

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский ядерный университет
«МИФИ»

УДК 539.123

ОТЧЕТ
О НАУЧНО ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ:
РАСЧЁТ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО АНТИНЕЙТРИННОГО
СПЕКТРА ДЛЯ ДЕТЕКТОРА iDREAM ОТ РЕАКТОРА №3
КАЛИНИНСКОЙ АЭС

Научный руководитель

к.ф.-м.н., доцент

_____ Е. А. Литвинович

Выполнил

_____ И. Н. Жутиков

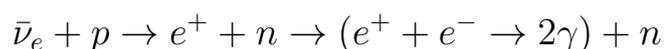
Москва 2021

Оглавление

1	Введение	2
2	Детектор iDREAM	3
3	Анализ данных реактора для определения зависимости числа делений от времени	5
3.1	Исходные данные	5
3.2	Анализ картограмм с данными по реактору	6
3.3	Связь эффективного времени с астрономическим	8
3.4	Эволюция долей деления в ходе топливного цикла	9
4	Расчёт теоретического спектра антинейтрино	10
4.1	Средняя тепловая энергия	11
4.2	Среднее сечение обратного бета-распада	12
4.3	Способы расчёта спектра антинейтрино от реактора	14
4.3.1	Усреднение по всей активной зоне реактора	14
4.3.2	Усреднение по высоте для каждой ТВС	14
4.3.3	Учет распределения выгорания и относительной мощности по высоте	16
5	Сравнение и анализ результатов расчёта	18
6	Зависимость спектра антинейтрино от времени	21
7	Заключение	24
	Список использованных источников	24

1 Введение

Стремительное развитие технологий в наше время делает возможным вещи которые раньше воспринимались только как чересчур идеализированные модели, свободный полёт фантазии невозможный в реальности. К таким вещам можно отнести и использование нейтрино в практических, "бытовых" целях, например для наблюдением за работой реактора [1], ведь нейтрино далеко не самая легко наблюдаемая частица. Тем не менее за последние десятилетия было проведено множество экспериментов с реакторными антинейтрино использовавшими различные реакции такие как: рассеяние на электронах MUNU [2], взаимодействие с дейтроном [3] и обратный бета-распад (IBD) Daya Bay [4], RENO [5], KamLAND [6], Double Chooz [7], которые позволили лучше изучить как саму физику, природу нейтрино, так и методику их регистрации. По итогу накопленный багаж знаний и технологий на сегодняшний день позволяет создавать, еще недавно казавшиеся невозможными, весьма миниатюрные детекторы для наблюдения за работой реактора. Наблюдение же нейтрино на таких детекторах осуществляется за счёт реакции обратного бета-распада, имеющую на порядок большее сечение чем рассеяние на электронах, да и к тому же позволяющую измерять энергию налетающего нейтрино.



Данная реакция имеет еще и ту существенную особенность, что она даёт пару событий скоррелированных во времени, что в свою очередь позволяет отсеять большую часть случайных совпадений. Тот же факт, что данная реакция позволяет измерять не только количество нейтрино, как то же рассеяние на электронах, но и их энергетический спектр, открывает возможность так же и для определения состава топлива в реакторе, и как следствие для более рационального его использования.

Успешным прототипом такого детектора является iDREAM (Industrial Detector of REactor Antineutrinos for Monitoring). Данный детектор расположен в 20 метрах от активной зоны ректора на Калининской атомной станции. В ходе сбора данных при вводе его в эксплуатацию были получе-

ны первые результаты работы детектора которые, помимо непосредственного наблюдения антинейтрино от реактора на нём, позволили примерно, приняв упрощение что горит только U^{235} , измерить саму мощность реактора. Для точного расчёта мощности необходимо знать зависимости долей деления основных изотопов в активной зоне реактора от времени, что так же необходимо и для расчёта спектра нейтрино от реактора и так же будет получено в данной работе.

Близкое же расположение данного детектора к активной зоне реактора делает возможным его применение не только в практических целях, наблюдение за работой реактора, но и для более фундаментальных целей таких как наблюдение осцилляций нейтрино в стерильное состояние. Для данной задачи как раз является необходимым получение теоретического спектра антинейтрино от реактора для последующего его сравнения со спектром полученным детектором.

2 Детектор iDREAM

Сам 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. Так же для улучшения эффективности светосбора стенки внутреннего бака покрыты светоотражающей пленкой. Эта часть детектора, ограниченная внутренним баком и мембраной, заполнена жидким сцинтиллятором на основе линейного алкилбензола (LAB) с добавлением гадолиния, для увеличения сечения захвата нейтронов, и служит в качестве мишени (TG) для детектора. Над мишенью расположены 16 фотоумножителей погруженных в чистый LAB, который служит в качестве буфера, защищающего мишень от радиоактивных загрязнений в фотоумножителях. 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

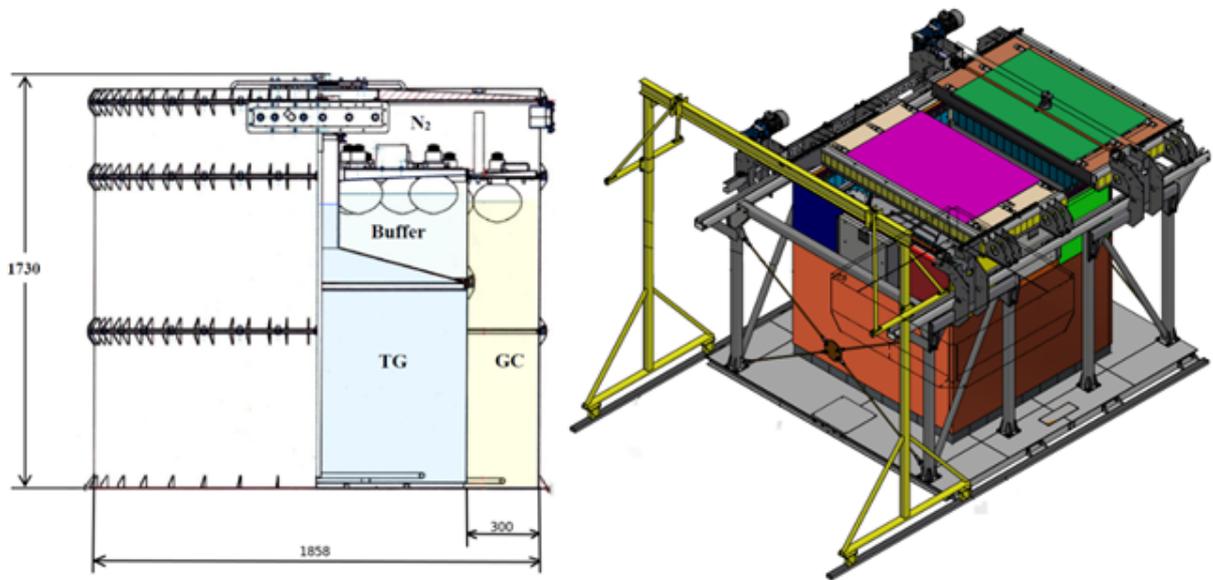


Рисунок 1 — Устройство детектора iDREAM

от мишени, заполнен чистым сцинтиллятором, таким же как в мишени но без добавления гадолиния, он служит как в качестве активной защиты против гамма-излучения (GC), так и для увеличения эффективности регистрации продуктов IBD которые покидают мишень. За данным объёмом наблюдают еще 12 ФЭУ расположенных сверху. Вся данная конструкция сверху закрывается герметичной крышкой так же сделанной из нержавеющей стали. Для дополнительной защиты от гамма-излучения и нейтронов, которые могут имитировать сигнал от IBD, сам детектор снизу и по сторонам обложен несколькими слоями простого и борированного полиэтилена. Сверху же расположены две раздвижные двери, предоставляющие доступ к детектору. Они проложены свинцовыми пластинами и несколькими слоями полиэтилена, так же на каждой из этих дверей расположен сцинтиллятор в виде пластины из полиметилметакрилата, к которому прикреплено еще 6 фотоумножителей. Данные пластины служат для защиты детектора от вертикально падающих на детектор мюонов, защита от горизонтально падающих мюонов обеспечена GC. Всего в iDREAM используется примерно 1 тонна сцинтиллятора, за которой наблюдают 28 фотоумножителей. Схематическое устройство iDREAM и весь детектор в сборе показаны на рисунке 1.

3 Анализ данных реактора для определения зависимости числа делений от времени

Определение того как зависят от времени доли делений основных изотопов в реакторе, а именно U^{235} , U^{238} , Pu^{239} и Pu^{241} , является необходимой задачей как для расчёта антинейтринного спектра от реактора, так и, как уже отмечалось выше, для точного расчёта мощности реактора через поток антинейтрино.

3.1 Исходные данные

Для дальнейших расчётов использовались реальные данные реактора по текущей кампании. 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%. Из этих 163 ТВС 67 новых, использующихся только первый год, 65 использующихся уже второй год и, соответственно, 31 сборка использующаяся уже третий год. Эволю-

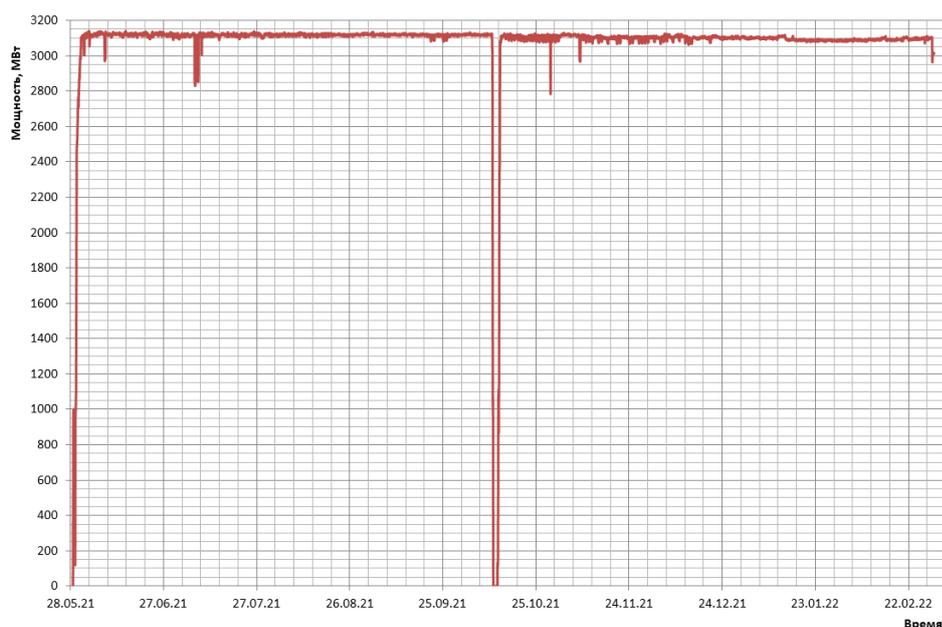


Рисунок 2 — График мощности реактора №3 Калининской АЭС.

ция топливного цикла за период в 250.2 дня с начала кампании 28.05.2021 до 2.02.2022 была смоделирована в программе БИПР-7А на основе реального графика мощности реактора представленного на рисунке 2. Так же использовались теоретические зависимости долей деления основных изотопов, U^{235} , U^{238} , Pu^{239} и Pu^{241} , от глубины выгорания для каждого из типов топлива, предоставленные на рисунке 3.

3.2 Анализ картограмм с данными по реактору

Результатом расчётов программы БИПР-7А являются следующего вида картограммы показанные на рисунке 4. В них указаны как общие данные по ТВС такие как тип топлива, срок эксплуатации сборки (рис. 4 слева) так и расчётные значения основных параметров таких как средняя по высоте глубина выгорания, средняя по высоте относительная мощность, мощность относительная к номинальной мощности примерно в 19 МВт, а так же падение температуры и концентрация самария (рис. 4 справа). Соответственно картограммы последнего вида представлены для различных значений эффективного времени, давая тем самым зависимость этих па-

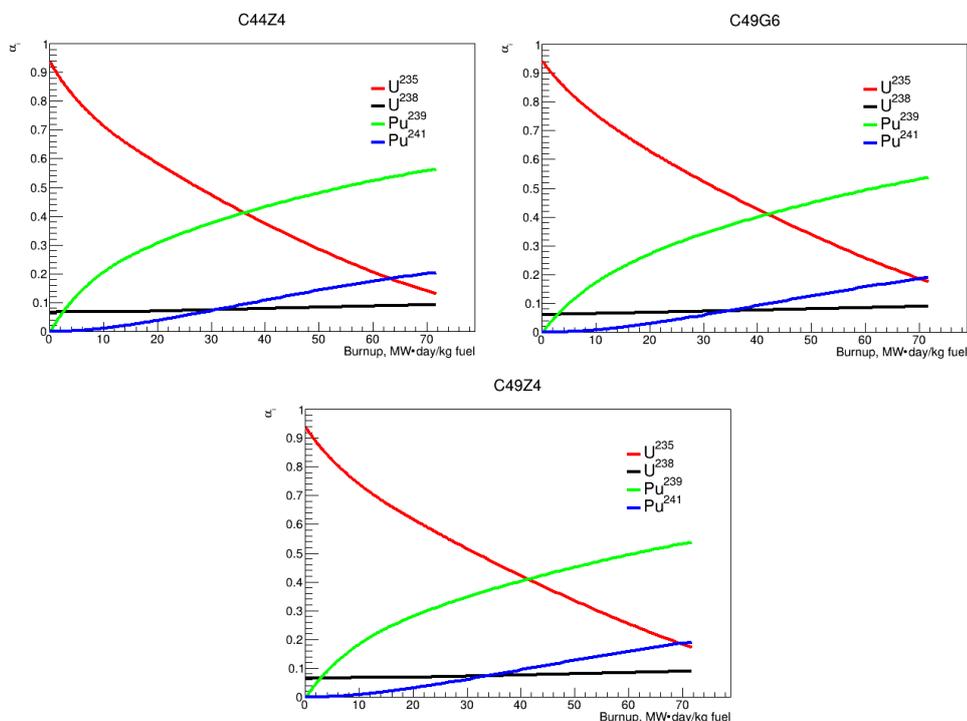


Рисунок 3 — Теоретические зависимости долей деления от глубины выгорания для различных сортов топлива

158 159 160 161 162 163 C4906 C4906 C4906 C4906 C4906 C4906 4.92 4.92 4.92 4.92 4.92 4.92 3.00 3.00 3.00 3.00 3.00 3.00	158 159 160 161 162 163 C4906 C4906 C4906 C4906 C4906 C4906 4.92 4.92 4.92 4.92 4.92 4.92 3.00 3.00 3.00 3.00 3.00 3.00	158 159 160 161 162 163 C4906 C4906 C4906 C4906 C4906 C4906 4.92 4.92 4.92 4.92 4.92 4.92 3.00 3.00 3.00 3.00 3.00 3.00	158 159 160 161 162 163 C4906 C4906 C4906 C4906 C4906 C4906 4.92 4.92 4.92 4.92 4.92 4.92 3.00 3.00 3.00 3.00 3.00 3.00	158 159 160 161 162 163 C4906 C4906 C4906 C4906 C4906 C4906 4.92 4.92 4.92 4.92 4.92 4.92 3.00 3.00 3.00 3.00 3.00 3.00	158 159 160 161 162 163 C4906 C4906 C4906 C4906 C4906 C4906 4.92 4.92 4.92 4.92 4.92 4.92 3.00 3.00 3.00 3.00 3.00 3.00
--	--	--	--	--	--

148
C4966
4.92
3.00

Номер ТВС
Тип топлива
Обогащение топлива в %
Год эксплуатации

148
41.18
0.51
10.13
1.08

Номер ТВС
Средняя глубина выгорания
Средняя относительная мощность
Падение температуры
Концентрация самария

Рисунок 4 — Картограммы с данными о ТВС

раметров от времени. По итогу из предоставленных данных по реактору были получены зависимости средней по высоте глубины выгорания и средней по высоте относительной мощности для каждой ТВС в зависимости от эффективного времени. На графике 5 показаны данные зависимости для трех ТВС, имеющих одинаковый топливный состав, но использующихся разный период времени. На нем видно как значения выгорания увеличиваются со временем, что естественно и ожидаемо, а также как они отличаются для новых ТВС, использующихся только первый год и более старых использующихся уже два и три года соответственно. Относительная же

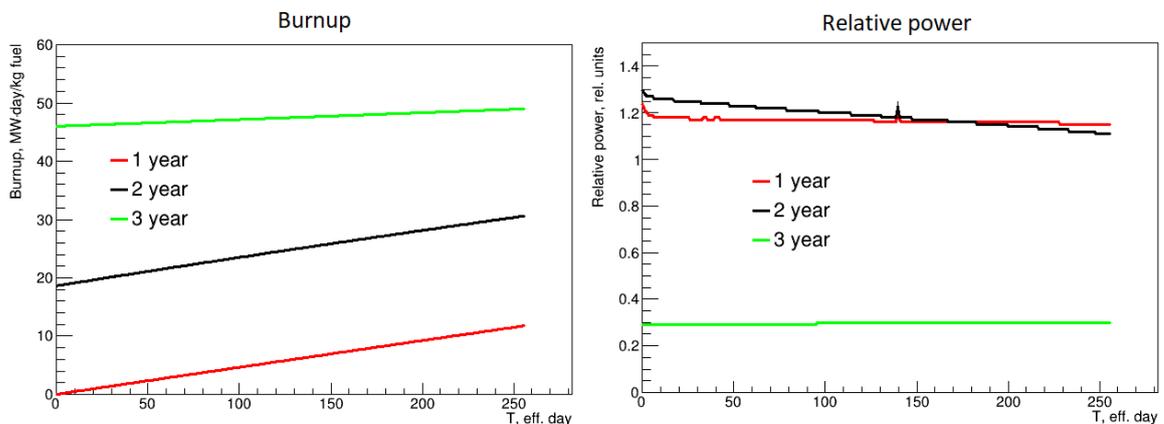


Рисунок 5 — Зависимость средней глубины выгорания (слева) и средней относительной мощности (справа) от эффективного времени для ТВС, использующихся различное время

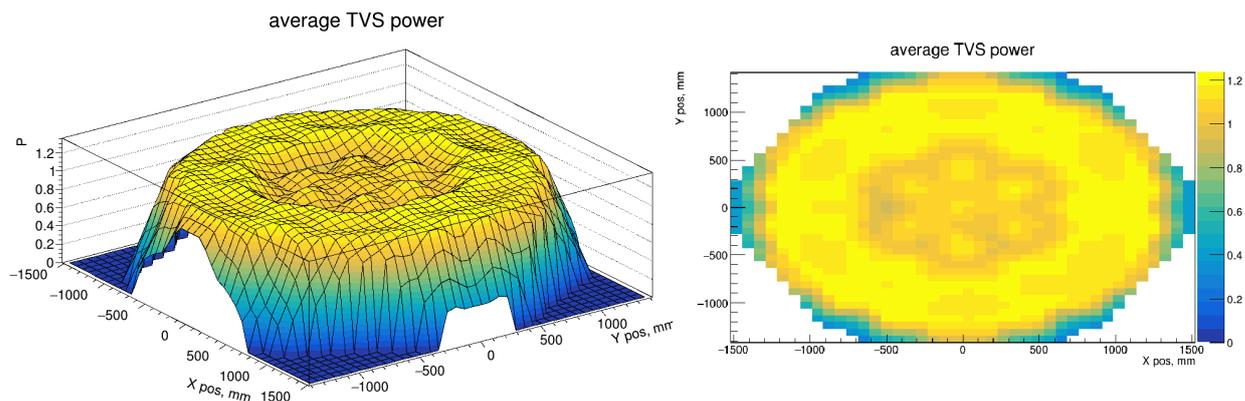


Рисунок 6 — Относительной мощность каждой ТВС в зависимости от ее положения относительно центра активной зоны

мощность каждой ТВС в большей степени определяется ее положением в активной зоне реактора и достаточно слабо меняется с течением времени. Зависимость средней относительной мощности от положения ТВС в активной зоне приведена на графике 6

3.3 Связь эффективного времени с астрономическим

Все полученные ранее параметры реактора зависят от эффективного времени, которое естественно удобнее использовать при расчётах данных реактора, и связанных с ним величин, так как оно не учитывает флуктуации связанные с изменениями мощности. Однако сам детектор работает именно с астрономическим временем, и все данные его имеют привязку к нему, что делает необходимым получить связь между эффективным и астрономическим временами для корректного сравнения данных детектора с расчётными данными. Здесь стоит упомянуть, что эффективные сутки это время за которое реактор вырабатывает энергию, равную энергии, которую он бы выделил если работал целые сутки на номинальной мощности. Это время может идти как медленнее, например, если реактор останавливали и астрономическое время продолжало идти, в то время как эффективное время остановилось, так и наоборот быстрее, если реактор работает на мощности больше номинальной. Для получения данной зависимости использовался график мощности реактора показанный на рисунке 2, данный график

интегрировался и это значение делилось на номинальную мощность реактора. По итогу получена следующая зависимость между эффективным и астрономическим временем, она показана на рисунке 7. На данном графике можно заметить небольшой скачок при эффективном времени примерно равном 140 суток он соответствует остановке реактора в октябре. Поскольку, в среднем, реактор работает на мощности, на 3-4% выше номинальной, опять же в среднем, одни эффективные сутки немного короче астрономических примерно на те же 3-4%, всего на 256 эффективных суток, на которые имеются данные по реактору, приходится 250.2 астрономических дня.

3.4 Эволюция долей деления в ходе топливного цикла

Объединяя, полученные выше, зависимости глубины выгорания для каждой ТВС и теоретические зависимости долей деления от глубины выгорания, а также переведя эффективное время в астрономическое были получены следующие зависимости долей деления от времени, изображенные на рисунке 8. На данном рисунке также представлены расчёты для трех сборок, имеющих один тип топлива, но различающихся сроком эксплуатации. Так как данных за три года эксплуатации для одной и той же ТВС у нас нет, примерное поведение долей деления можно увидеть если последовательно соединить эти графики, однако, вообще говоря, данные графики получены для разных ТВС и их не корректно так последователь-

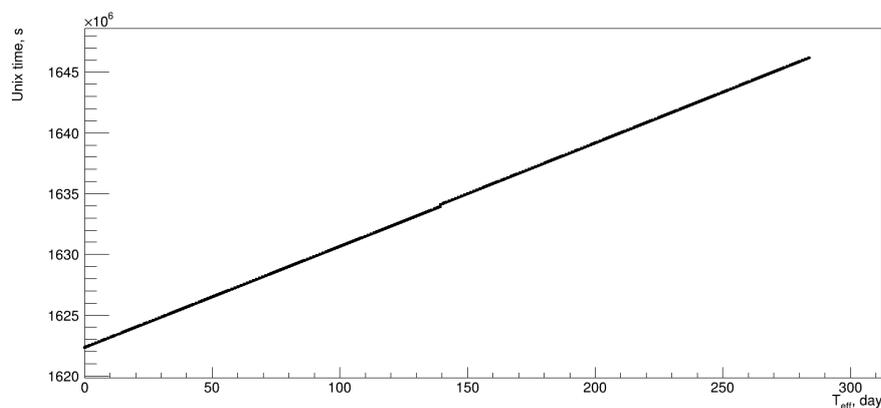


Рисунок 7 — Связь эффективного времени и астрономического

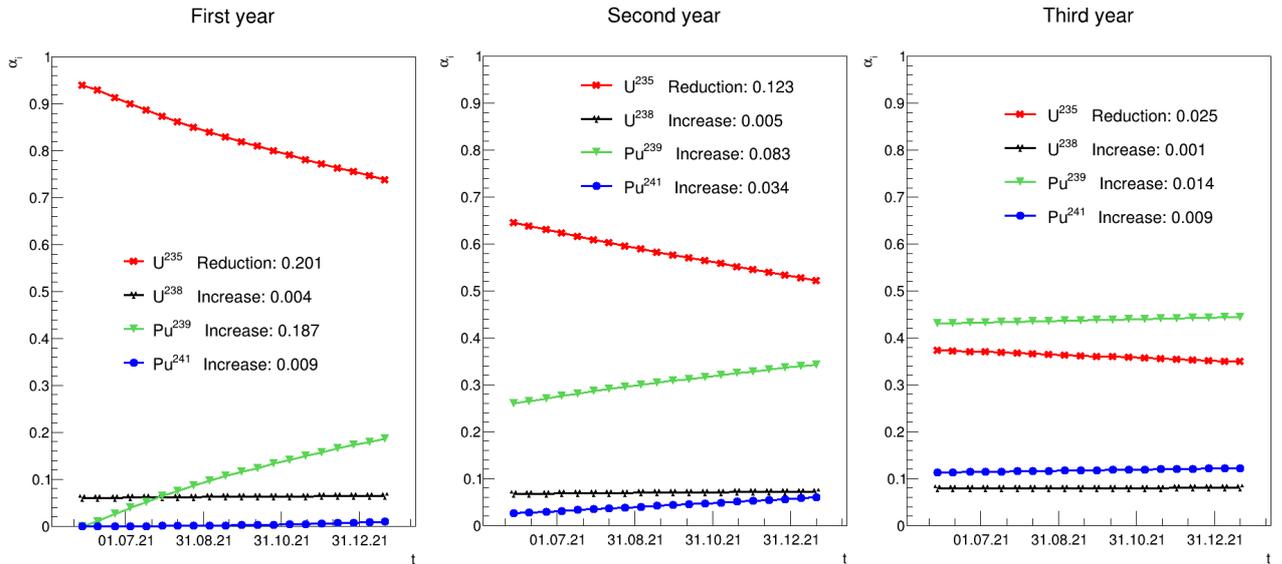


Рисунок 8 — Зависимость долей деления для трех ТВС имеющих один тип топлива, но различающихся сроком эксплуатации

но соединять друг с другом, но примерно увидеть как меняются доли за три года эксплуатации можно. Из рисунка видно, что в целом, как и ожидалось, наибольшее изменение происходит для новых сборок, для них больше всего падает доля деления U^{235} примерно на 21% и соответственно сильнее всего растут доли деления Pu^{239} . Доли же деления U^{238} и Pu^{241} меняются слабо на протяжении всей кампании. Стечением кампании падение долей деления U^{235} замедляется примерно до 6.5% и также, соответственно, замедляется рост долей деления всех остальных изотопов.

4 Расчёт теоретического спектра антинейтрино

Спектр антинейтрино можно рассчитать по следующей формуле

$$N_{det}(E) = \frac{\epsilon}{4\pi L^2} \cdot N_p \cdot \int_{T_{start}}^{T_{end}} \frac{P_{th}(t)}{E_f(t)} \cdot \langle \sigma(t) \rangle dt. \quad (1)$$

В этой формуле ϵ - эффективность регистрации детектором $\bar{\nu}_e$ в реакции обратного бета-распада, L - расстояние до детектора, N_p - количество протонов в мишени детектора, P_{th} - тепловая мощность реактора, E_f - средняя тепловая энергия, выделяющаяся в активной зоне на одно деление,

$\langle\sigma\rangle$ - среднее сечение обратного бета-распада, и границы по времени T_{start} и T_{end} соответствуют началу и концу периода наблюдения. Для iDREAM $\epsilon = 0.22 \pm 0.01$, $N_p = (7.03 \pm 0.01) \cdot 10^{28}$, и время начала кампании T_{start} имеет дату 28.05.2021 19:59:47, а конец имеющихся данных по реактору T_{end} дату 02.02.2022 19:25:15.

Формулу 1 можно весьма просто интерпретировать следующим образом, а именно суммарное количество энергии делиться на энергию, выделяющуюся в одном акте деления, тем самым получается число делений, которое умножается на спектр антинейтрино от одного деления, что по итогу даёт полный спектр антинейтрино от реактора.

4.1 Средняя тепловая энергия

Средняя тепловая энергия, энергия приходящаяся на одно деление в активной зоне реактора, E_f выражается через тепловые энергии делящихся изотопов как

$$E_f = \sum_i \alpha_i E_i, \quad (2)$$

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. Значения тепловой энергии деления для всех изотопов взяты из [8] и приведены в таблице 1. Средняя тепловая энергия весьма интересно меняется со временем, её зависимость от эффективного времени показана на графике 9. На данном графике показаны зависимости также для трёх ТВС различающихся сроком эксплуатации. 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 изотопа U^{235} и нарабатывания остальных изотопов U^{238} , Pu^{239} и Pu^{241} имеющих большую тепловую энергию деления чем у U^{235} .

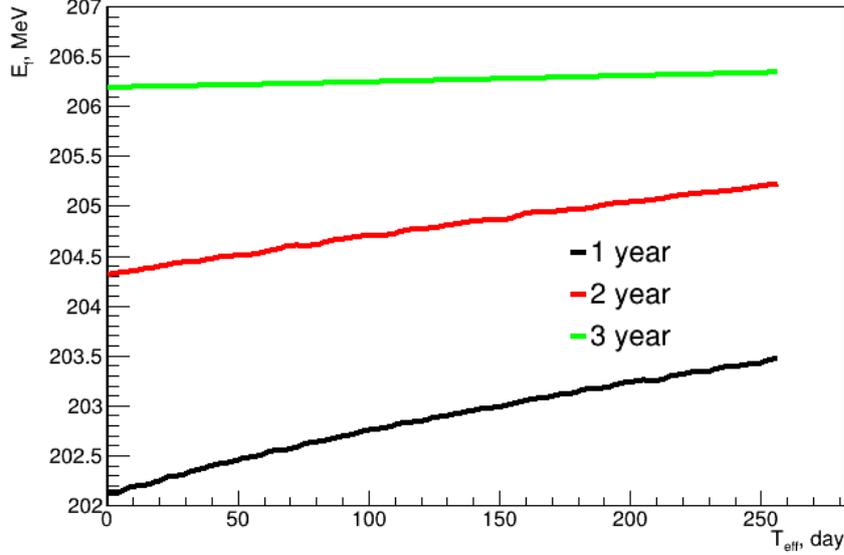


Рисунок 9 — Зависимость средней тепловой энергий от эффективного времени для трёх ТВС отличающихся сроком эксплуатации

4.2 Среднее сечение обратного бета-распада

Среднее сечение обратного бета-распада выражается следующей формулой

$$\langle \sigma \rangle = \sum_i \alpha_i \sigma_{IBD}(E_\nu) S_i(E_\nu), \quad (3)$$

где E_ν - энергия антинейтрино, σ_{IBD} - сечение обратного бета-распада, S_i - кумулятивный спектр антинейтрино, создаваемый продуктами деления i -го изотопа, α_i - доля деления соответствующего i -го изотопа. Значение сечения обратного бета-распада можно вычислить достаточно точно, в данной работе использовались значения, полученные в [9], кумулятивный же спектр антинейтрино вычисляется гораздо сложнее и, вообще говоря, результат может варьироваться в зависимости от используемой модели. Существует несколько различных моделей, например [10] или [11], в данной

Таблица 1 — Тепловая энергия деления изотопов [8]

Изотоп	E_i МэВ/деление
U^{235}	201.92 ± 0.46
U^{238}	205.52 ± 0.96
Pu^{239}	209.99 ± 0.60
Pu^{241}	213.60 ± 0.65

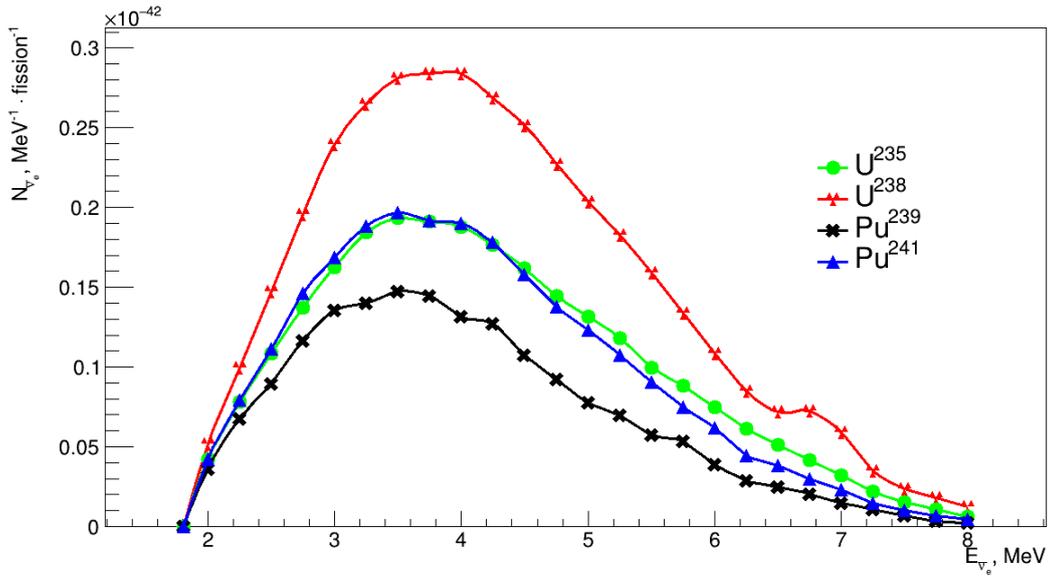


Рисунок 10 — Зависимость произведения сечения обратного бета-распада на кумулятивный спектр антинейтрино от энергии

же работе использовалась модель [12], поскольку ее результаты дают хорошее согласие с нейтринными экспериментами Daya Bay [13] и STEREO [14]. Значение произведения $\sigma_{IBD}(E_{\bar{\nu}}) \cdot S_i(E_{\bar{\nu}})$, по сути представляет из себя спектр антинейтрино, свернутый с сечением, приходящийся на один распад данного изотопа и по сути они будут выражать всю энергетическую зависимость суммарного спектра антинейтрино. Зависимости данного произведения от энергии для различных изотопов показаны на рисунке 10. Из этого графика уже можно предугадать, как будет меняться итоговый, суммарный спектр от всего реактора. Так по графику зависимости долей деления от времени 8 видно, что делится, в основном, только U^{235} , а нарабатывается Pu^{239} , остальные же изотопы вносят только небольшой слабо меняющийся со временем вклад. Отсюда следует, что у суммарного спектра будут постепенно уменьшаться как и максимальное значение спектра, среднее его значение, положение максимума, так и интеграл от него, то есть с течением времени реактор будет выделять все меньше и меньше нейтрино, спектр которых будет смещаться в более мягкую область.

4.3 Способы расчёта спектра антинейтрино от реактора

Для расчёта суммарного спектра антинейтрино от реактора можно предложить несколько способов, учитывающие различные особенности топливного цикла реактора, такие как наличие в активной зоне ТВС различного срока эксплуатации, имеющих существенно отличающиеся доли деления, или зависимости долей деления от высоты в ТВС. Данный расчёт различными способами необходим для того, чтобы определить какой вклад в суммарный спектр будут вносить различные параметры, и как следствие в первую очередь детальнее изучать и точнее рассчитывать те, что вносят основной вклад в спектр антинейтрино.

4.3.1 Усреднение по всей активной зоне реактора

В данном способе производится усреднение долей деления по всей активной зоне реактора и соответственно в формуле 1 берётся полная мощность реактора. В данном способе не учитывается геометрия активной зоны, и, соответственно, различие между совершенно новыми сборками и почти полностью выгоревшими. Зависимость усреднённых по всей активной зоне долей деления показана на рисунке 11, там же показан результат расчётов данным методом. Результат расчётов приведён для эффективности регистрации $\epsilon = 1$, так как реальная эффективность регистрации учитывает только события от позитронов с энергией более 3 МэВ, что в свою очередь соответствует энергии нейтрино уже в 3.784 МэВ и оставляет только часть от всего спектра, не захватывающую его пик. В дальнейшем будут приведены исследования изменений спектра в зависимости от времени, где нагляднее и удобнее использовать полный спектр, а не только его часть.

4.3.2 Усреднение по высоте для каждой ТВС

В другом способе расчёта применялась усреднение долей деления и относительной мощности по высоте ТВС, отдельно для каждой ТВС. В

данном случае учитывается простейшая геометрия активной зоны и отдельно для каждой ТВС рассчитывается расстояние до детектора. Все они немного отличаются и примерно равны $20 \text{ м} \pm 10 \text{ см}$. Так как все данные по реактору даны в эффективном времени, данных о поведении относительных мощностей ТВС в моменты остановки и запуска реактора нет. По этой причине, мощность каждой ТВС в моменты остановки реактора рассчитывалась из предположения, что отношение между мощностями ТВС остается таким же как и при работе реактора и меняется слабо. То есть мощность каждой ТВС в МВт рассчитывалась следующим образом

$$p_i^{th}(t) = P_{th}(t) \cdot \frac{p_i}{\sum_i p_i}, \quad (4)$$

где p_i^{th} - текущая мощность i -й ТВС, P_{th} - текущая мощность всего реактора, p_i - относительная мощность i -й ТВС, сумма соответственно берётся по всем ТВС.

С учетом 2, 3 и 4, формулу 1 можно переписать следующим образом:

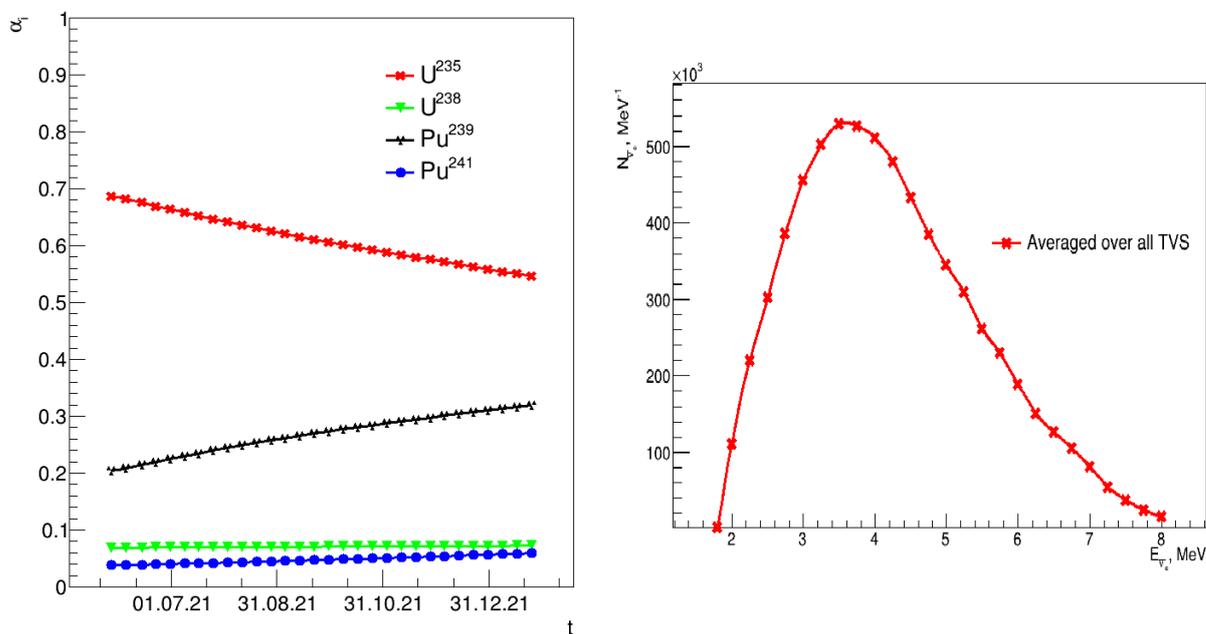


Рисунок 11 — Зависимость усредненных по активной зоне долей деления от времени и суммарный спектр, полученный усреднением по все активной зоне

$$N_{det}(E) = \sum_j \frac{\epsilon}{4\pi L_j^2} \cdot N_p \cdot \int_{T_{start}}^{T_{end}} \frac{P_{th}(t) \cdot \frac{p_j(t)}{\sum_k p_k(t)}}{\sum_g \alpha_g(t) E_g} \cdot \sum_i \alpha_i(t) \sigma_{IBD}(E_\nu) S_i(E_\nu) dt, \quad (5)$$

где суммирование по j и k производится по всем ТВС, а по g и i по всем делящимся изотопам. Расчет по данной формуле даёт следующий результат, показанный на рисунке 12, там же схематично показано устройство активной зоны реактора.

4.3.3 Учет распределения выгорания и относительной мощности по высоте

В качестве еще одного способа расчёта спектра антинейтрино от реактора можно предложить учёт того, как распределены выгорание и относительная мощность по высоте. Из предоставленных данных по реактору можно получить следующие зависимости данных величин для каждой из ТВС, показанные на рисунках 13 и 14. На данных зависимостях показано как глубины выгорания и относительные мощности меняются с течением времени в зависимости от высоты сборки для трёх различных по сроку эксплуатации ТВС, но имеющих один и тот же сорт топлива. На данных гра-

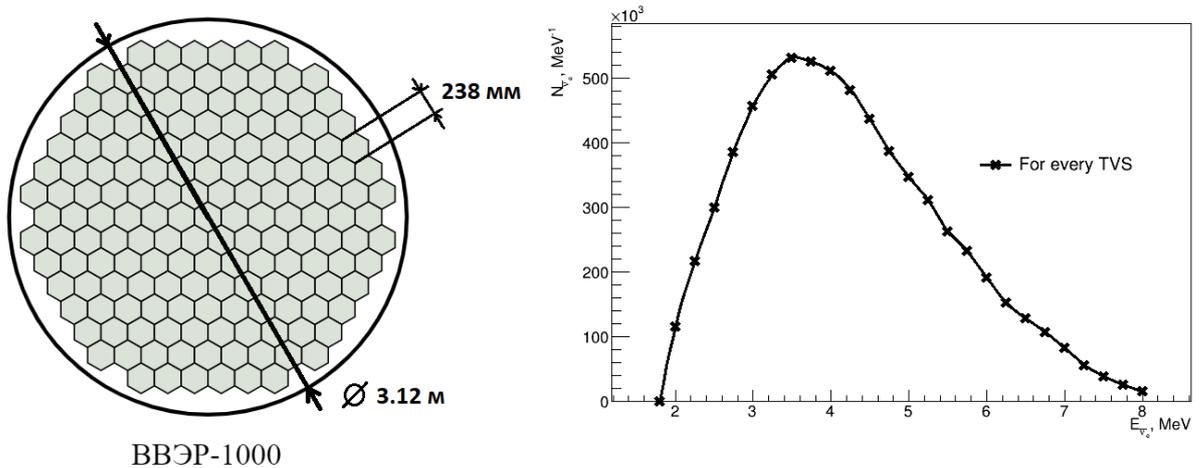


Рисунок 12 — Схематичное устройство активной зоны и спектр получаемый из усреднения по высоте каждой ТВС

фиках приведены значения для для начала, середины и конца имеющихся данных (соответственно красные, синие и черные маркеры), а также для графика относительной мощности показаны значения через 10 эффективных суток (зелёные маркеры) после начала кампании. По графику относительной мощности можно увидеть, что наиболее сильно мощность меняется только в первое время после запуска реактора потом же она остаётся практически постоянной.

В данном случае формула 5 еще сильнее усложнится

$$N_{det}(E) = \sum_j \int_0^H \frac{\epsilon}{4\pi L_j^2(h)} \cdot N_p \cdot \int_{T_{start}}^{T_{end}} \frac{P_{th}(t) \cdot \frac{p_j(t, h)}{\sum_k p_k(t, h)}}{\sum_g \alpha_g(t, h) E_g} \cdot \sum_i \alpha_i(t, h) \sigma_{IBD}(E_\nu) \cdot S_i(E_\nu) dt dh, \quad (6)$$

в ней так же добавится интегрирование по высоте каждой ТВС. В дальнейшем планируется реализовать и данный метод расчёта.

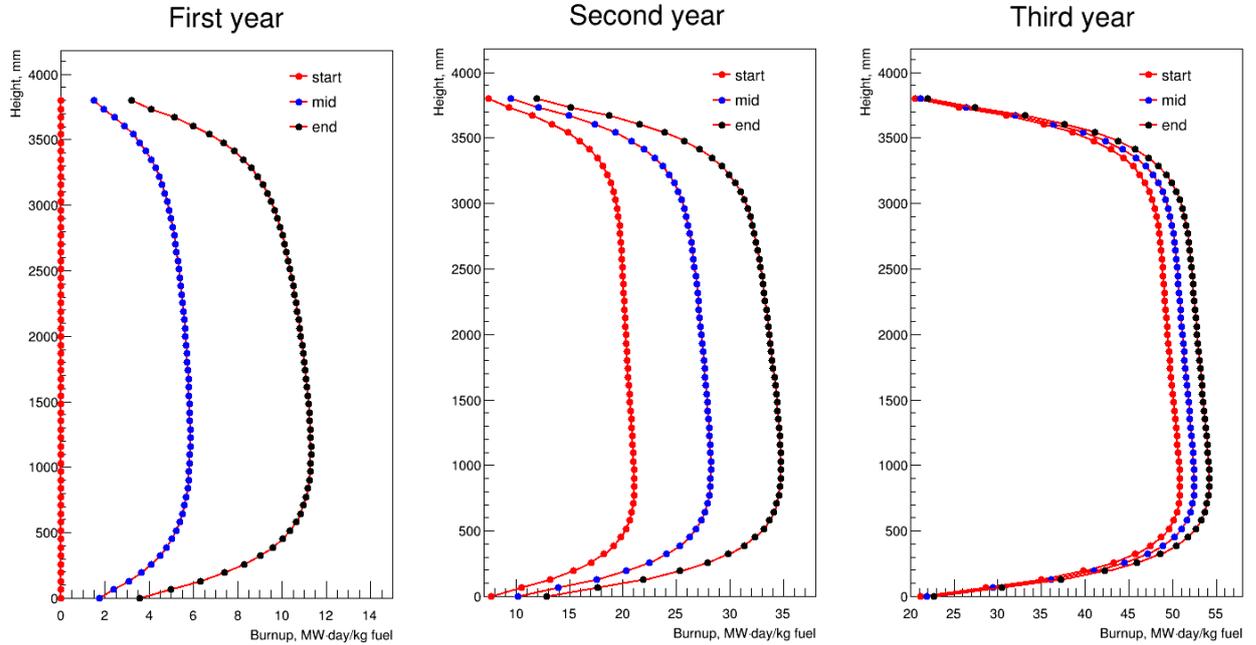


Рисунок 13 — Зависимость глубины выгорания от высоты ТВС и времени для трёх ТВС, имеющих различный срок эксплуатации.

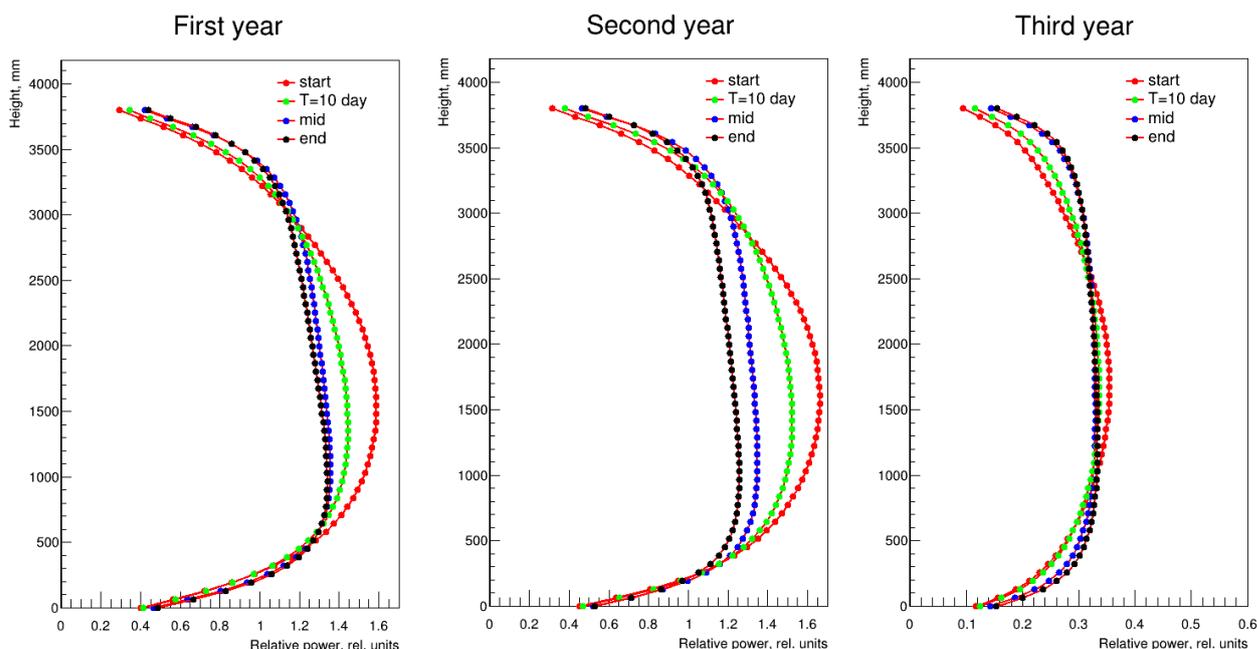


Рисунок 14 — Зависимость относительной мощности от высоты ТВС и времени для трёх ТВС, имеющих различный срок эксплуатации.

5 Сравнение и анализ результатов расчёта

В результате расчётов двумя способами были получены два спектра антинейтрино. Их сравнение приведено на рисунке 15. Видно, что отличие мало и составляет 0.39%, расчёт среднего для каждой ТВС даёт чуть большее количество событий.

Можно так же рассмотреть отдельно вклад каждого изотопа в суммарный спектр антинейтрино. Вклад каждого изотопа в спектр показан на рисунке 16 (справа). Из него видно, что, как и ожидалось, наибольший вклад вносит U^{235} (67.4%), так как, в основном, он и делится в реакторе, дальше идет, соответственно нарабатывающийся в ходе кампании, Pu^{239} (17.8%). U^{238} хотя и имеет заметно больший спектр антинейтрино на одно деление, но так как доля деления его в реакторе весьма мала и слабо растёт со временем он даёт весьма малый (10.9%) вклад в суммарный спектр. Наименьший вклад имеет Pu^{241} (3.9%). На том же рисунке 16 (слева) показано как меняется этот вклад для разных изотопов в течении кампании. В целом этот график в какой то степени повторяет ход графика 8, так как

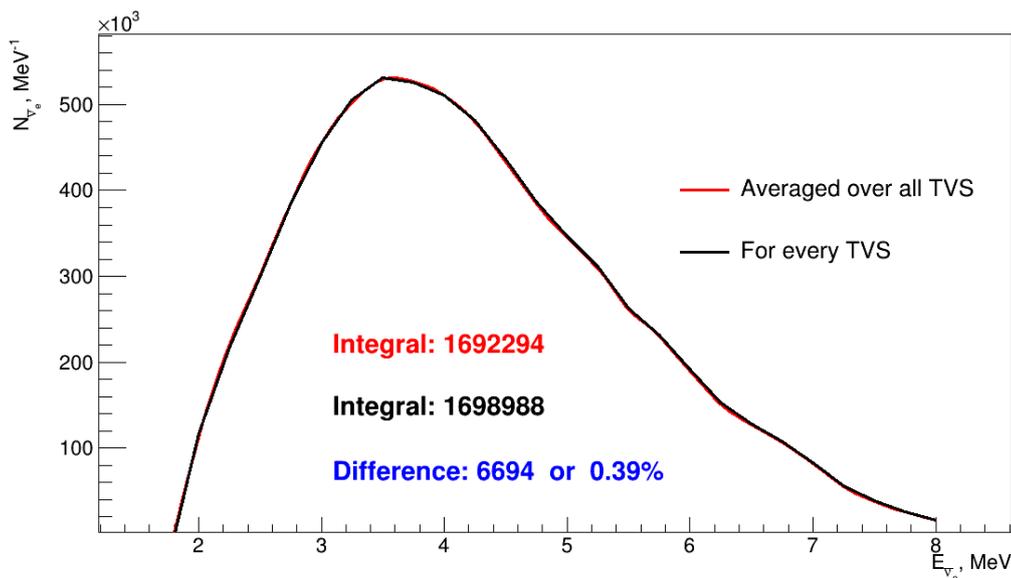


Рисунок 15 — Сравнение различных способов расчёта спектра антинейтрино

в целом эти зависимости определяются только долями делений и спектром приходящимся на одно деление данного изотопа (рис. 10). В соответствии с эти сильнее всего меняется вклады U^{235} и Pu^{239} , вклады же U^{238} и Pu^{241} практически не меняются.

Если же теперь учесть реальную эффективность регистрации $\epsilon =$

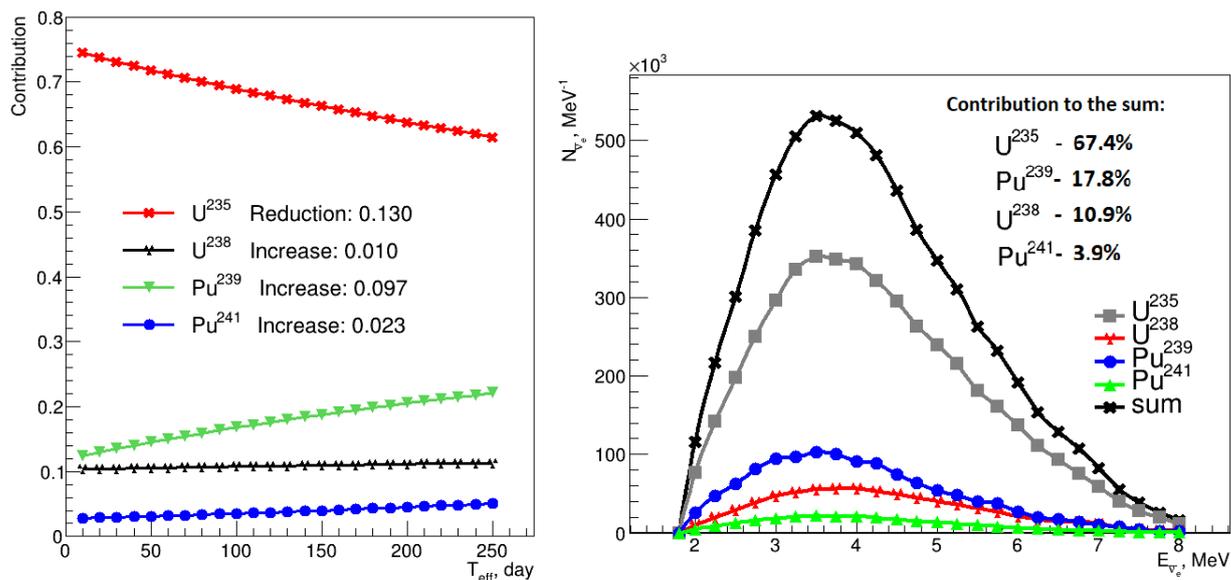


Рисунок 16 — Изменение изотопного вклада в спектр в зависимости от эффективного времени и вклад каждого изотопа в суммарный спектр антинейтрино

Таблица 2 — Погрешности на доли деления в %

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

0.22, учитывающую только события от позитронов с энергией более 3 МэВ, что в свою очередь соответствует энергии нейтрино уже в 3.784 МэВ, получится спектр приведенный на рисунке 17. На данном графике уже учтены погрешности на все входящие в формулу 5 величины. Основной вклад в погрешности вносят две величины, а именно погрешность на эффективность регистрации ϵ , она составляет 4.5% и погрешности на доли деления α_i . Вычисленных погрешностей на доли деления для конкретно наших расчётных данных нет. Грубо их можно оценить примерно как 5% [15], что даст суммарные погрешности на спектр антинейтрино примерно 15-20%. На рисунке 17 показаны расчёты с погрешностями на доли деления, полученными в [16], данные погрешности показаны в таблице 2, суммарные погрешности получаются порядка 13%.

Суммарно же от спектра с $\epsilon = 0.22$ получается 373365 событий за 250.2 астрономических дня из которых 1.29 дня он был остановлен, что даёт среднее значение событий в день $N_\nu = 1500.06$. Анализ данных iDREAM за

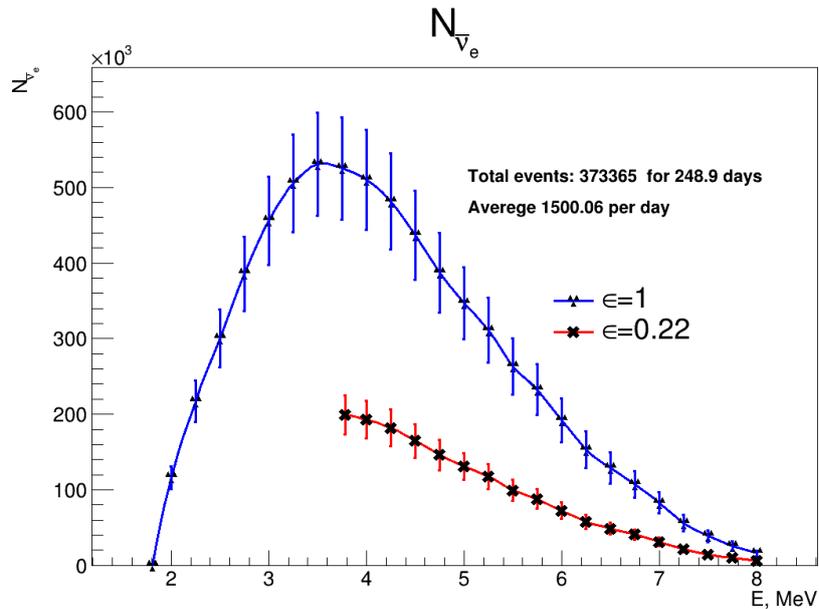


Рисунок 17 — Спектры для различных эффективностей регистрации

период с 1.06.21 по 9.07.21 показывает, что детектор регистрирует в среднем $N_{\nu}^{obs} = 1538 \pm 28$ событий в день с порога в 3 МэВ, что достаточно хорошо совпадает с расчётным значением за тот же период $N_{\nu} = 1546$.

6 Зависимость спектра антинейтрино от времени

Для начала можно проследить за тем, как в теории должна будет падать скорость счёта детектора за день, из-за выгорания топлива. Данная зависимость приведена на графике 18, на ней видно, как с начала кампании скорость счёта падает примерно с 1555 до примерно 1470 за 250.2 дня, что примерно даёт падение в 5.53%. Однако на данном графике присутствуют флуктуации в скорости счёта из-за изменения мощности реактора, более точные расчёты будут показаны ниже.

Не маловажным будет так же изучить как будет меняться сам спектр в течение кампании, так как на этой зависимости можно построить определение изотопного состава топлива. Как уже упоминалось выше, из рисунка 10 уже можно предсказать, как должен меняться спектр с течением времени, а именно количество событий будет уменьшаться и сам спектр будет смещаться в более мягкую область по энергии. Для более детального исследования были рассчитаны спектры антинейтрино за 10 эффективных суток в начале, середине и конце имеющихся по реактору данных, эффективное

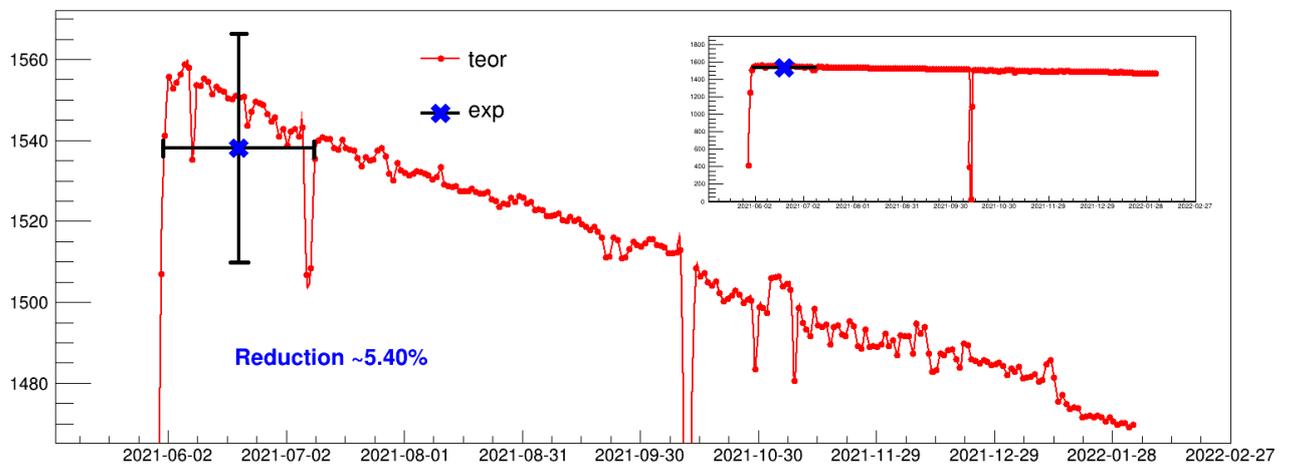


Рисунок 18 — Теоретическое изменение скорости счёта детектора

время использовалось здесь для того, чтобы избавиться от флуктуаций, которые могут быть вызваны скачками мощности, а также включением или остановкой реактора. В результате, был получен график на рисунке 19. На данном графике показаны как полный спектр для $\epsilon = 1$, так и реальный спектр с $\epsilon = 0.22$. Видно, как спектры отличаются в зависимости от времени с начала кампании, полное количество событий уменьшается со временем, но из-за того, что прошла только примерно половина кампании, отличие достаточно мало даже при достаточно большом времени набора спектра. По реальному графику уже можно определить, на сколько должно упасть количество событий в детекторе, примерно 4.45%.

Для детального же изучения изменения формы спектров данные спектры были построены через каждые 10 эффективных суток, а затем профитированны полиномами для получения более качественных зависимостей основных показателей спектра, таких как среднее значение, максимум и его положение. В итоге были получены следующие зависимости для среднего значения, максимума, положения максимума и полного числа событий, изображенные на рисунке 20. На этом рисунке сверху показаны графики зависимости полного числа событий (а) и средней энергии (б), а снизу графики для максимального значения (с) и положения максимума (д). Как и ожидалось все эти значения постепенно убывают в течение кампании. Наиболее сильно изменяется количество событий и максимум спектра. Данные

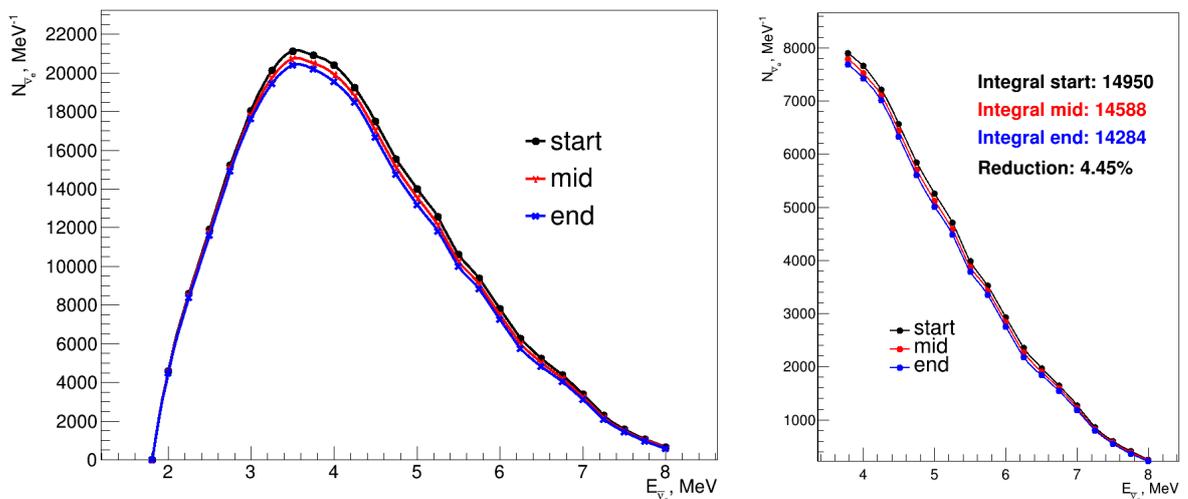


Рисунок 19 — Изменение спектра антинейтрино в зависимости от времени с начала кампании

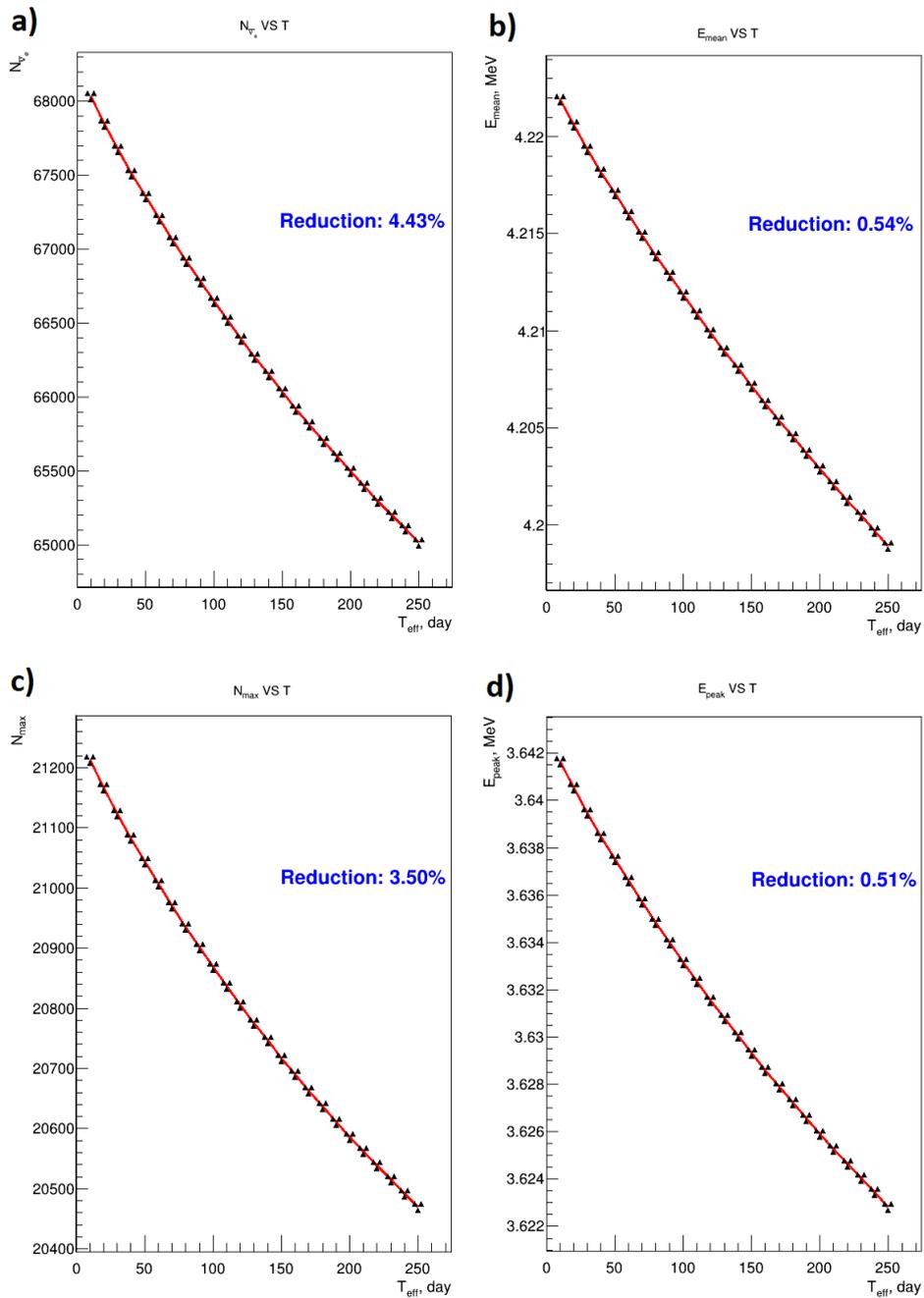


Рисунок 20 — Зависимость полного числа событий (а), среднего значения (б), максимума (с) и положения максимума (д) для спектра антинейтрино от эффективного времени.

зависимости, как уже упоминалось выше, в принципе могут использоваться для определения изотопного состава топлива.

7 Заключение

В данной работе был проведён анализ данных реактора №3 Калининской АЭС, для определения зависимости долей деления основных изотопов U^{235} , U^{238} , Pu^{239} и Pu^{241} от времени с начала кампании. Получены зависимости долей для каждой из 163 ТВС, которые впоследствии могут использоваться не только для получения спектра антинейтрино, но и для точного расчёта мощности реактора. Предложено несколько способов расчёта спектра антинейтрино, учитывающих различные параметры топливного цикла реактора. Используя уже полученные доли, двумя из предложенных способами был получен теоретический спектр антинейтрино. Различие в получаемых спектрах незначительное, количество событий различаются на 0.39%. Полученное среднее значение количества событий в день, которое должен регистрировать детектор, составляет $N_{day} = 1500.6$ достаточно хорошо совпадает с количеством, которое видит детектор $N_{obs} = 1538 \pm 28$. Так же был проведен анализ того, как будет меняться скорость счёта детектора и спектр антинейтрино с течением времени от начала кампании, получены зависимости основных параметров спектра от времени, которые в последствии могут быть использованы для определения изотопного состава топлива в реакторе.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Colloquium: Neutrino detectors as tools for nuclear security* / A. Bernstein [et al.] // *Rev. Mod. Phys.* — 2020. — Vol. 92. — P. 011003. — arXiv: 1908.07113 [physics.soc-ph].
2. *Daraktchieva Z. MUNU final results* // *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* / ed. by G. Mills [et al.]. — 2011. — Vol. 221. — P. 62–66. — arXiv: 0808.1366 [hep-ex].
3. OBSERVATION OF A WEAK CHARGED CURRENT IN THE INTERACTION OF REACTOR ANTI-NEUTRINOS WITH A DEUTERON / G. S. Vidyakin [et al.] // *JETP Lett.* — 1989. — Vol. 49. — P. 151–154.
4. *Worcester E. Observation of electron antineutrino disappearance by the Daya Bay Reactor Neutrino Experiment* // Meeting of the APS Division of Particles and Fields. — 2013. — arXiv: 1309.7991 [hep-ex].
5. RENO: An Experiment for Neutrino Oscillation Parameter θ_{13} Using Reactor Neutrinos at Yonggwang / J. K. Ahn [et al.]. — 2010. — arXiv: 1003.1391 [hep-ex].
6. Measurement of neutrino oscillation with KamLAND: Evidence of spectral distortion / T. Araki [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 94. — P. 081801. — arXiv: hep-ex/0406035.
7. *Crespo-Anadón J. I. Double Chooz: Latest results* // *Nucl. Part. Phys. Proc.* / ed. by P. Bernardini, G. Fogli, E. Lisi. — 2015. — Vol. 265/266. — P. 99–104. — arXiv: 1412.3698 [hep-ex].
8. *Kopeikin V., Mikaelyan L., Sinev V. Reactor as a source of antineutrinos: Thermal fission energy* // *Phys. Atom. Nucl.* — 2004. — Vol. 67. — P. 1892–1899. — arXiv: hep-ph/0410100.
9. *Strumia A., Vissani F. Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section* // *Phys. Lett. B.* — 2003. — Vol. 564. — P. 42–54. — arXiv: astro-ph/0302055.

10. *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)].
11. 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].
12. *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].
13. 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].
14. 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].
15. 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].
16. 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].