние между точкой наблюдения и реактором, если рассматривать реактор как точечный объект. Зависимость положения эффективного центра АЗ от времени была представлена на рисунке 2.6. Снизу на данных картинках показано отношение разницы между приближённым расчётом и детальным, отнесённое к результату детального расчёта. Видно, что если упрощенно принимать реактор за точку и пренебрегать его размерами и распределениями энерговыделения и выгорания по объёму, разница с детальным расчётом будет составлять порядка 1%, причём данное отношение будет меняться из-за изменения эффективного центра АЗ. При учёте же изменения расстояния от центра АЗ до точки наблюдения, детальный расчёт даёт примерно на 0.5% больший поток антинейтрино, причём данная разница практически не меняется со временем. Данное различие в потоке антинейтрино между упрощённым и детальным расчётом должно оказывать заметное влияние при детальном исследовании потока антинейтрино, состава спектра и т.д.

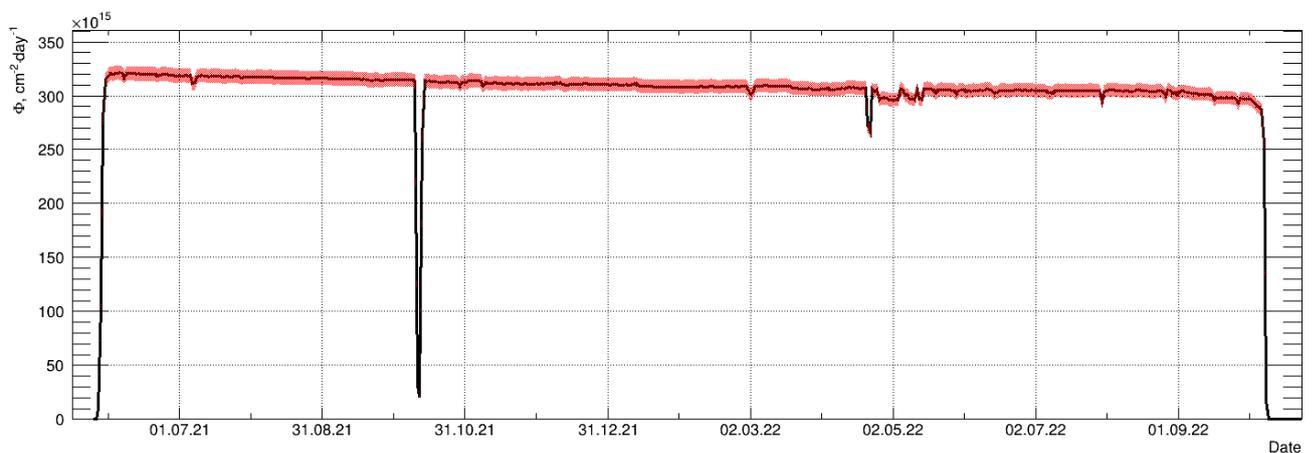


Рисунок 2.19 — Зависимость потока антинейтрино от времени для 13 кампании 3-го энергоблока

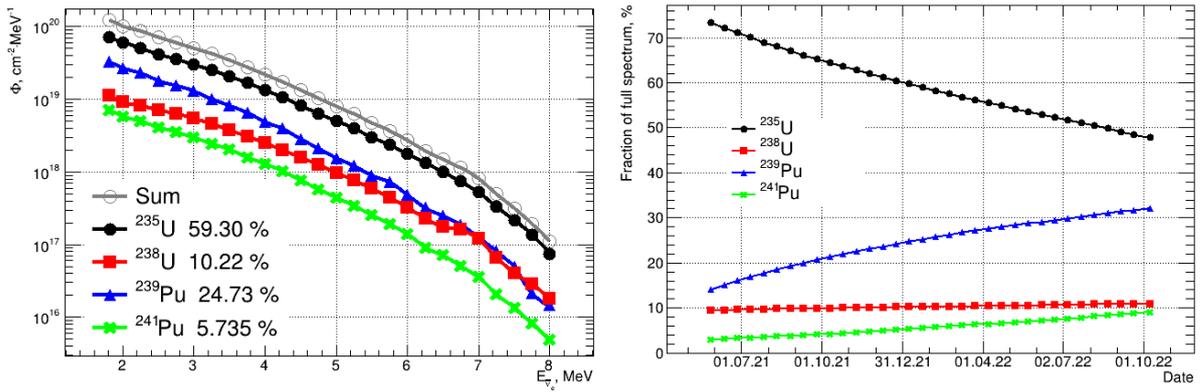


Рисунок 2.20 — Суммарный спектр антинейтрино и его изотопный состав (слева) и изменение этого состава в течение кампании (справа)

2.7.1 АНИЗОТРОПИЯ ПОТОКА И ОТКЛОНЕНИЕ ОТ УПРОЩЕННОЙ МОДЕЛИ АКТИВНОЙ ЗОНЫ

Так как реактор имеет конечные геометрические размеры, а также некоторое распределение энерговыделения и глубин выгорания по АЗ, можно ожидать появления неоднородности в потоке антинейтрино, в зависимости от расстояния и направления на реактор. Для изучения этой неоднородности и ее зависимости от времени с начала кампании, был проведён расчёт потока антинейтрино на различных расстояниях и под различными углами для начала, середины и конца кампании. В результате, были получены зависимости уменьшения потока

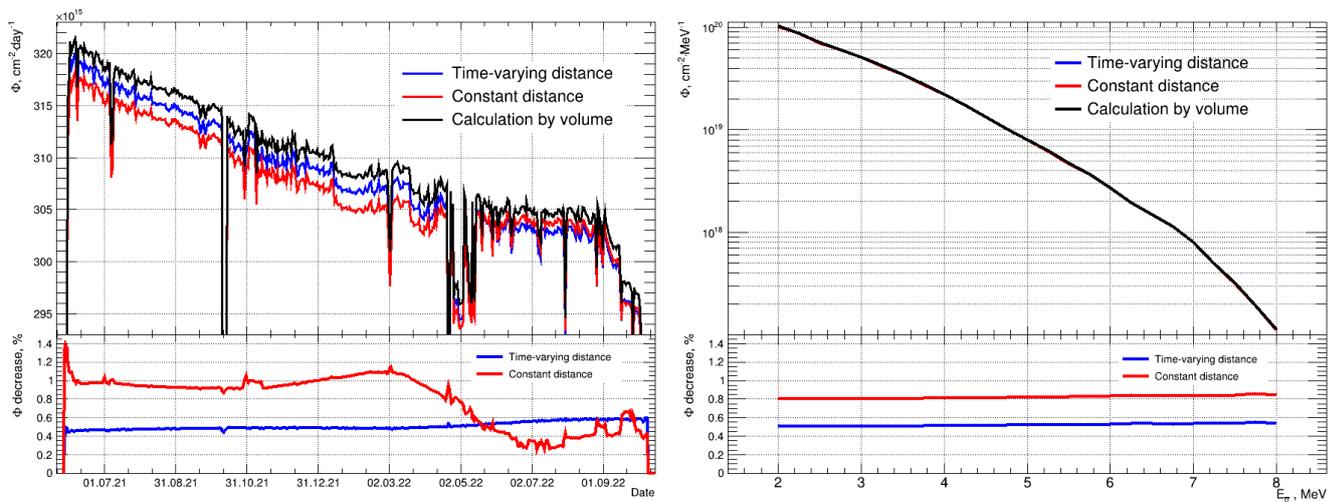


Рисунок 2.21 — Сравнение упрощенного расчёта с детальным расчётом, учитывающим размеры АЗ

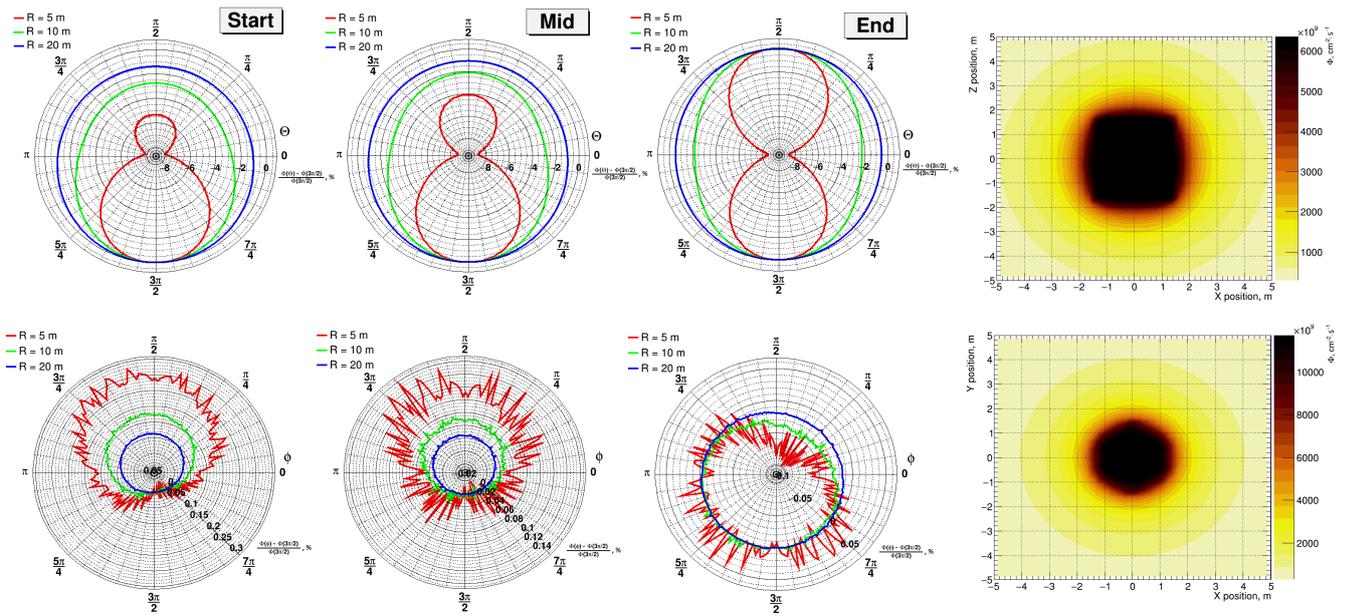


Рисунок 2.22 — Зависимость неоднородности потока антинейтрино от расстояния до центра и времени от начала кампании

антинейтрино от углов θ и ϕ в вертикальной и горизонтальных плоскостях, соответственно 2.22. Для удобства, данные зависимости отнормированы на поток антинейтрино, идущий под углом $3\pi/2$. Как следует из рисунка, значительной асимметрии в излучении антинейтрино в горизонтальной плоскости нет, но зато присутствует явная неоднородность в вертикальной плоскости. Наибольший поток антинейтрино достигается внизу, при угле $3\pi/2$, а наименьший при углах 0 и π . Данное различие вызвано тем, что активная зона имеет высоту (≈ 3.6 м), которая больше ширины (≈ 3.2 м). Также присутствует асимметрия между верхом и низом, которая вызвана распределением энерговыделения и глубин выгорания по активной зоне реактора. В наибольшей степени эта асимметрия между направлением вверх и вниз определяется неоднородностью энерговыделения, а также тем, что эффективный центр АЗ в начале кампании расположен ниже геометрического.

Стоит отметить, что на малых расстояниях падение потока антинейтрино будет отличаться от простого падения, пропорциональному обратному квадрату расстояния до центра зоны $\sim 1/R^2$, возникающего в упрощенной модели точечного реактора. Разница детального расчёта потока по отношению к простой точечной модели реактора, в зависимости от расстояния до геометрического центра АЗ представлена на рис. 2.23. Так же стоит отметить то, что меняется не только поток антинейтрино, но и сам спектр антинейтрино. Это можно просле-

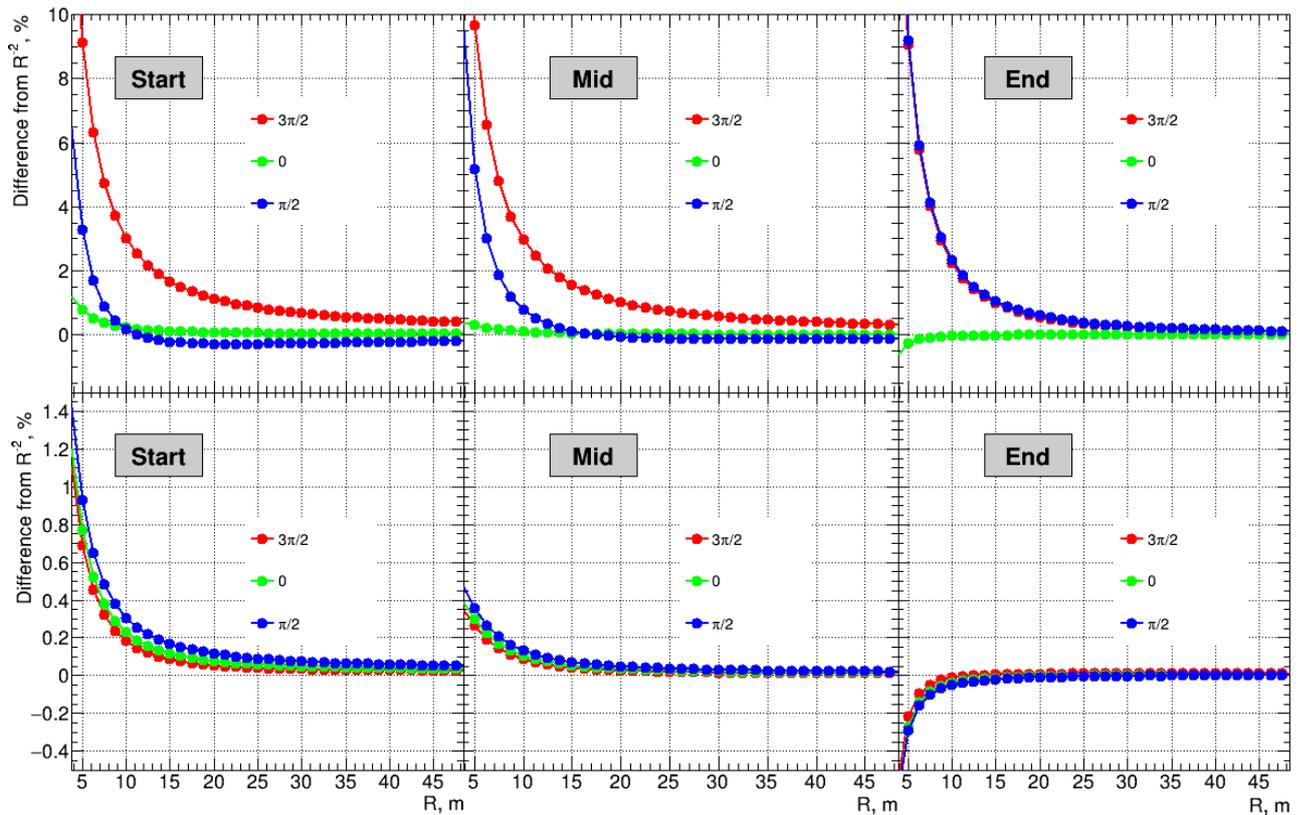


Рисунок 2.23 — Отклонение падения потока от упрощенной модели точечного реактора в зависимости от расстояния до центра АЗ и угла на реактор для начала (слева), середины (в центре) и конца (справа) кампании. Сверху показаны графики для вертикальной плоскости XOZ , а снизу для горизонтальной плоскости XOY

дить на примере того, как изменяется средняя энергия спектра в зависимости от положения детектора. Разница детального расчёта средней энергии потока антинейтрино по отношению к простой точечной модели реактора, в которой, естественно спектр не изменяется при перемещении детектора, приведена на рисунке 2.24. По данному рисунку видно, что при приближении к АЗ спектр антинейтрино смещается в сторону больших энергий, однако данное изменение достаточно мало. Данная неоднородность может оказать существенное влияние при изучении потока антинейтрино на малых расстояниях от активной зоны, например, в прецизионных исследованиях осцилляций антинейтрино в стерильное состояние. Для таких исследований часто применяют установки, которые перемещают относительно АЗ, например, DANSS [30]. Таким образом, искомое уменьшение количества событий в детекторе может быть вызвано неоднородностью потока антинейтрино, а не осцилляциями в стерильное состояние.

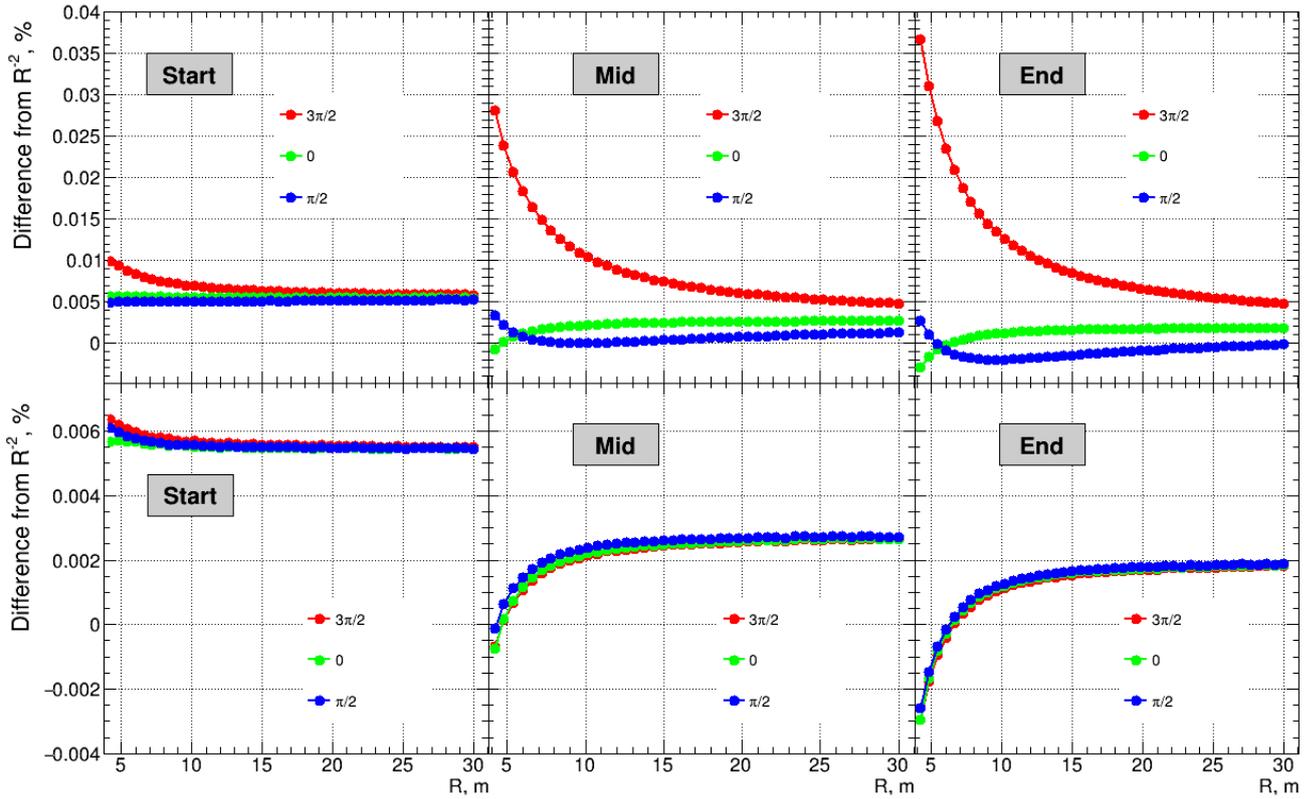


Рисунок 2.24 — Отклонение средней энергии спектра от простой точечной модели ректора в зависимости от расстояния до центра АЗ и угла на реактор для начала (слева), середины (в центре) и конца (справа) кампании. Сверху показаны графики для вертикальной плоскости XOZ , а снизу для горизонтальной плоскости XOY

2.7.2 ИЗМЕНЕНИЕ ПОТОКА В ХОДЕ КАМПАНИИ, СВЯЗАННОЕ С ИЗМЕНЕНИЕМ ИЗОТОПНОГО СОСТАВА ТОПЛИВА

Отдельно стоит рассмотреть изменения потока антинейтрино, связанные именно с изменением изотопного состава топлива. Как уже отмечалось ранее, в ходе кампании выгорает ^{235}U и нарабатывается ^{239}Pu , который на одно деление испускает меньшее количество антинейтрино с более мягким спектром. Таким образом, в течение кампании реактор будет выделять всё меньше и меньше антинейтрино, а их суммарный спектр будет смещаться в более мягкую область. Для того, чтобы получить количественное изменение потока антинейтрино, удобно перейти к эффективным суткам. Эффективные сутки это время, за которое реактор выделяет энергию, равную той, которую он выделяет за сутки при работе на номинальной мощности. То есть, за каждые такие сутки

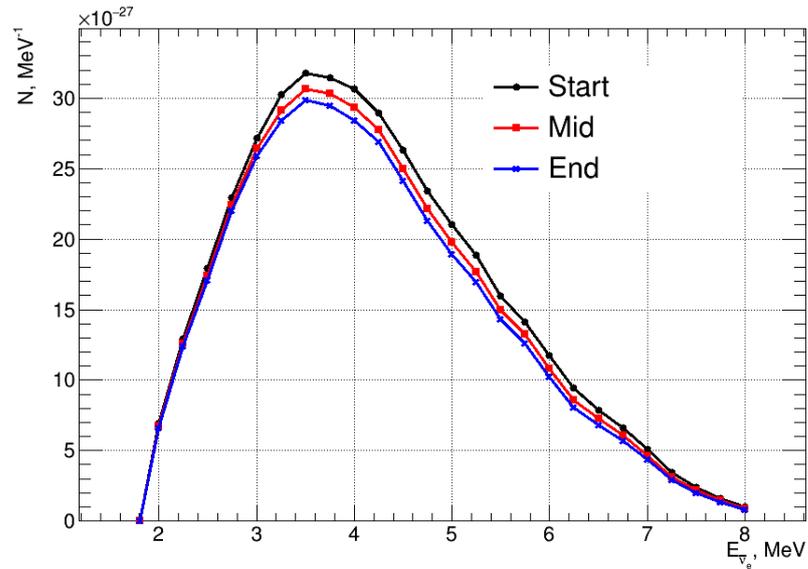


Рисунок 2.25 — Изменение спектра антинейтрино, свёрнутого с сечением в ходе кампании

выделяется одинаковое количество энергии и, как следствие, прямой зависимости между мощностью и изменением потока антинейтрино не будет. Стоит отметить, что так как реактор в ходе кампании работает на мощности, превышающей номинальную (3000 МВт) примерно на 3-4%, это приводит к тому, что эффективные сутки также на 3-4% короче астрономических. Для наблюдения изменения спектра будем работать со спектром антинейтрино для расстояния $L = 19.6$ м от центра АЗ, перемноженным с сечением обратного бета-распада, так как в этом случае в спектре более наглядно проявляется максимум, за изменением положения которого удобно наблюдать. Изменение спектра антинейтрино за десять эффективных суток в начале, середине и конце кампании представлено на рис. 2.25. Видно, как в ходе кампании за одинаковое эффективное время уменьшается количество выделяемых антинейтрино, однако качественное изменение формы спектра достаточно мало и, таким образом, непосредственно увидеть его сложно. Для того, чтобы пронаблюдать качественное изменение формы спектра, был произведен расчет спектра отдельно за каждые 15 эффективных суток в течение кампании. Полученные спектры затем аппроксимировались полиномами для детального изучения изменения его основных параметров, а именно: полного количества испускаемых антинейтрино, положения максимума, значения в максимуме и средней энергии спектра. На рисунке 2.26 цифрой (1) обозначено изменение испускаемого количества антинейтрино, цифрой (2) — изменение значения в максимуме спектра, цифрой (3) — изме-

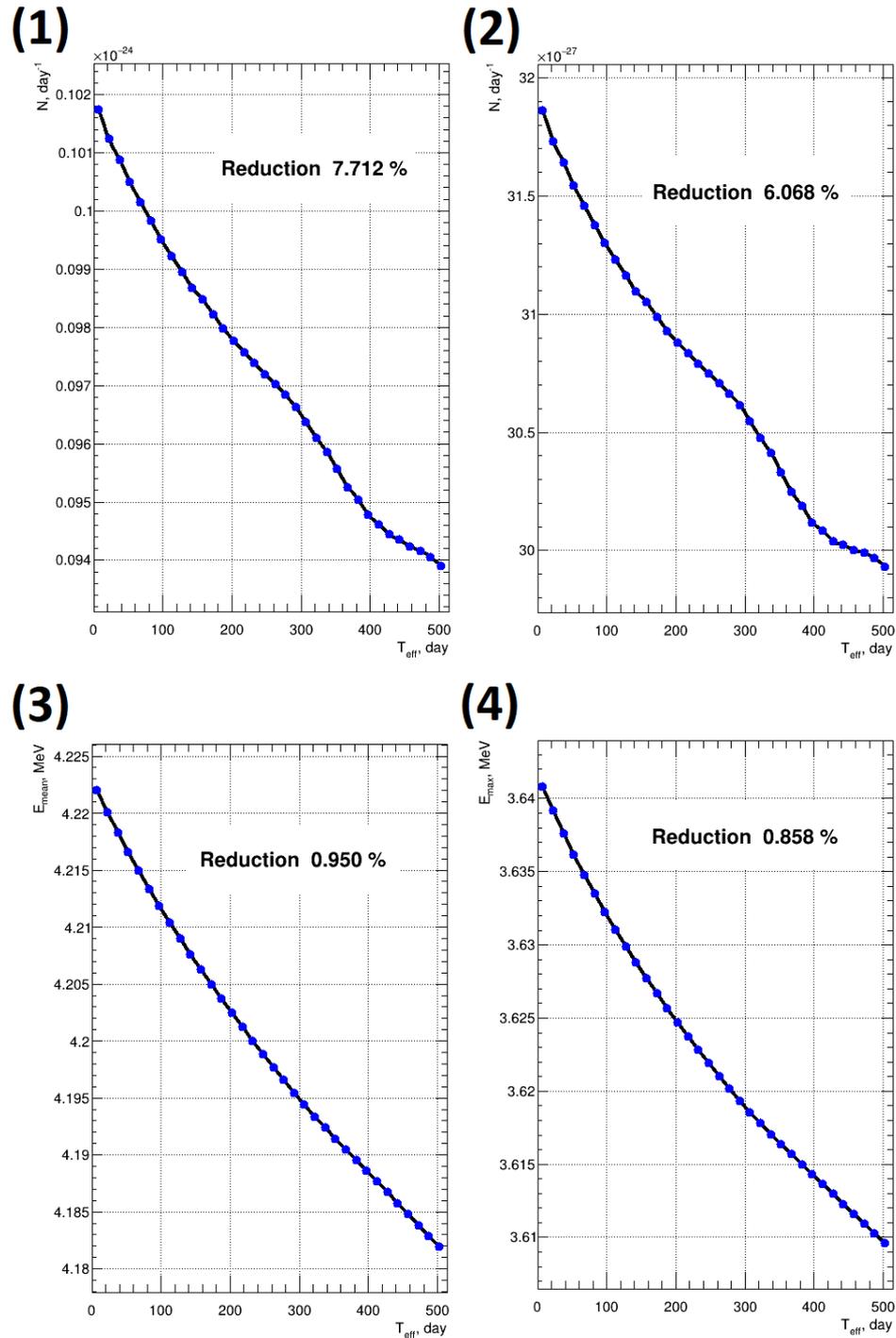


Рисунок 2.26 — Изменение основных параметров спектра антинейтрино в ходе кампании. Цифрой (1) обозначено изменение испускаемого количества антинейтрино, цифрой (2) — изменение значения в максимуме спектра, цифрой (3) — изменение средней энергии спектра и (4) — изменение положения максимума

изменения средней энергии спектра и (4) — изменение положения максимума. Как следует из рисунка, качественное изменение спектра антинейтрино достаточно мало ($\approx 1\%$), в то время как изменение испускаемого числа антинейтрино меняется достаточно существенно и составляет $\approx 7 - 8\%$. Стоит отметить нелиней-

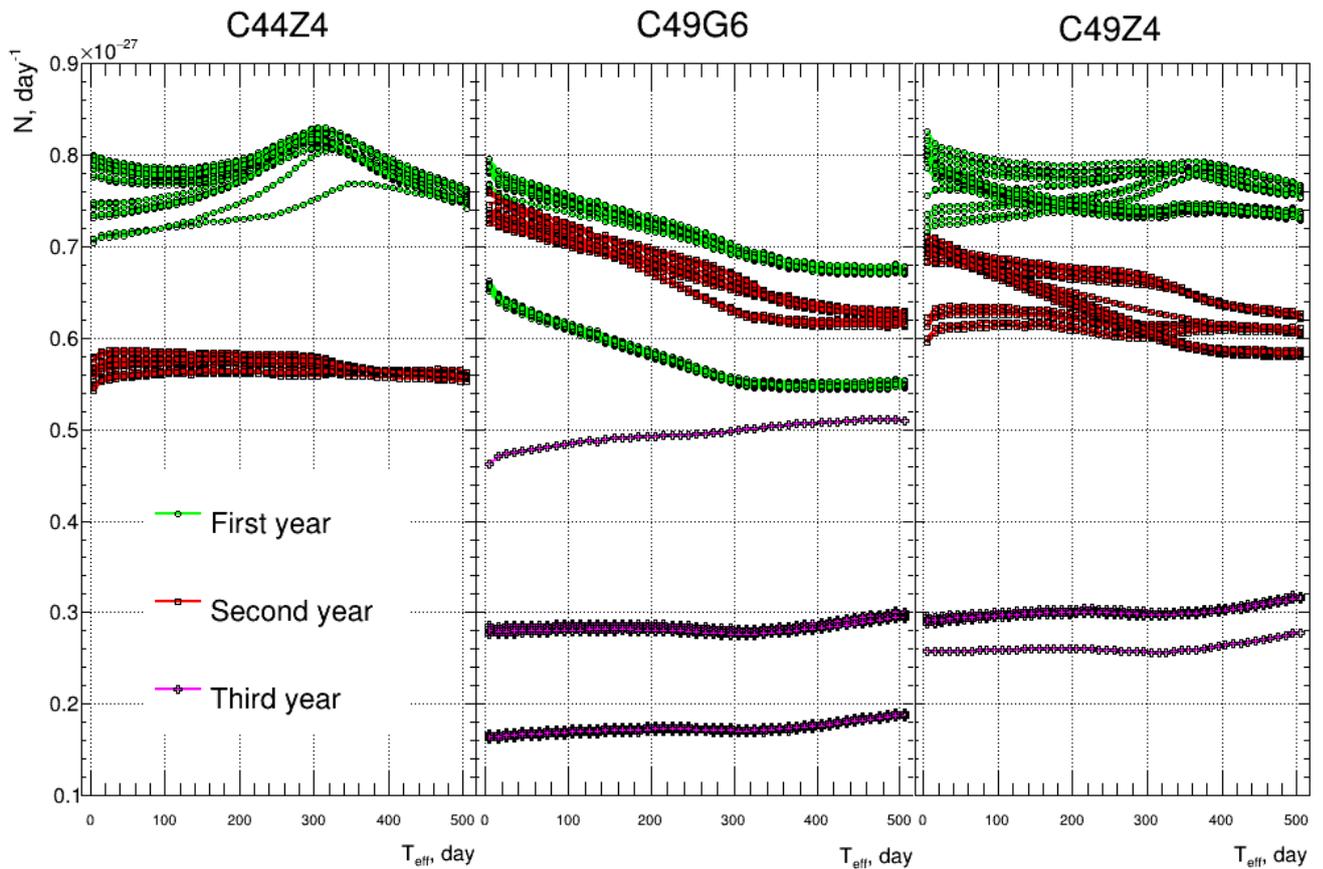


Рисунок 2.27 — Изменение количества антинейтрино от каждой сборки в зависимости от ее типа топлива и года эксплуатации

ное падение количества испускаемых антинейтрино. Отклонения здесь связаны с перераспределением относительных мощностей между ТВС, поскольку ряд топливных сборок в течение кампании увеличивает свою относительную мощность, что превосходит уменьшение количества антинейтрино из-за выгорания, и как результат сборка в течении кампании только увеличивает количество испускаемых антинейтрино. Детальные расчёты количества антинейтрино для каждой сборки представлены на рис. 2.27. На рисунке видно, что ряд сборок с типом топлива C44Z4 только увеличивают количество антинейтрино от них, если они эксплуатируются только первый год, и практически не изменяют количество антинейтрино от них, если эксплуатируются уже второй год. Также ведут себя и сборки двух других типов топлива, которые используются уже третий год.

3 АНАЛИЗ ЭВОЛЮЦИИ ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА НА ОСНОВЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ДЕТЕКТОРА iDREAM

Теперь, после детального обсуждения потока и спектра реакторных антинейтрино в ходе эволюции топливного цикла, можно перейти к анализу экспериментальных данных детектора iDREAM. При расчете скорости счёта антинейтрино детектором за определённый период времени, формула 2.1 меняется, а именно — в нее добавляется сечение обратного бета-распада и связанные с детектором множители: эффективность регистрации ϵ и количество протонов в детекторе N_p :

$$N(t, E_{\bar{\nu}_e}) = \frac{\epsilon(t)N_p}{4\pi} \cdot \int \frac{P_{\text{th}}(t, \vec{r})}{(\vec{L}_0 - \vec{r})^2 E_f(t, \vec{r})} \cdot \langle \sigma(t, \vec{r}, E_{\bar{\nu}_e}) \rangle dV. \quad (3.1)$$

Количество протонов в детекторе iDREAM $N_p = (7.03 \pm 0.07) \cdot 10^{28}$ было измерено методом ЯМР-спектроскопии с высокой точностью. Расстояние между центром АЗ и центром детектора составляет $\vec{L}_0 = 19.6 \pm 0.1$ м. Эффективность регистрации же зависит от критериев отбора событий-кандидатов на взаимодействие антинейтрино. Рассмотрим подробнее, как происходит взаимодействие антинейтрино в мишени детектора и отбор антинейтринных событий в ходе "оффлайн" анализа данных iDREAM.

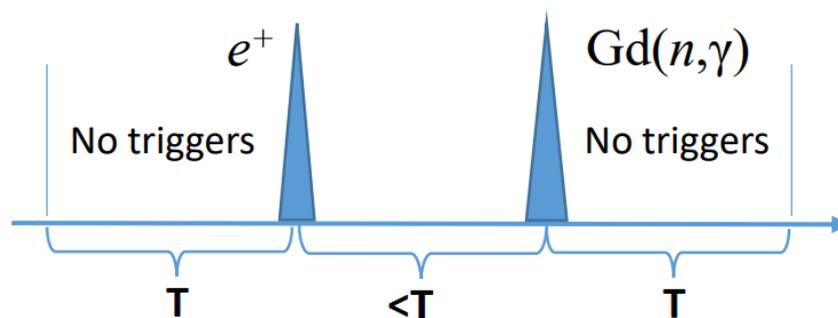


Рисунок 3.1 — Схематичное изображение сигнатуры события ОБР

3.1 ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АНТИНЕЙТРИНО И МЕТОДИКА ЗАДЕРЖАННЫХ СОВПАДЕНИЙ

Как отмечалось выше, взаимодействие антинейтрино от реактора с жидко-сцинтилляционной мишенью детектора идёт через реакцию обратного бета-распада на протоне. В области энергий реакторных антинейтрино сечение этой реакции составляет $\sim 10^{-43}$ см² и в среднем на два порядка выше сечения νe -рассеяния. В результате квазиупругого рассеяния антинейтрино на протоне происходит рождение позитрона и нейтрона. Позитрон быстро теряет свою энергию за счет ионизационных потерь в сцинтилляторе и аннигилирует с электроном, образуя два гамма-кванта и давая тем самым мгновенный сигнал. Нейтрон замедляется до тепловых энергий и захватывается ядрами растворенного в сцинтилляторе гадолиния, в результате чего испускается каскад гамма-квантов с суммарной энергией ~ 8 МэВ – задержанный сигнал. Время захвата нейтрона в сцинтилляторе зависит от концентрации гадолиния и для iDREAM составляет примерно $\tau \approx 30$ мкс. Таким образом, для отбора антинейтрино в данных детектора ищется пара событий, скоррелированных во времени. Соответственно, отбирается такая пара событий, время между которыми меньше $T \sim 3\tau$, и при этом вводится дополнительно ограничение, чтобы в течение времени T до мгновенного и после задержанного событий не было других событий, т.е. пара событий была полностью одиночной, это так называемые ограничения на множественность события.

На рис. 3.1 схематично представлена пара событий-кандидатов на взаимодействие антинейтрино. Необходимо отметить, тот факт, что реакция ОБР регистрируется как пара скоррелированных во времени событий, позволяет значительно снизить фон. Тем не менее, в iDREAM, предположительно из-за р/а

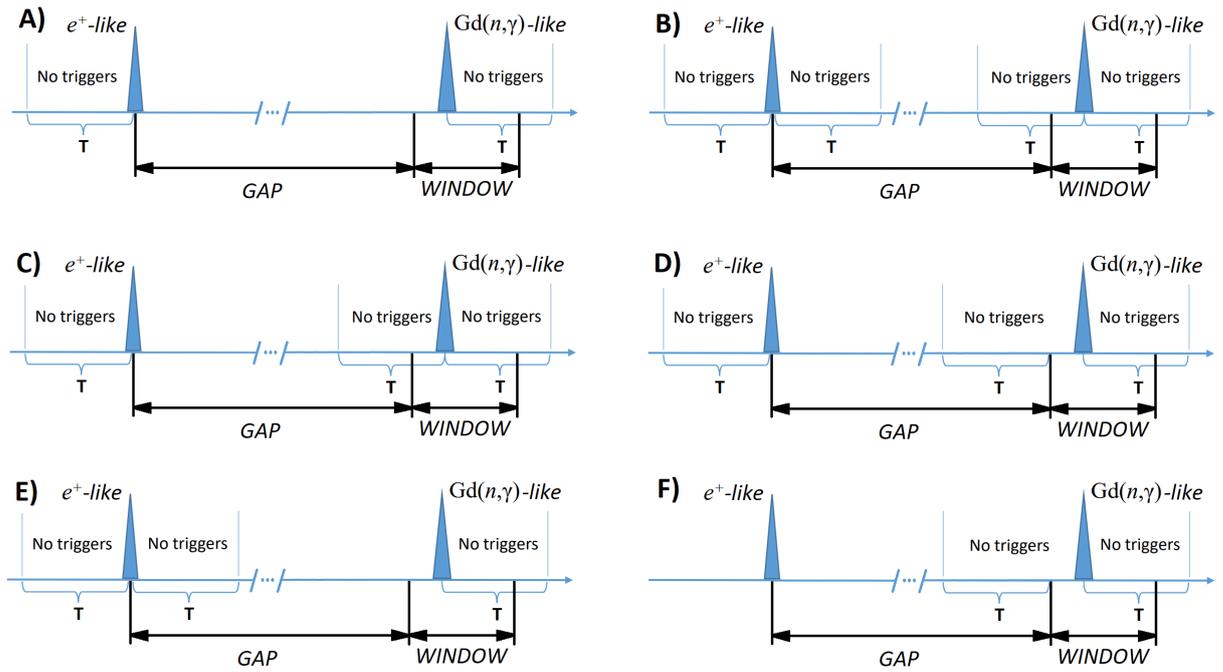


Рисунок 3.2 — Различные варианты конфигураций ограничений на время до/после первого или второго события, различные конфигурации обозначены латинскими буквами А-В в алфавитном порядке

загрязнений в стальных баках, присутствует высокий фон случайных наложений, измерение которого требует отдельного обсуждения.

3.2 СЛУЧАЙНЫЙ И КОРРЕЛИРОВАННЫЙ ФОН

3.2.1 СЛУЧАЙНЫЙ ФОН

Высокая скорость счёта триггеров детектора (~ 1 кГц с порога ~ 1.5 МэВ) приводит к большому числу случайных наложений сигналов, имитирующих сигнатуру ОБР (случайный фон). Разные эксперименты, изучающие реакторные антинейтрино, по-разному учитывают данный фон. При небольшом случайном фоне его вполне можно вычислить теоретически, как, например, делает Daya Bay [31]. Для более точного измерения случайного фона обычно применяют следующий метод. После каждого события-кандидата на позитрон (событие 1) отступается вперед промежуток времени (GAP), значительно превышающий время захвата нейтрона в Gd-ЖОС, и открывается окно той же длительности T , что и окно для поиска задержанного события. В этом окне ищется событие,

имитирующее задержанный сигнал ОБР (событие 2). В целях увеличения статистики и уменьшения относительной ошибки в определении случайного фона, можно открывать несколько временных окон, сдвинутых относительно события 1 на различные временные промежутки, тем самым пропорционально увеличивая статистику и уменьшая относительную ошибку. В данной работе таким методом открывалось 100 последовательных окон, что соответственно уменьшает погрешность определения случайного фона в 10 раз.

При таком способе определения случайных совпадений становится важным, как между собой сконфигурированы требования на время до/после события 1 и события 2, которые обеспечивали одиночность пары событий. Для корректного измерения случайного фона необходимо применить к событиям-кандидатам на случайные наложения такие же или равносильные критерии, как и к сигналу ОБР. Таким образом, при убирании отступа (GAP) между событием 1 и временным окном (WINDOW), пара событий должна полностью имитировать сигнатуру от обратного бета-распада. Однако временные критерии в данном случае можно скомпоновать различными способами, и проблема здесь заключается в том, чтобы определить, какой из способов вычисления случайного фона является наиболее корректным. Данные варианты приведены на рисунке 3.2. В способе (А) накладываются только требование на отсутствие других событий в течение промежутка T до события 1 и после события 2. В способе (В) вокруг обоих событий не должно быть других событий, оба события являются одиночными. Способы С и Е по сути аналогичны друг другу: в С требуется отсутствие других событий до события 2, а в Е после события 1. В способах D и F требуется отсутствие других событий от начала окна (WINDOW), в котором ищется событие 2. И соответственно, в способе D, по сравнению с Е, дополнительно введено требование на отсутствие событий до события 1.

Для того, чтобы определить наиболее корректный способ определения случайного фона, был произведён отбор событий кандидатов на ОБР и случайный фон по описанным выше конфигурациям пары сигналов для максимального временного окна $T = 300$ мкс. Так как время захвата нейтрона в сцинтилляторе iDREAM составляет примерно 30 мкс, то при больших временах между мгновенным и задержанным сигналами должен оставаться только случайный фон. Полученные распределения по времени между мгновенным и задержанным событиями представлены на рисунке 3.3. Как видно из рисунка,

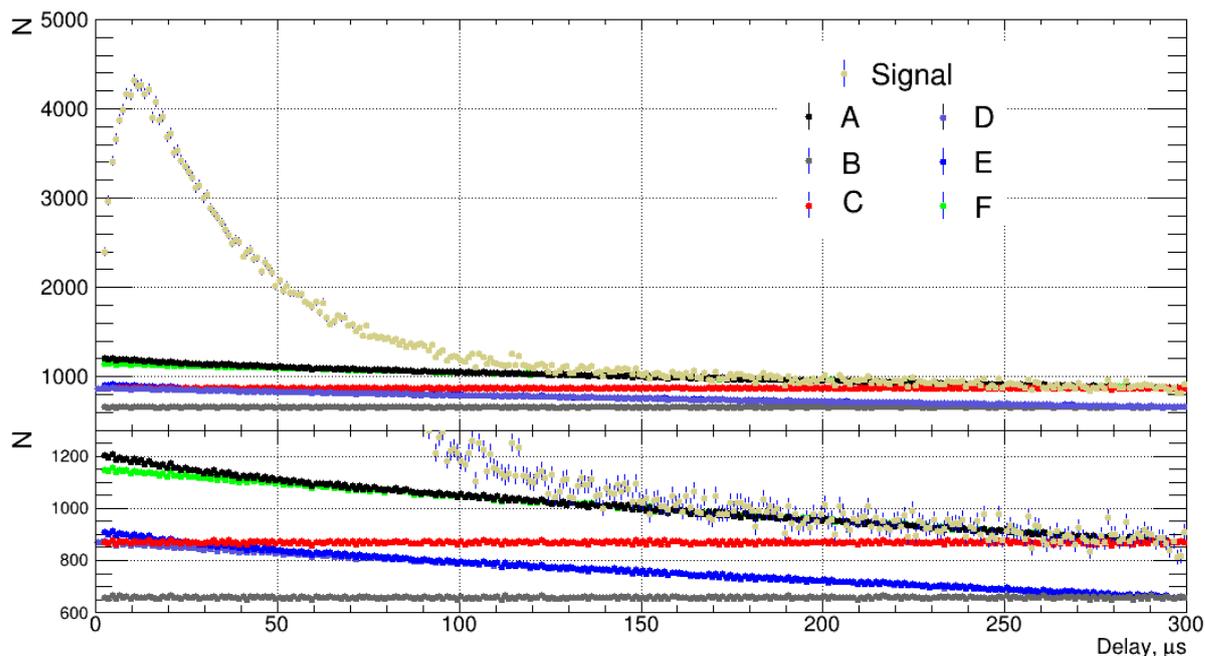


Рисунок 3.3 — Распределения по времени между мгновенным и задержанным сигналами для различных способов определения случайного фона. Снизу показано увеличенное изображение верхнего рисунка для того, чтобы можно было детально пронаблюдать вид распределений для случайного фона

схождение сигнала и случайного фона при большом времени между мгновенным и задержанным событиями достигается для способов А и F. Измеренные данными способами случайный фон отличается слабо, присутствует небольшое отклонение от линейного падения для способа А при малых временах между событиями, что может быть вызвано присутствием космогенных нейтронов в отобранных событиях. Поэтому в качестве наиболее корректного способа определения случайного фона был выбран способ F.

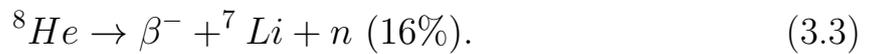
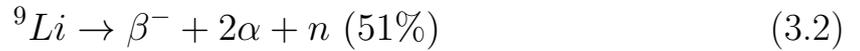
3.2.2 КОРРЕЛИРОВАННЫЙ ФОН

Коррелированный фон в детекторе можно разделить на несколько составляющих:

- Нейтронный фон от реактора. Во время работы реактора естественным образом возникает поток быстрых нейтронов из АЗ, которые могут как увеличить случайный фон, так и стать источником дополнительных скоррелированных во времени событий. Поскольку замедление таких нейтронов происходит в результате соударений с протонами в жидком сцинтил-

ляторе, энергия протона отдачи может быть достаточной для имитации мгновенного сигнала. Вместе с тем, захват нейтрона будет давать задержанный сигнал, что в итоге даст имитацию сигнатуры реакции ОБР. Отметим, что такой фон существенно подавлен пассивной защитой детектора от нейтронов.

- Фон от долгоживущих космогенных изотопов (${}^9\text{Li}$, ${}^8\text{He}$) или естественной радиоактивности. Это фон от распадов, которые могут напрямую имитировать ОБР, например, бета-распады ${}^9\text{Li}$, ${}^8\text{He}$, которые могут сопровождаться испусканием нейтрона. Конкретно эти два изотопа могут распадаться по следующим схемам:



Поскольку время жизни ${}^9\text{Li}$ составляет 257.2 мс, а ${}^8\text{He}$ — 171.8 мс, вводить столь длительное мертвое время после каждого зарегистрированного мюона для подавления этого источника фона не представляется возможным.

- Антинейтрино от других реакторов и бассейна с отработавшим топливом. В конце топливного цикла реактора, который для реактора ВВЭР-1000 длится, как правило, 1.5 года, примерно треть топливных стержней извлекается и перемещается в бассейн, находящийся недалеко от реактора, где они хранятся достаточно длительное время (~ 5 лет). В цепочках распада некоторых изотопов, входящих в состав отработавшего ядерного топлива (ОЯТ), могут также образовываться антинейтрино с энергией выше порога реакции ОБР. При исследовании потока антинейтрино от одного конкретного реактора, антинейтрино от других источников вносят вклад в коррелированный фон. Для соседних энергоблоков №2 и №4 КАЭС вклад в падающий на детектор поток антинейтрино оценивается на уровне 1.6% и 1.2%, соответственно.
- Фон от космических мюонов и связанных с ними космогенных нейтронов. Космические мюоны и космогенные нейтроны обеспечивают практически весь коррелированный фон детектора. Уровень фона может меняться со временем из-за эффекта атмосферы. Причиной сезонных вариаций потока мюонов и космогенных нейтронов является изменение температуры и

давления атмосферы, что приводит к изменению ее плотности и высоты в результате остывания зимой и нагрева летом. Подробнее эффект атмосферы будет обсуждаться в параграфе, посвященном отбору мюонов.

3.3 КЛАССИФИКАЦИЯ СИГНАЛОВ В ДЕТЕКТОРЕ

В целом, в детекторе iDREAM можно выделить четыре типа сигналов: (1) точечные события, (2) сигналы от прохождения мюонов с большой энергией, (3) шумовые сигналы и (4) сигналы от распада мюонов в детекторе. На рисунке 3.4 представлены формы сцинтилляционных импульсов таких сигналов. Первый тип сигналов представляет собой точечные события, среди которых содержатся антинейтринные взаимодействия, последние три представляют собой фоновые сигналы, которые необходимо удалять из отбираемых событий-кандидатов на взаимодействие антинейтрино. Обсудим эти типы сигналов подробнее.

3.3.1 ОТБОР ШУМОВ

В данных детектора наблюдается достаточно большое количество шумовых событий, вызванных насыщением ФЭУ после прохождения через детектор высокоэнергетических мюонов. Подобные события могут иметь достаточно большую энергию, чтобы имитировать как сигнал от позитрона, так и сигнал от нейтрона в ОБР. Большая часть таких событий имеет малое время до преды-

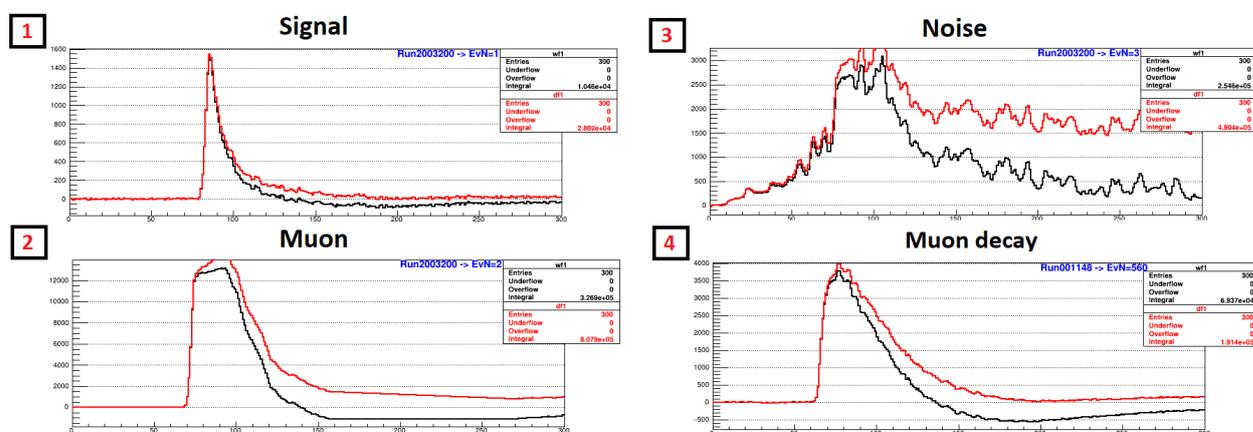


Рисунок 3.4 — Типы сигналов в детекторе. Здесь и далее на картинках цифра 1 означает обычные события, цифра 2 мюонные события, цифра 3 шумовые события и 4 соответствует распаду остановившихся в детекторе мюонов

дущего события, что свидетельствует о том, что они являются шумами ФЭУ, вызванными предыдущим высокоэнергетичным событием.

Для отбора таких событий в ходе оффлайн-анализа можно использовать ограничения на отношение зарядов события, проинтегрированных в окнах разной длины, или на отношение амплитуды и заряда. Если брать отношение зарядов в окнах разной длины, тогда для шумового события заряд, собранный в более длинном окне, будет очевидно больше заряда, собранного в коротком окне. В длинном окне измеряется заряд E_{100} в окне оцифровки $[pos_{pk} - 30, pos_{pk} + 200]$ нс, где pos_{pk} это положение пика в окне оцифровки. Соответственно, в качестве короткого окна брался интервал $[pos_{pk} - 30, pos_{pk} + 120]$ нс, соответствующая энергия обозначена E_{60} . Аналогично с отношением амплитуды к заряду: у шумового события достаточно небольшая амплитуда и при этом из-за длинного спада достаточно большой заряд, поэтому это отношение будет меньше, чем для точечного события. На рис. 3.5 показаны двумерные гистограммы с распределениями событий по амплитудам и заряду (слева) и по заряду в коротком и длинном окнах (справа). На данных графиках видно четыре области, которые соответствуют точечным событиям, космическим мюонам и шумовым сигналам. Видно, что данные области можно достаточно просто разделить, ограничив значения отношения амплитуды к заряду или отношения зарядов в разных окнах. На графиках показаны такие отношения, которыми можно отдельно выделить точечные события, мюоны и шумы.

Однако при малых энергиях отношения амплитуды к энергии и энергий

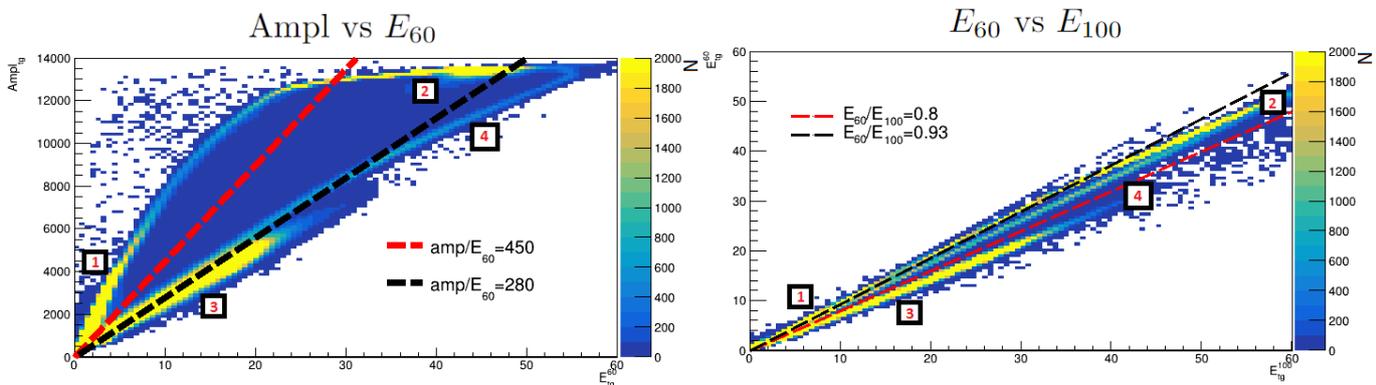


Рисунок 3.5 — Двумерные гистограммы, показывающие распределение событий по амплитудам и энергии (слева), распределение событий по энергиям в коротком и длинном окнах (справа). Цифрами обозначены приведённые на рисунке 3.4 типы сигналов

в коротком и длинном окнах на рисунке 3.5 практически сливаются и точно отличить точечные, мюонные и шумовые события простыми ограничениями не получается. Для этого можно применить более детальный анализ формы импульса, а конкретно анализировать, например, количество пиков в сигнале или ширину на половине высоты пика. Таким образом, рассматривая количество пиков в форме импульса, можно отделить от полезных сигналов шумы, которые, как можно увидеть на рисунке 3.4, имеют более «дерганую» форму импульса и практически всегда имеют весьма большое количество небольших пиков, а также это позволяет отобрать наложения нескольких точечных сигналов друг на друга. Рассматривая ширину на половине высоты для сигналов, можно дальше отделить полезные сигналы от сигналов от мюонов. Сигналы от мюонов, как можно увидеть опять же на рисунке 3.4, имеют более длинный спад и соответственно будут иметь большую ширину на половине высоты. На рисунке 3.6 показано, как отдельно применяемые ограничения на количество пиков и ширину пика меняют распределение событий по амплитуде и энергии, в конце оставляя чистые одиночные сигналы.

3.3.2 ОТБОР МЮОНОВ И КОСМОГЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

Потеря энергии космическими мюонами при прохождении через детектор составляет 2 МэВ/см. Сцинтилляционный выход таких событий очень велик и быстро приводит к насыщению ФЭУ детектора. На рисунке 3.4 показан типичный сигнал от мюона. Мюон оставил в детекторе столько света, что динамического диапазона АЦП не хватило для корректной оцифровки сигнала, так что его верхушка обрезана. Как уже отмечалось, такие сигналы зачастую сопровождаются одним или несколькими шумовыми сигналами после них. Однако некоторые мюоны могут только слегка задеть мишень детектора и оставить в нем только небольшую часть своей энергии. Такие мюоны должны отсекаются гамма-кетчером и пластинами, размещёнными сверху детектора. Тем не менее, в детекторе присутствуют неприкрытые зоны, что приводит к заметному коррелированному фону, вызванному потоком мюонов. И так как возможность измерить этот коррелированный фон появляется только при выключенном реакторе, возникает необходимость проверить стабильность потока мюонов в периоды работающего и остановленного реактора.

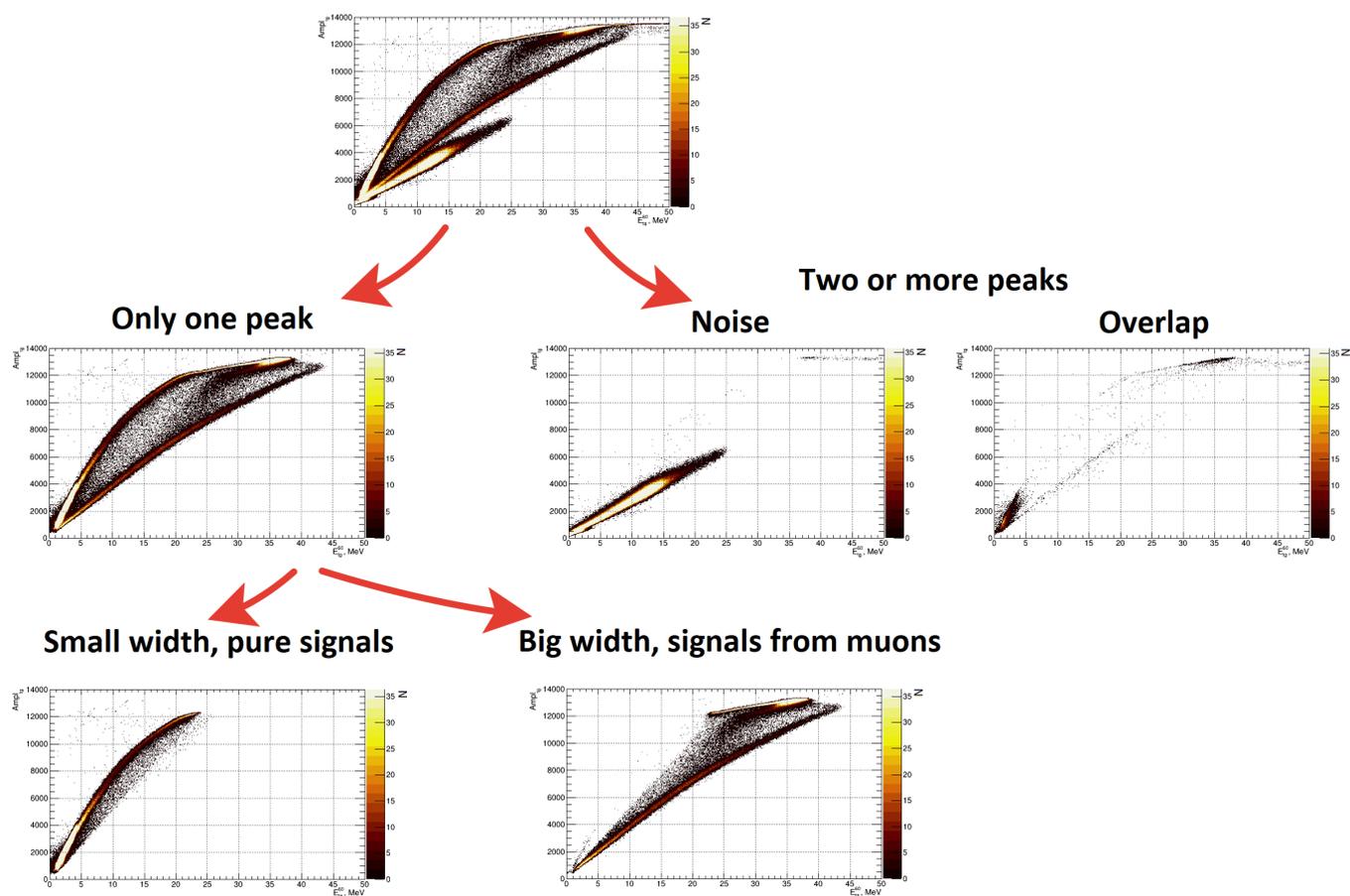


Рисунок 3.6 — Влияние последовательного отбора событий по форме импульса, наложение ограничений на количество пиков и ширину импульса, на их распределение по амплитуде и энергии

Для отбора мюонов использовались следующие критерии: суммарное энерговыделение в мишени (E_{tg}) и гамма-кетчере (E_{gc}) должно быть более 10 МэВ ($E_{tg} + E_{gc} > 10$ МэВ), а также, для удаления шумов применялось ограничение на отношение энергий $E_{60}/E_{100} > 0.8$. Для отбора космогенных нейтронов отбирались события после мюонов в окне 100 мкс, энергия которых соответствует энергии захвата нейтрона на гадолинии $E_{tg} \in [5, 10]$ МэВ, и при этом $E_{60}/E_{100} > 0.93$, для того чтобы отсесть и мюоны и шумы. Для вычисления случайного фона космогенных нейтронов использовался уже рассмотренный выше метод, а именно после каждого мюона открывалось 100 окон длительностью 100 мкс через каждые 500 мкс, в которых искались события с такими же критериями, как и космогенные нейтроны. Итоговый результат отбора показан на рисунке 3.7. На нём видно, что скорость счёта мюонов и космогенных нейтронов остается постоянной как при включенном (R-ON), так и выключенном (R-OFF) реакторе. Таким образом, видно, что формируемый мюонами коррелированный

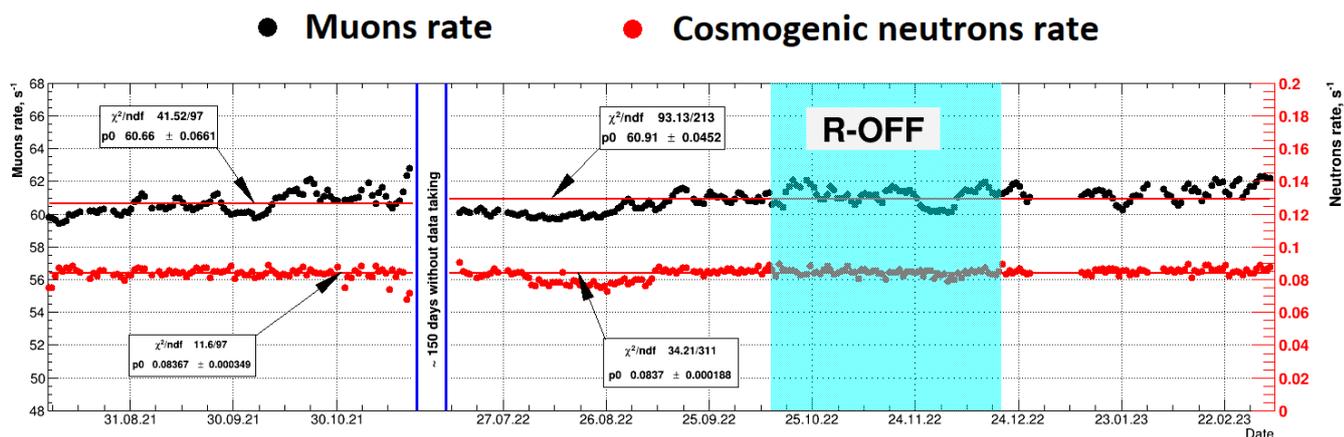


Рисунок 3.7 — Скорость счёта мюонов и космогенных нейтронов в течение сбора данных детектором iDREAM

фон не зависит от состояния реактора R-ON/R-OFF.

3.4 ОПТИМИЗАЦИЯ КРИТЕРИЕВ ОТБОРА СОБЫТИЙ-КАНДИДАТОВ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АНТИНЕЙТРИНО

Для оптимизации критериев отбора событий-кандидатов на взаимодействие антинейтрино был проведён анализ зависимости сигнала и фона (случайного и коррелированного) от критериев, налагаемых на время между мгновенным и задержанным событиями и их энергию. Для этого были выбраны следующие параметры:

- $E_{e^+} \in [3, 8]$ МэВ и $E_n \in [5, 10]$ МэВ;
- Время между мгновенным и задержанным событиями-кандидатами $T=100$ мкс, а так же отсутствие каких-либо событий в течение $T=100$ мкс до мгновенного и после задержанного событий-кандидатов;

из которых варьировался один параметр, а остальные оставались фиксированными.

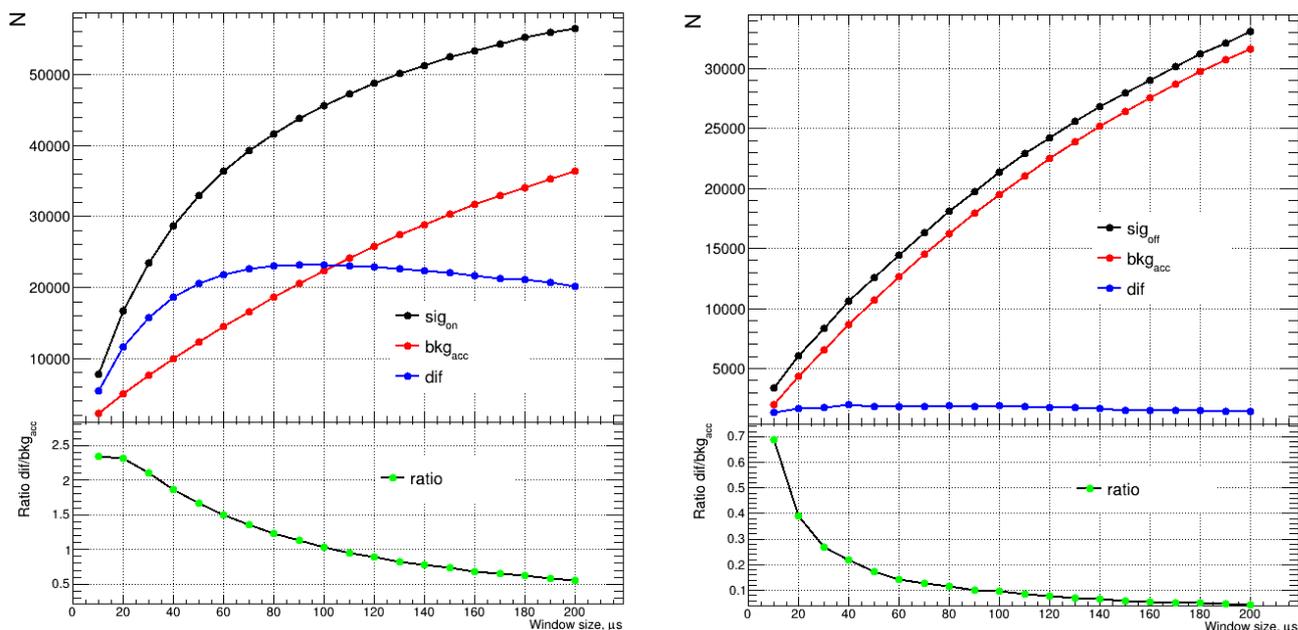


Рисунок 3.8 — Зависимость сигнала и случайного фона от времени между мгновенным и задержанным событиями для включенного (слева) и выключенного (справа) реактора

3.4.1 ВРЕМЯ МЕЖДУ МГНОВЕННЫМ И ЗАДЕРЖАННЫМ СОБЫТИЯМИ

На рис. 3.8 представлена зависимость сигнала и фона от времени между мгновенным и задержанным событиями-кандидатами, для данных с включенным (слева) и выключенным (справа) реактором. Сигнал с выключенным реактором выступает в качестве коррелированного фона, который впоследствии, при измерении нейтринного эффекта от реактора, будет вычитаться из полного числа отобранных событий-кандидатов на взаимодействия антинейтрино. На рисунке 3.9 представлена зависимость сигнала (черные маркеры), коррелированного фона (красные) и их разность (синие) от времени T между мгновенным и задержанным событиями. Как следует из рисунков 3.8 и 3.9, отношение сигнала к случайному фону и сигнала к коррелированному фону, в целом, не сильно меняется с ростом T . Однако, при $T > 100$ мкс наблюдается падение сигнала, вызванное ограничением на множественность события. Таким образом, оптимальным представляется выбор значения T , равного 100 мкс.

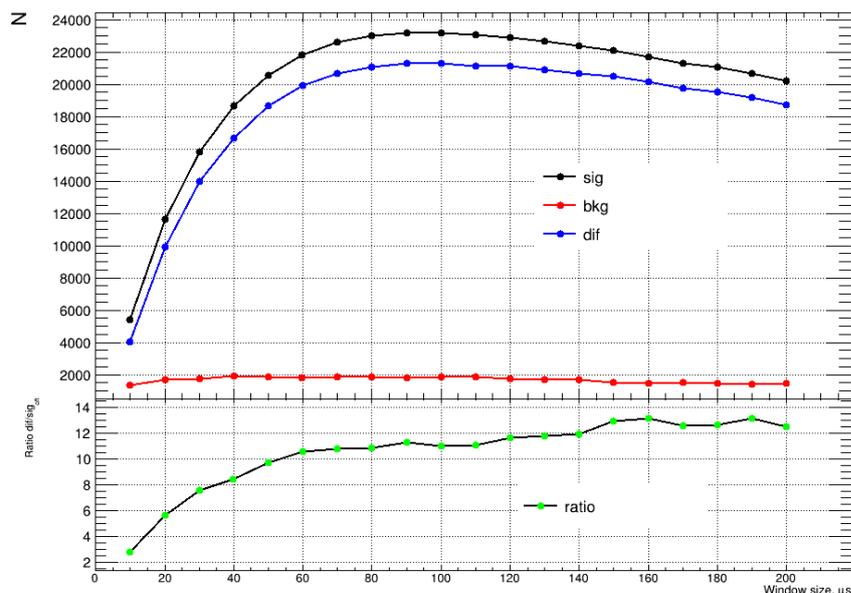


Рисунок 3.9 — Зависимость сигнала (черные маркеры), коррелированного фона (красные) и их разность (синие) от времени T между мгновенным и задержанным событиями. Внизу (зеленые маркеры) — отношение сигнала к коррелированному фону

3.4.2 ЭНЕРГИЯ МГНОВЕННОГО И ЗАДЕРЖАННОГО СОБЫТИЙ

Для оптимизации этих критериев также по отдельности изменялись верхние и нижние границы на энергию событий-кандидатов на позитрон и нейтрон. Зависимость числа кандидатов на антинейтрино (А), случайного фона (В), их разницы (С) и отношения (D) от нижней и верхней границы на энергии позитрона, и аналогичные графики для энергий нейтрона представлены на рисунках 3.10-3.11.

Для данных критериев наблюдается резкое возрастание отношения сигнала к случайному фону при увеличении порога на энергию события-кандидата на позитрон, из-за чего возможно подобрать такую нижнюю границу на энергию, при которой будет достигаться наилучшая относительная погрешность для сигнала после вычитания всех фонов. На рисунке 3.12 сверху показаны зависимости сигнала (слева) и отношения сигнал/случайный фон (справа) от нижней энергии позитрона, а снизу — зависимость относительной погрешности от нижней границы на энергию позитрона и энергию нейтрона. Звездочками обозначены наилучшее относительное разрешение, при фиксированной нижней энергии

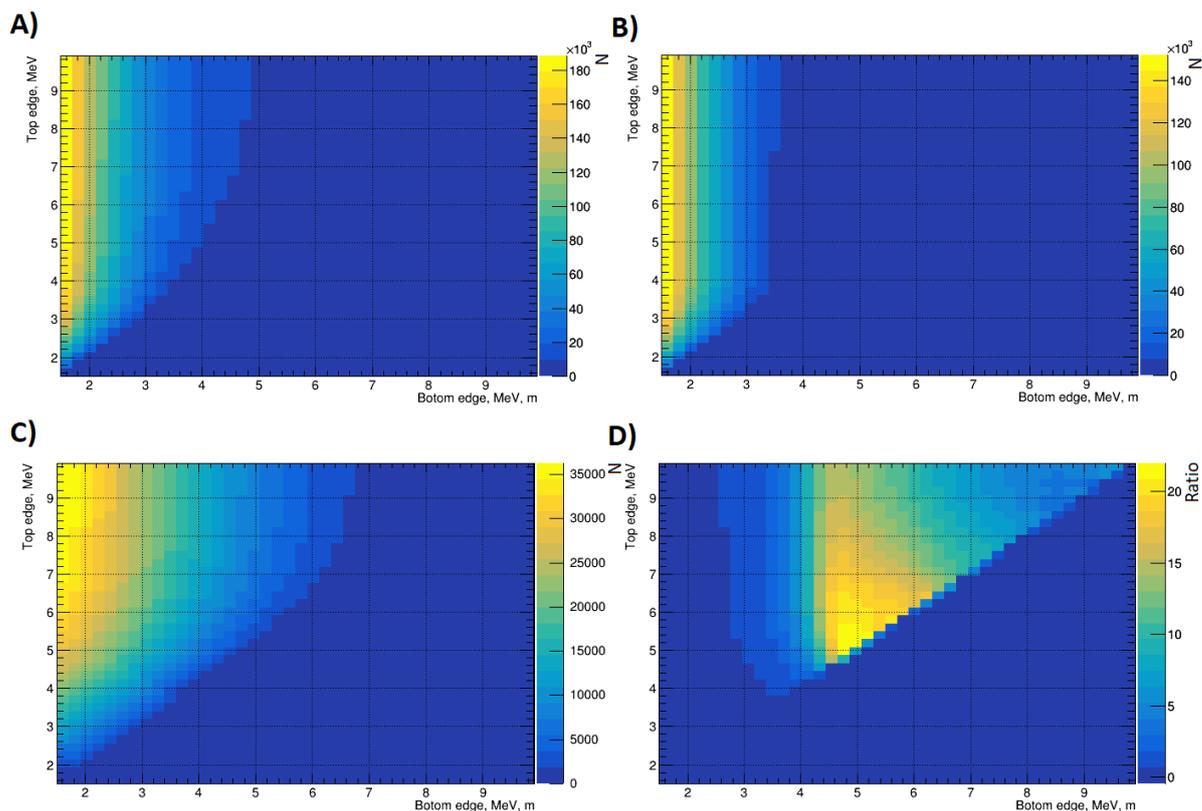


Рисунок 3.10 — Зависимость числа кандидатов на антинейтрино (А), случайного фона (В), их разницы (С) и отношения (D) от нижней и верхней границы на энергию позитрона

позитрона равной 1.5 МэВ (черная звездочка) и при свободной нижней энергии позитрона (красная звездочка)

Из данных рисунков можно сделать следующие выводы. При исследовании спектра позитронов в максимально широком по энергии диапазоне (например, начиная с порога iDREAM 1.5 МэВ), оптимальным диапазоном энергий для события-кандидата на нейтрон является [5,10] МэВ. Это позволяет уменьшить относительную погрешность измерений. При изучении же эффектов, связанных и изменением скорости счёта антинейтрино в ходе топливного цикла, целесообразнее повысить порог на энергию позитрона до 3 МэВ, тем самым, уменьшая относительную ошибку числа событий.

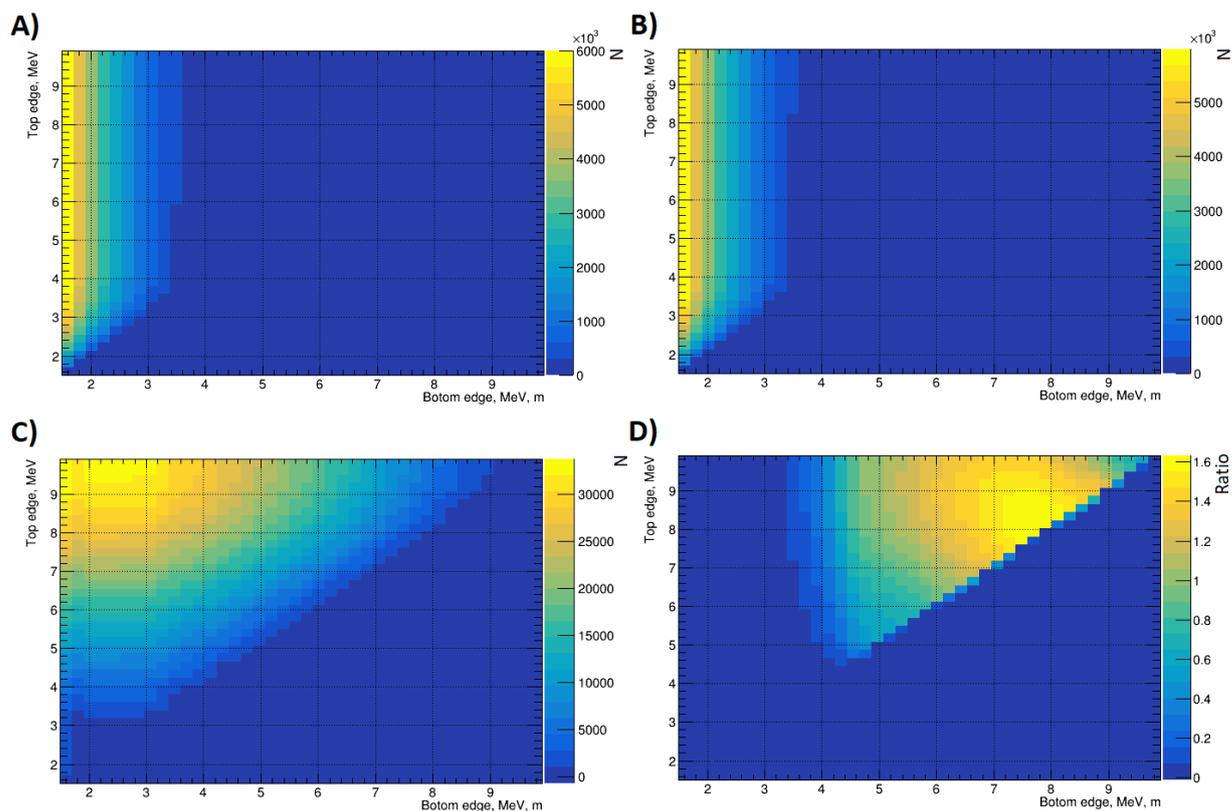


Рисунок 3.11 — Зависимость числа кандидатов на антинейтрино (А), случайного фона (В), их разницы (С) и отношения (D) от нижней и верхней границы на энергию нейтрона

3.5 ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ АНТИНЕЙТРИНО

Эффективность регистрации антинейтрино ϵ можно факторизовать следующим образом:

$$\epsilon = \epsilon_{e^+} \cdot \epsilon_n \cdot \epsilon_t \quad (3.4)$$

где:

- ϵ_{e^+} — эффективность регистрации позитрона, зависящая от выбранного порога на энергию мгновенного события,
- ϵ_n — эффективность регистрации нейтрона, определяемая путем калибровок и/или моделирования методами Монте-Карло отклика детектора к нейтронам,
- ϵ_t — вероятность зарегистрировать нейтрон в окне 100 мкс, которая определяется как $1 - \exp(-t/\tau)$, где τ — время захвата нейтрона в сцинтилляторе детектора.

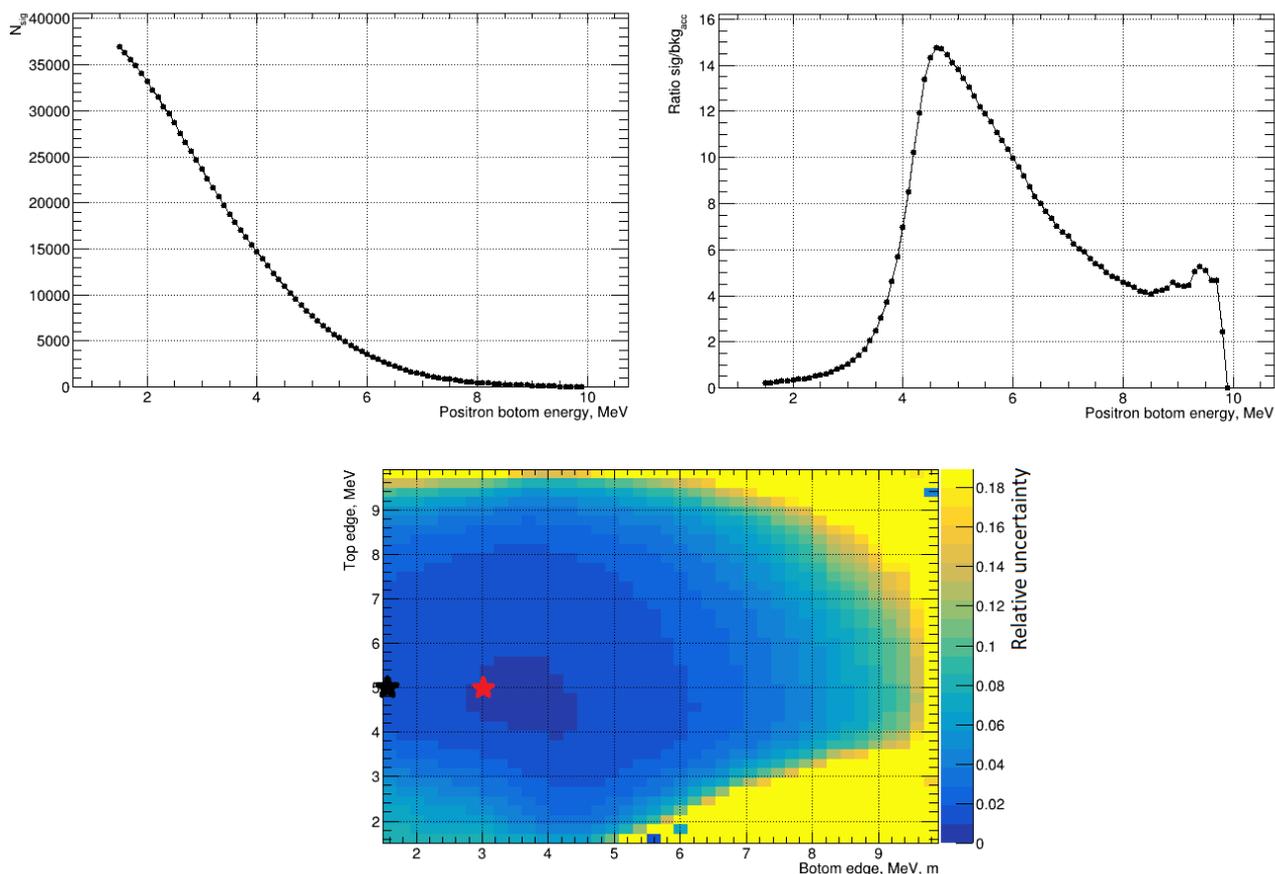


Рисунок 3.12 — Зависимость сигнала (слева сверху) и отношения сигнала к фону (справа сверху) от нижней границы энергии позитрона и зависимость относительного разрешения от нижних границ нейтрона и позитрона (снизу). Звездочками обозначены наилучшее относительное разрешение, при фиксированной нижней энергии позитрона равной 1.5 МэВ (черная звездочка) и при свободной нижней энергии позитрона (красная звездочка)

Эффективность регистрации позитрона определяется как интеграл от спектра позитронов с заданного порога, отнесённый к полному спектру позитронов, как упоминалось выше, он однозначно связан со спектром антинейтрино. Поскольку спектр антинейтрино меняется по мере эволюции топливного цикла, ϵ_{e^+} также будет меняться со временем. Зависимость ϵ_{e^+} для разных порогов на энергию мгновенного события от времени показана на рисунке 3.13.

Эффективность регистрации нейтрона, строго говоря, определяется из Монте-Карло симуляции детектора, однако её можно оценить, изучая кратность событий от источника быстрых нейтронов ^{252}Cf . При своём делении ^{252}Cf испускает в среднем 3.76 ± 0.01 нейтронов [32], однако часть этих нейтронов может покинуть детектор не провзаимодействовав. Отношение полученной экспериментально кратности нейтронов от ^{252}Cf к табличной кратности можно

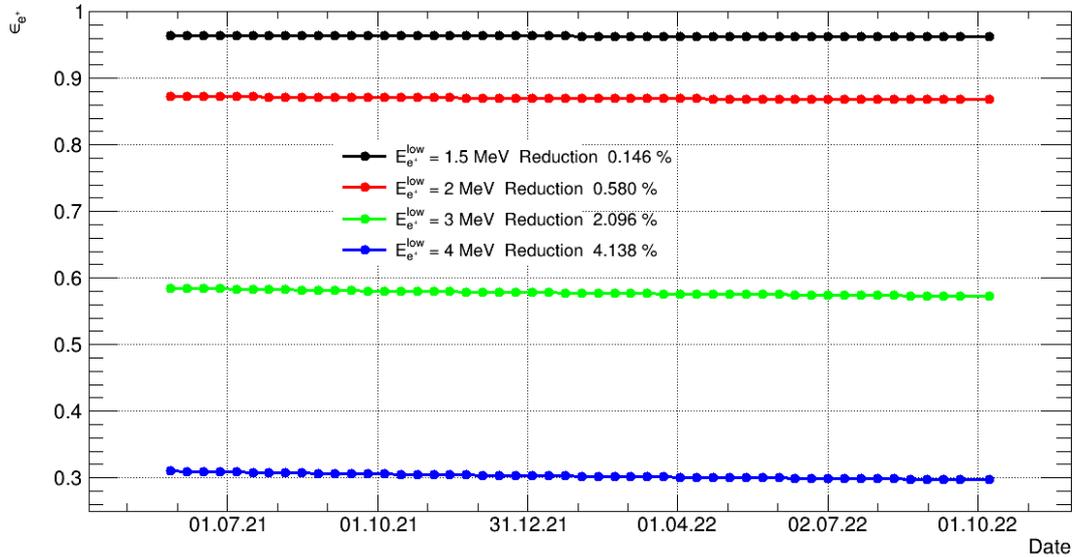


Рисунок 3.13 — Зависимость эффективности регистрации позитрона от времени для разных значений порога на энергию мгновенного события

рассматривать как нулевое приближение для эффективности регистрации нейтрона. Предварительное значение данной эффективности, полученное таким методом составляет $\epsilon_n \approx 0.4$.

Эффективность ограничения на время между событиями при времени захвата нейтрона в детекторе ~ 30 мкс для достаточно большого окна порядка 100 мкс будет порядка 0.95. В табл. 3.1 представлены усредненные за всю кампанию значения полной эффективности регистрации антинейтрино ϵ для разных значений порога на энергию позитрона.

Таблица 3.1 — Средняя эффективность регистрации антинейтрино ϵ для разных значений порога на энергию позитрона

$E_{e^+}^{\text{low}}$ МэВ	ϵ
1.5	0.36 ± 0.016
2	0.33 ± 0.015
3	0.22 ± 0.01
4	0.12 ± 0.005

3.6 ОТБОР СОБЫТИЙ-КАНДИДАТОВ. СКОРОСТЬ СЧЕТА АНТИНЕЙТРИНО В ТЕЧЕНИЕ КАМПАНИИ РЕАКТОРА

Для анализа взаимодействий антинейтрино использовалась статистика, набранная детектором iDREAM в течение 124.4 астрономических суток (102.7 сут. живого времени) набора данных в период включенного реактора и 37 астрономических суток (30.8 сут. живого времени) для выключенного реактора. Как уже отмечалось выше, сигнатурой взаимодействия антинейтрино в жидком сцинтилляторе iDREAM является задержанное совпадение двух событий — сигнал от позитрона (мгновенное) и захвата нейтрона (задержанное). Отбор в данных только задержанных совпадений позволяет существенно снизить фон. На основе анализа эффективности критериев отбора событий-кандидатов, для отбора в данных iDREAM антинейтринных событий были выбраны следующие критерии:

- $E_{e^+} \in [1.5, 8]$ МэВ и $E_n \in [5, 10]$ МэВ;
- $T=100$ мкс — время между мгновенным и задержанным событиями-кандидатами;
- отсутствуют какие-либо события в течение 100 мкс до мгновенного и 100 мкс после задержанного событий-кандидатов.

Для отбрасывания шумов и космических мюонов применялся отбор событий по форме импульса, описанный выше в параграфе 3.3. Данный способ анализа формы сигнала позволяет достаточно эффективно отличать точечные события от мюонных и шумовых.

Для отбора случайных совпадений использовался описанный выше в параграфе 3.2 способ, а именно открывалось 100 окон длительностью $T=100$ мкс с шагом 500 мкс. К случайным наложениям, естественно, применялись те же критерии по энергии, как и к антинейтринным кандидатам. В результате отбора кандидатов на ОБР были получены результаты, представленные на рисунках 3.14 и 3.15. На рисунке 3.14 показана суточная скорость счёта отобранных антинейтринных кандидатов. На графике также показана мощность реактора и теоретически рассчитанное значение скорости счёта для КИ модели спектров реакторных антинейтрино. Разность теоретической и экспериментальной су-

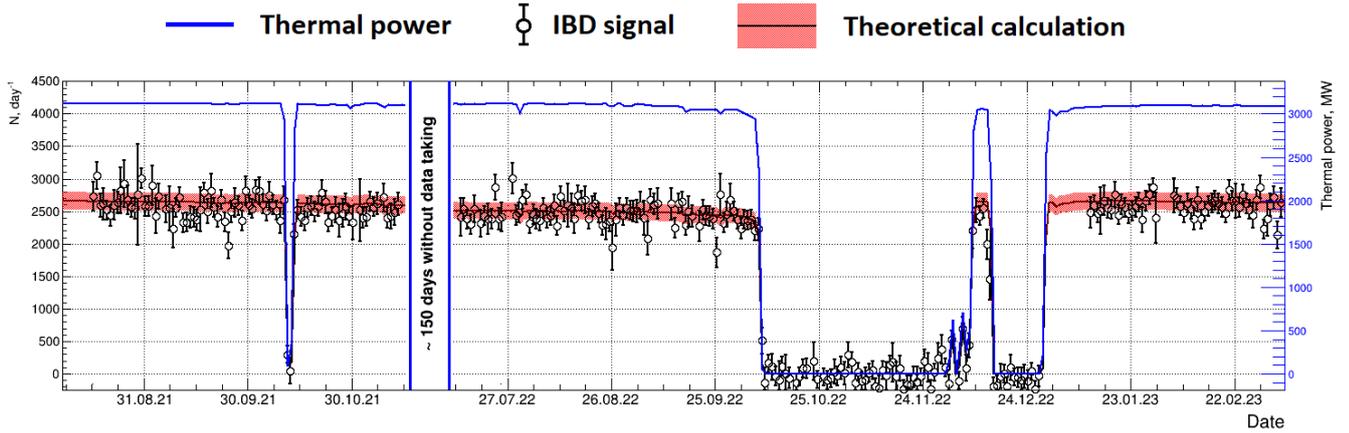


Рисунок 3.14 — Суточная скорость счёта антинейтринных кандидатов детектором iDREAM. Синяя кривая — тепловая мощность 3-го энергоблока

точной скорости счёта детектора представлена на рисунке 3.15, где красным выделена область, соответствующая погрешности теоретического расчёта (1σ). Как следует из рисунка, экспериментальное значение хорошо совпадает с расчетным для эффективности регистрации $\epsilon = 0.36 \pm 0.016$, соответствующей выбранной нижней границе на энергию позитрона $E_{e^+}^{\text{low}} = 1.5$ МэВ.

На рисунке 3.16 представлены измеренные спектр позитронов (сверху слева), спектр захвата нейтронов (сверху справа) и время между ними (снизу). Формы спектров хорошо согласуются с ожидаемыми. На рисунке 3.17 показано

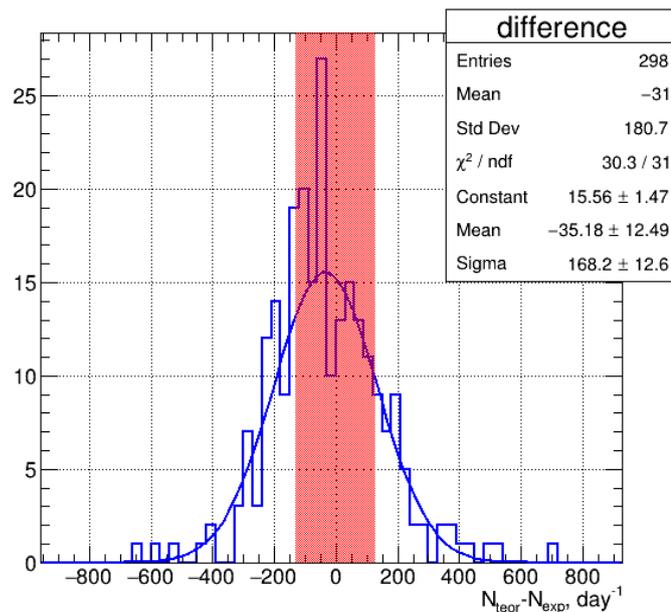


Рисунок 3.15 — Разница между теоретической и экспериментальной суточной скоростью счёта детектора

сравнение экспериментального спектра антинейтрино с теоретическим расчётом, в котором учтены энергетическое разрешение детектора, для 1 МэВ оно равно 11.6% [4], и неоднородность светособирания. Неоднородность светособирания была учтена исходя из предварительных результатов Монте-Карло симуляции. Антинейтрино должны равномерно взаимодействовать по всему объёму детектора, что позволяет сделать следующее приближение, а конкретно положить, что каждая часть детектора будет давать одинаковый по количеству спектр антинейтрино просто сдвинутый по энергии в зависимости от неоднородности светособирания детектора. В соответствии с этим спектр разбивался на большое количество частей с последующим смещением каждой части относительно исходного спектра.

В первом приближении спектры хорошо согласуются друг с другом. Тем не менее, прецизионный анализ спектральных характеристик антинейтринного потока в настоящее время затруднителен, поскольку геометрическая неоднородность светособирания и эффективность регистрации iDREAM находятся в

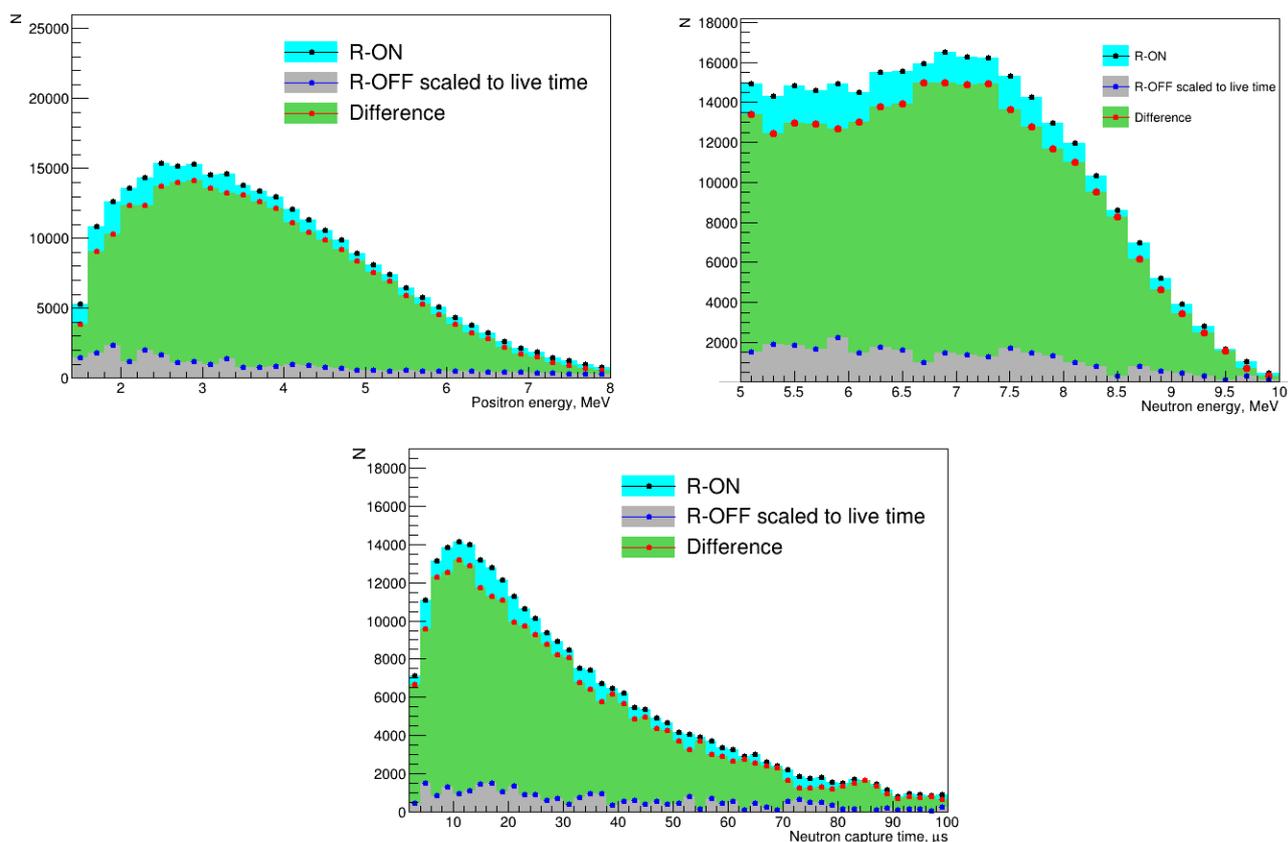


Рисунок 3.16 — Спектр позитронов (сверху слева), спектр захвата нейтронов (сверху справа) и время между ними (снизу)

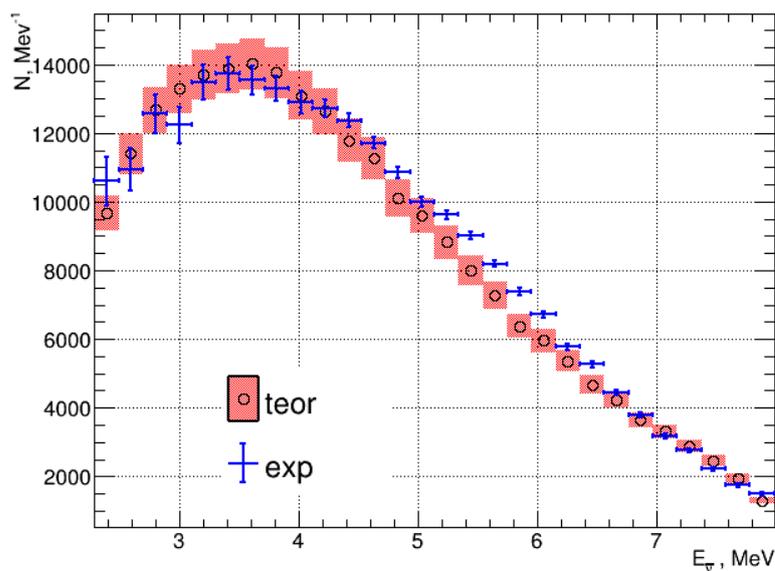


Рисунок 3.17 — Сравнение экспериментального спектра антинейтрино с теоретическим

процессе изучения.

3.7 РАСЧЁТ ВЫХОДА РЕАКЦИИ ОБРАТНОГО БЕТА-РАСПАДА И ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ СЧЁТА ОТ МОЩНОСТИ РЕАКТОРА

Расчёт выхода реакции ОБР на основе экспериментальных данных детектора iDREAM, по сути, является задачей, обратной расчёту скорости счёта детектора. Среднее за данный период времени значение $\langle\sigma\rangle$ вычисляется на основе формулы 3.1 после подстановки в нее измеренной за тот же период времени скорости счёта антинейтрино. Для уменьшения статистической ошибки усреднение делалось по довольно большому периоду сбора данных в 40 астрономических суток. Полученная зависимость $\langle\sigma\rangle$ от меняющейся в ходе кампании доли делений ^{239}Pu представлена на рисунке 3.18. Полученные расчетные значения в пределах погрешностей совпадают как с моделью спектров реакторных антинейтрино KI, так и с моделями НМ и EF.

На рисунке 3.19 также представлены усредненные за 40 дней скорости счёта антинейтрино, взвешенные с выработанной энергоблоком мощностью, в зависимости от доли делений ^{239}Pu . На данном графике хорошо видно падение скорости счёта антинейтрино по мере возрастания доли делений ^{239}Pu в ходе

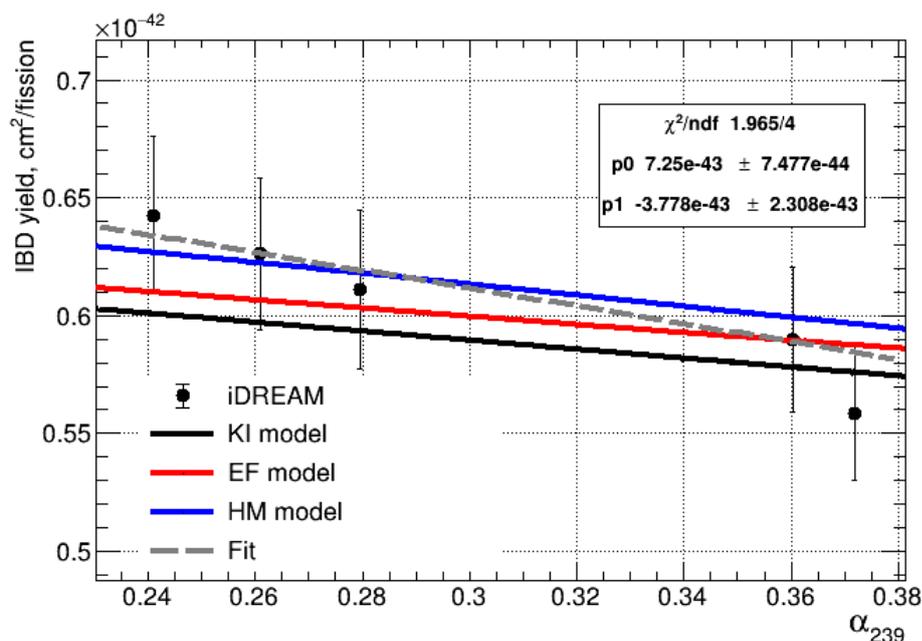


Рисунок 3.18 — Зависимость выхода обратного бета-распада $\langle\sigma\rangle$ от доли делений ^{239}Pu

эволюции топливного цикла. Падение относительно начала сбора данных детектором iDREAM составляет $\approx 7\%$, что согласуется с теоретически ожидаемым изменением потока антинейтрино за тот же период времени.

Также приведём зависимость скорости счёта антинейтрино от мощности реактора, которая показана на рис. 3.20. Для уменьшения статистических оши-

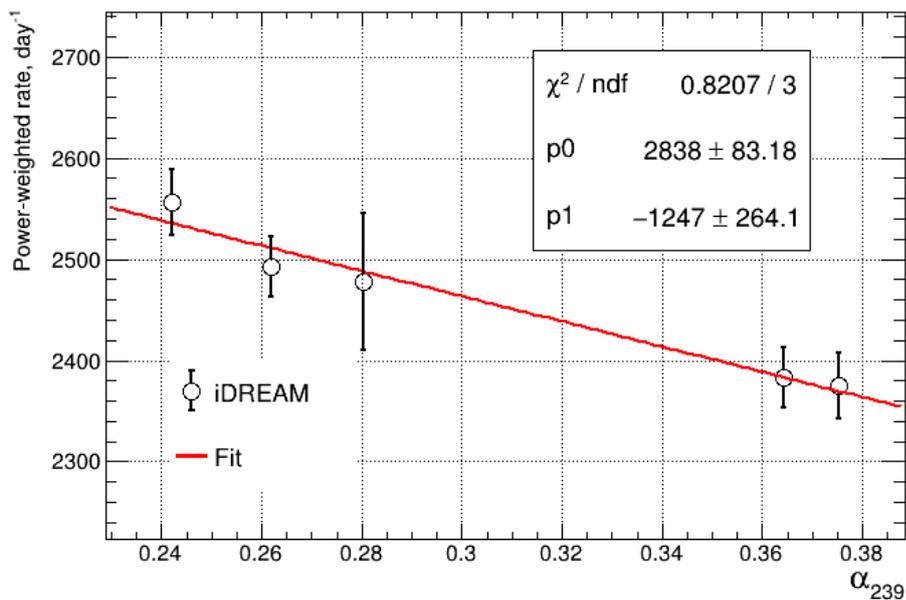


Рисунок 3.19 — Зависимость взвешенной с мощностью скорости счёта антинейтрино от доли делений ^{239}Pu

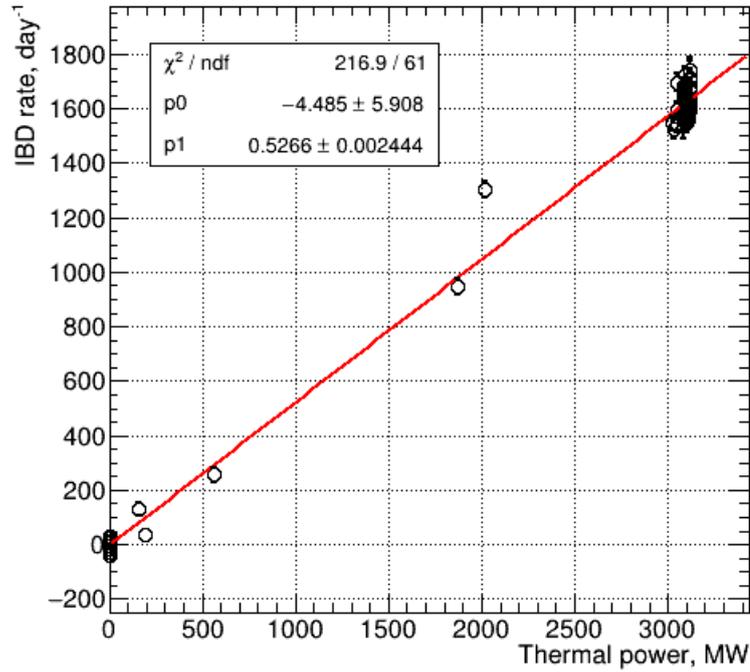


Рисунок 3.20 — Зависимость скорости счёта детектора от мощности реактора

бок на данном графике показана скорость счёта для энергии позитрона в диапазоне от 3 до 8 МэВ, поскольку, как уже отмечалось в разделе посвященном оптимизации параметров отбора 3.4, при повышении порога на позитрон до 3 МэВ достигается наименьшая относительная погрешность скорости счёта. Несмотря на то, что набранная статистика при отличной от номинальной мощности реактора в настоящее время невелика, линейная зависимость между скоростью счёта и мощностью реактора прослеживается достаточно хорошо. Из рисунка также можно определить эффективность регистрации антинейтрино детектором, так как из формулы 3.1 следует, что если пренебречь зависимостью долей деления от времени, ее можно записать в простом виде, а именно:

$$N(t) = k \cdot P_{\text{th}}(t), \quad (3.5)$$

где коэффициент k равен

$$k = \frac{\epsilon N_p}{4\pi L^2} \cdot \frac{\langle \sigma \rangle}{E_f}. \quad (3.6)$$

Выражая из формулы 3.6 ϵ и подставляя средние за кампанию значения выхода реакции обратного бета-распада $\langle \sigma \rangle$ для модели КИ и тепловой энергии деления E_f , получаем для эффективности регистрации антинейтрино $\epsilon = 0.244 \pm 0.004$,

что сходится с теоретическим расчётом данного значения для нижней энергии позитрона $E_{e^+}^{\text{low}} = 3$ МэВ, представленным выше в разделе 3.5.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках настоящего дипломного проекта проведены исследования по двум направлениям: (1) изучение потока антинейтрино от реактора на основе анализа картограмм выгорания топлива в ходе 13-й топливной кампании 3-го энергоблока КАЭС и (2) анализ эволюции топливного цикла 3-го энергоблока на основе набранных нейтринным детектором iDREAM экспериментальных данных. По направлению (1) получены следующие основные результаты:

- Рассчитан поток антинейтрино и его спектр. Рассчитан изотопный состав спектра и изменение изотопного состава в ходе кампании.
- Рассчитано детальное изменение потока антинейтрино и его спектра вызванное изменением изотопного состава топлива. Показано, что из-за перераспределения относительных мощностей ТВС в АЗ в течение кампании, скорость счета антинейтрино падает нелинейно.
- Рассчитана анизотропия потока антинейтрино от реактора, вызванная его геометрическими размерами и распределением энерговыделения и выгорания по объёму АЗ, а также её зависимость от времени и расстояния до центра АЗ.
- Получена оценка изменения потока и спектра антинейтрино относительно потока и спектра, рассчитанных в приближении точечной АЗ. Показано, что обнаруженная анизотропия может имитировать эффект осцилляций антинейтрино в стерильное состояние напрямую или давать вклад в измеряемые параметры осцилляций.

По направлению (2) получены следующие основные результаты:

- Проведен анализ методик измерения случайного фона для нейтринного детектора iDREAM.
- Измерена скорость счёта космических мюонов и космогенных нейтронов при включенном и выключенном реакторе. Показано, что число регистрируемых детектором мюонов и связанных с ними нейтронов не зависит от состояния реактора (ON/OFF); коррелированный фон iDREAM не зави-

сит от состояния реактора.

- Изучена эффективность критериев отбора событий-кандидатов на взаимодействие антинейтрино по обратному бета-распаду. Получена зависимость суточной скорости счёта антинейтрино от времени. Показано, что измерения iDREAM демонстрирует хорошее согласие с теоретическими расчетами.
- Измерен выход реакции обратного бета-распада, который находится в согласии с имеющимися моделями спектров реакторных антинейтрино.
- Измерено связанное с выгоранием топлива падение скорости счёта антинейтрино детектором iDREAM, которое составило $\approx 7\%$ за время набора данных детектором в период с августа 2021 по октябрь 2022 года (с 81 по 510 эффективные сутки). Эта величина находится в согласии с ожидаемой на основе имеющихся моделей спектров реакторных антинейтрино. Исследована зависимость скорости счёта антинейтрино от мощности реактора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. IAEA, Final report: Focused Workshop on Antineutrino Detection for Safeguards Applications, IAEA Headquarters, Vienna, Austria. — 28-30 October 2008.
2. *Боровой А. А., Микаэлян Л. А.* Возможности практического использования нейтрино // Атомная энергия. — 1978. — Т. 44, № 6. — С. 508–511.
3. Дистанционное измерение мощности и энерговыработки реактора нейтринным методом / Ю. В. Климов [и др.] // Атомная энергия. — 1994. — Т. 76, № 2. — С. 123–127.
4. iDREAM: industrial Detector of REactor Antineutrinos for Monitoring at Kalinin nuclear power plant / A. Abramov [et al.] // JINST. — 2022. — Vol. 17, no. 09. — P09001. — arXiv: 2112.09372 [physics.ins-det].
5. Uncertainties in the Anti-neutrino Production at Nuclear Reactors / Z. Djurcic [et al.] // J. Phys. G. — 2009. — Vol. 36. — P. 045002. — arXiv: 0808.0747 [hep-ex].
6. Uncertainty analysis of fission fraction for reactor antineutrino experiments / X. B. Ma [et al.] // Mod. Phys. Lett. A. — 2016. — Vol. 31, no. 20. — P. 1650120. — arXiv: 1405.6807 [nucl-ex].
7. *Ma X. B., Qiu R. M., Chen Y. X.* New Monte Carlo-based method to evaluate fission fraction uncertainties for the reactor antineutrino experiment // Nucl. Phys. A. — 2017. — Vol. 958. — P. 211–218. — arXiv: 1607.02894 [hep-ex].
8. *Жук М. М., Казакова Н. В.* Расчетные погрешности измерительных каналов УВС и СВРК, определение точности поддержания параметров реакторной установки в стационарном режиме работы по ВМПО "Хортица". — 1993.

9. *Макаров С. В., Богачек Л. Н., Бай В. Ф.* Отчет по обоснованию точности определения средневзвешенной тепловой мощности реактора блока №3 Калининской АЭС. — 2008.
10. *Sanders C. E., Gauld I. C., Commission. U. N. R.* Isotopic analysis of high-burnup PWR spent fuel samples from the Takahama-3 reactor [microform] / prepared by C.E. Sanders, I.C. Gauld. — Division of Systems Analysis, Regulatory Effectiveness, Office of Nuclear Regulatory Research, U.S. Nuclear Regulatory Commission Washington, DC, 2003. — P. 1 v.
11. Simulation of Low-Enriched Uranium (LEU) Burnup in Russian VVER Reactors with the HELIOS Code Package / B. Murphy [et al.]. — 2000.
12. *Копейкин В., Микаэлян Л., Синева В.* Reactor as a source of antineutrinos: Thermal fission energy // Phys. Atom. Nucl. — 2004. — Vol. 67. — P. 1892–1899. — arXiv: hep-ph/0410100.
13. Improved calculation of the energy release in neutron-induced fission / X. B. Ma [et al.] // Phys. Rev. C. — 2013. — Vol. 88, no. 1. — P. 014605. — arXiv: 1212.6625 [nucl-ex].
14. *Копейкин В., Попов Д., Скорохватов М.* Энерговыделение делящихся изотопов урана и плутония в активной зоне ядерного реактора // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. — 2022. — Вып. 5.
15. Improved predictions of reactor antineutrino spectra / T. A. Mueller [et al.] // Phys. Rev. C. — 2011. — Vol. 83, issue 5. — P. 054615.
16. *Huber P.* On the determination of anti-neutrino spectra from nuclear reactors // Phys. Rev. C. — 2011. — Vol. 84. — P. 024617. — arXiv: 1106.0687 [hep-ph] ; — [Erratum: Phys.Rev.C 85, 029901 (2012)].
17. DETERMINATION OF THE ANTI-NEUTRINO SPECTRUM FROM U-235 THERMAL NEUTRON FISSION PRODUCTS UP TO 9.5-MEV / K. Schreckenbach [et al.] // Phys. Lett. B. — 1985. — Vol. 160. — P. 325–330.
18. Anti-neutrino Spectra From ^{241}Pu and ^{239}Pu Thermal Neutron Fission Products / A. A. Hahn [et al.] // Phys. Lett. B. — 1989. — Vol. 218. — P. 365–368.

19. *Von Feilitzsch F., Hahn A. A., Schreckenbach K.* Experimental beta spectra from Pu-239 and U-235 thermal neutron fission products and their correlated anti-neutrinos spectra // *Phys. Lett. B.* — 1982. — Vol. 118. — P. 162–166.
20. Updated Summation Model: An Improved Agreement with the Daya Bay Antineutrino Fluxes / M. Estienne [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2019. — Vol. 123, no. 2. — P. 022502. — arXiv: 1904.09358 [nucl-ex].
21. *Kopeikin V., Skorokhvatov M., Titov O.* Reevaluating reactor antineutrino spectra with new measurements of the ratio between U235 and Pu239 β spectra // *Phys. Rev. D.* — 2021. — Vol. 104, no. 7. — P. L071301. — arXiv: 2103.01684 [nucl-ex].
22. 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 / N. Haag [et al.]. — 2014. — arXiv: 1405.3501 [nucl-ex].
23. *Kopeikin V. I., Panin Y. N., Sabelnikov A. A.* 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.* — 2021. — Vol. 84, no. 1. — P. 1–10.
24. Evolution of the Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at Daya Bay / F. P. An [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2017. — Vol. 118, no. 25. — P. 251801. — arXiv: 1704.01082 [hep-ex].
25. Accurate Measurement of the Electron Antineutrino Yield of ^{235}U Fissions from the STEREO Experiment with 119 Days of Reactor-On Data / H. Almazán [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2020. — Vol. 125, no. 20. — P. 201801. — arXiv: 2004.04075 [hep-ex].
26. *Strumia A., Vissani F.* Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section // *Phys. Lett. B.* — 2003. — Vol. 564. — P. 42–54. — arXiv: astro-ph/0302055.
27. *Фаянс С. А.* Радиационные поправки и эффекты отдачи в реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ при низких энергиях // *Ядерная физика.* — 1985. — Т. 42, 4(10). — С. 929–940.

28. *Vogel P.* Analysis of the antineutrino capture on protons // *Phys. Rev. D.* — 1984. — Vol. 29, issue 9. — P. 1918–1922.
29. Investigation of antineutrino spectral anomaly with reactor simulation uncertainty / X. B. Ma [et al.] // *Nucl. Instrum. Meth. A.* — 2018. — Vol. 906. — P. 97–102. — arXiv: 1705.10867 [physics.ins-det].
30. DANSS: Detector of the reactor AntiNeutrino based on Solid Scintillator / I. Alekseev [et al.] // *JINST.* — 2016. — Vol. 11, no. 11. — P11011. — arXiv: 1606.02896 [physics.ins-det].
31. Measurement of electron antineutrino oscillation based on 1230 days of operation of the Daya Bay experiment / F. P. An [et al.] // *Phys. Rev. D.* — 2017. — Vol. 95, no. 7. — P. 072006. — arXiv: 1610.04802 [hep-ex].
32. *Santi P. A., Miller M. B.* Reevaluation of Prompt Neutron Emission Multiplicity Distributions for Spontaneous Fission // *Nuclear Science and Engineering.* — 2008. — Vol. 160. — P. 190–199.