

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:
АНАЛИЗ ДАННЫХ ДЕТЕКТОРА iDREAM В ПОТОКЕ
АНТИНЕЙТРИНО ОТ РЕАКТОРА НА КАЛИНИНСКОЙ
АЭС

Научный руководитель

к.ф.-м.н., доцент

_____ Е. А. Литвинович

Выполнил

_____ И. Н. Жутиков

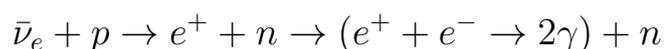
Москва 2021

Оглавление

1	Введение	2
2	Детектор iDREAM	3
3	Расчёт теоретической скорости счёта детектора	4
4	Анализ данных детектора	6
4.1	Классификация сигналов в детекторе	6
4.1.1	Отбор шумов	6
4.1.2	Отбор мюонов и космогенных нейтронов	8
4.2	Отбор IBD кандидатов	9
5	Расчёт IBD выхода	12
6	Заключение	13
	Список использованных источников	14
	Список использованных источников	15

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 получены

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. Сейчас же набрано достаточно большое количество данных как с включенным реактором, так и с выключенным, что позволяет точно вычислить корродированный фон и получить весьма точные измерения потока нейтрино от реактора.

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 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,

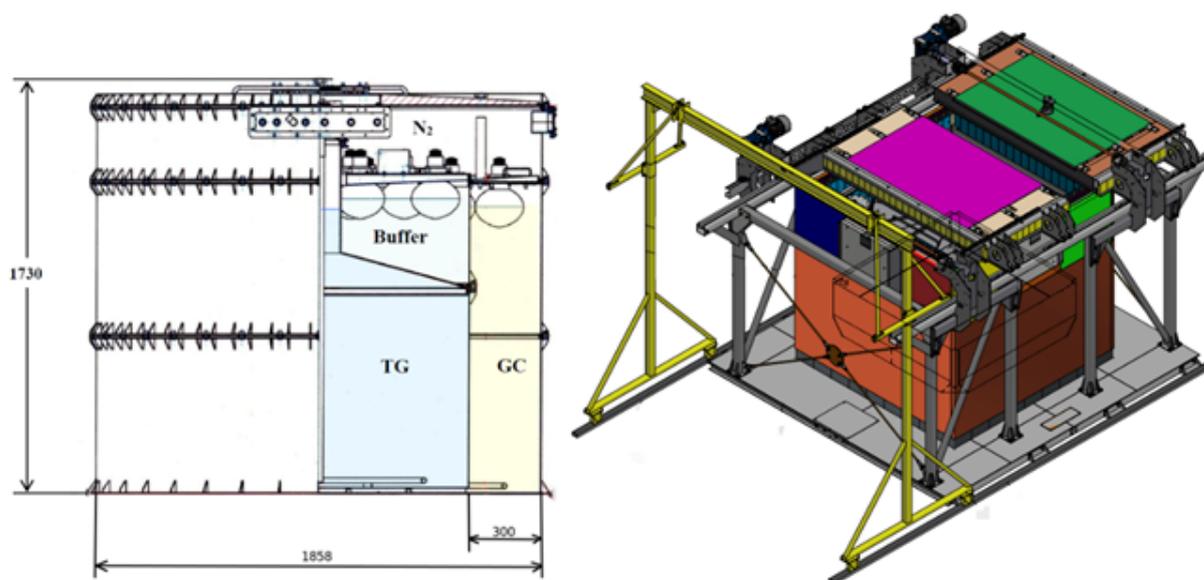


Рисунок 1 — Устройство детектора iDREAM

которые могут имитировать сигнал от IVD, 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 Расчёт теоретической скорости счёта детектора

Скорость счёта антинейтрино можно рассчитать по следующей формуле

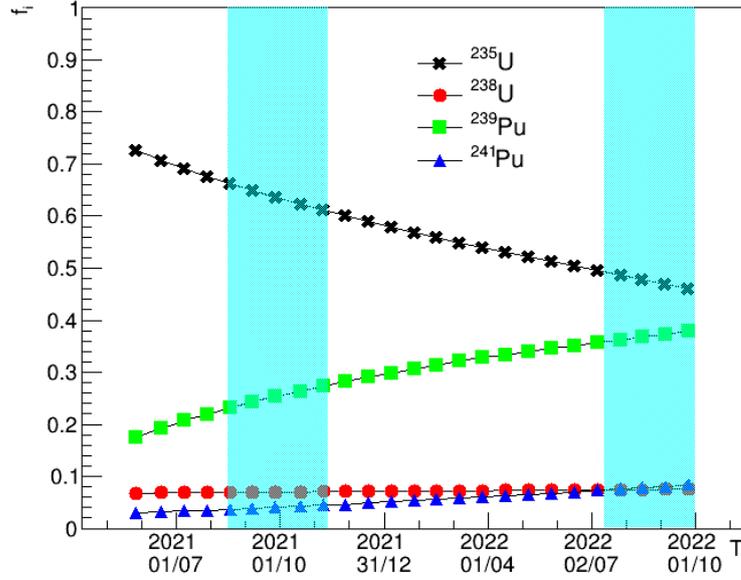


Рисунок 2 — Зависимость долей деления от времени

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

где интеграл берётся в пределах соответствующих временному интервалу за который вычисляется количество зарегистрированных антинейтрино. В этой формуле $\epsilon = 0.22 \pm 0.01$ - эффективность регистрации детектором $\bar{\nu}_e$ в реакции обратного бета-распада, $L = 19.6 \pm 0.1$ м - расстояние до детектора, $N_p = (7.03 \pm 0.01) \cdot 10^{28}$ - 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. Средняя тепловая энергия представляет собой сумму энергий выделяющихся при делении 4 основных изотопов [8], взвешенных с соответствующими долями деления $E_f = \sum_i f_i E_i$. Среднее сечение обратного бета-распада, или IBD выход так же является суммой взвешенной с долями деления по 4 основным изотопам $\langle \sigma \rangle = \sum_i f_i \sigma_i$. Значения σ_i являются модельно зависимыми, в данной работе использовались две модели НМ [9][10] и модель КИ [11]. Для расчёта использовались данные по долям делений предоставленные сотрудниками станции, зависимость долей деления от времени показана на рисунке 2. Погрешности вносимые долями деления были рассчитаны аналогично [12], на основе технического паспорта программы ТВС-М. Итоговая погрешность вносимая долями деления

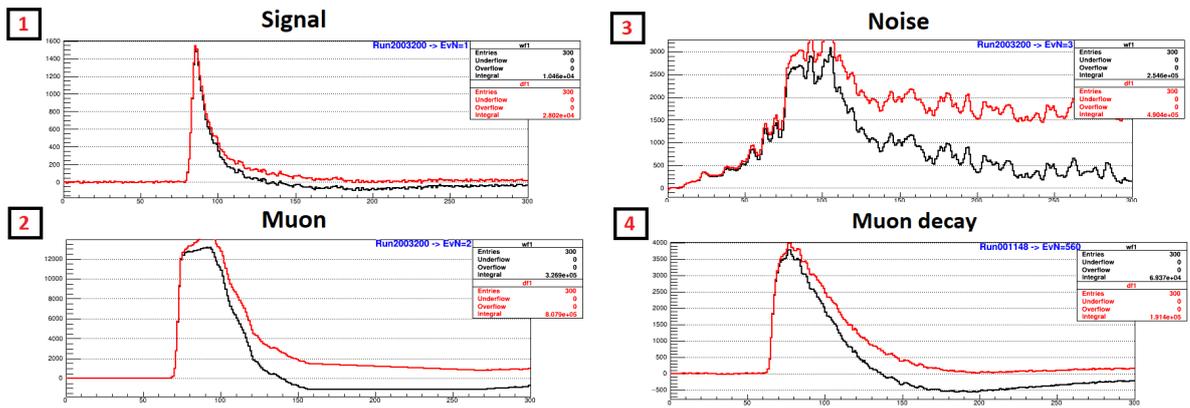


Рисунок 3 — Типы сигналов в детекторе. Здесь и далее на картинках цифра 1 означает обычные события, цифра 2 мюонные события, цифра 3 шумовые события и 4 соответствует распаду остановившихся в детекторе мюонов.

σ_f не превышает 2%. Основной вклад в суммарную погрешность вносит неопределённость в эффективности регистрации $\sigma_\epsilon = 4.5\%$, суммарная же погрешность составляет $\sigma \approx 5.4\%$.

4 Анализ данных детектора

4.1 Классификация сигналов в детекторе

В целом можно выделить три типа сигналов возникающих в детекторе: обычные сигналы, сигналы от мюонов и шумовые сигналы. Как выглядят такие сигналы показано на рисунке 3. Первый тип сигналов представляет собой обычные события, среди которых как раз и содержатся антинейтринные взаимодействия, последние два представляют собой ненужные сигналы которые необходимо удалить из отбираемых антинейтринных кандидатов, поэтому обсудим их детальнее.

4.1.1 Отбор шумов

В данных детектора наблюдается достаточно большое количество шумовых событий, вызванных переполнением детектора после прохождения через него высокоэнергетических мюонов. Все подобные сигналы имеют достаточно большой фронт и очень длинный спад, и при этом могут

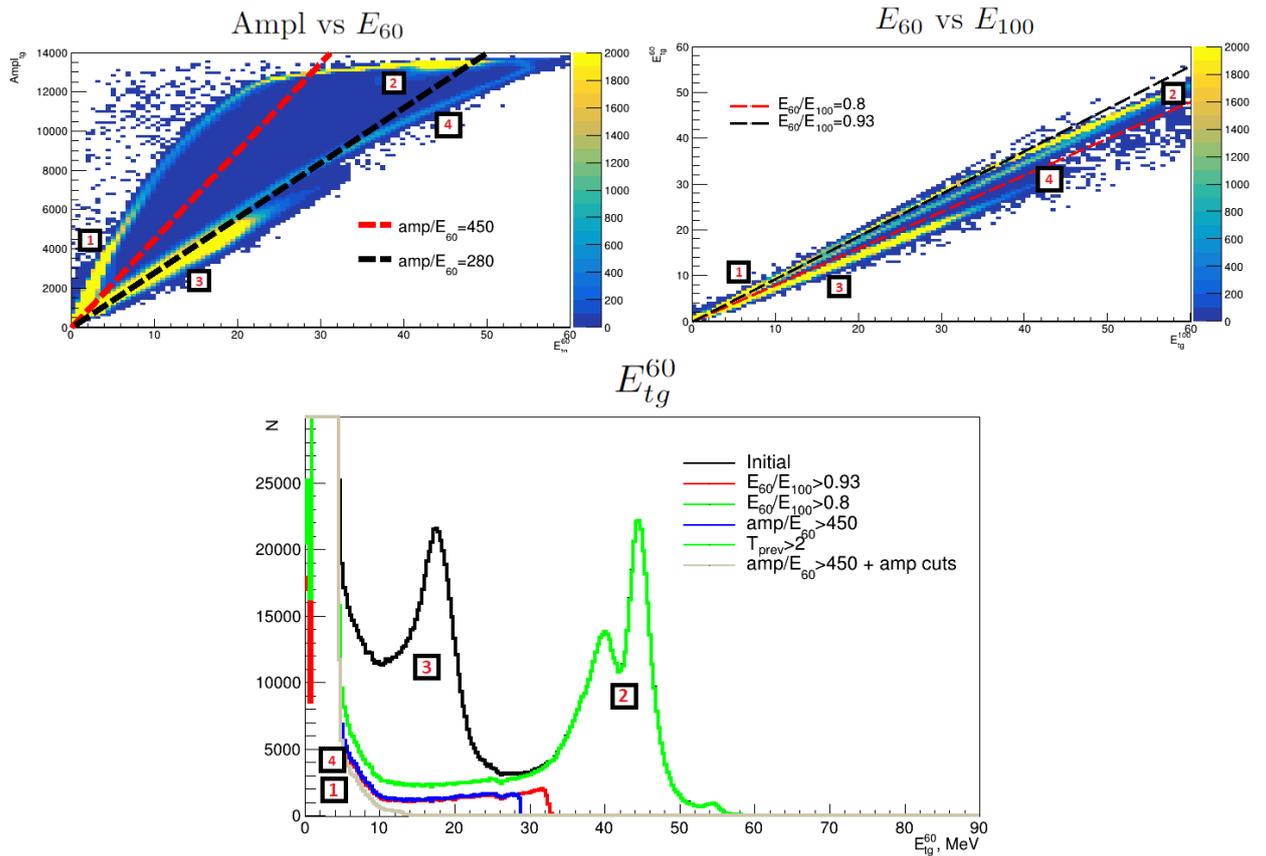


Рисунок 4 — Двумерные гистограммы показывающие распределение событий по амплитудам и энергии (левая верхняя картинка), распределение событий по энергиям в коротком и длинном окнах (правая верхняя картинка) и то как отдельные ограничения влияют на суммарный энергетический спектр.

иметь достаточно большую энергию чтобы имитировать как сигнал от позитрона так и сигнал от нейтрона в обратном бета-распаде. Так же большая часть таких событий имеет малое время до предыдущего события, что ещё раз свидетельствует о том, что они являются шумом вызванным другими высокоэнергетичными событиями. Для отбора таких событий можно использовать следующие ограничения на отношения энергий события в окнах разной длины или на отношение амплитуды и энергии, использующие то, что они обладают большим спадом. В случае если брать отношение энергии в окнах разной длины то у шума энергия в более длинном окне будет значительно больше чем в коротком окне. В качестве энергии в длинном окне E_{100} измерялся заряд в окне оцифровки $[pos_{pk} - 15, pos_{pk} + 100]$, где pos_{pk} это положение пика в окне оцифровки в бинах. В секундах этот интервал будет соответствовать $[pos_{pk} - 30, pos_{pk} + 200]$ нс, один бин соот-

ветствует 2 нс. Соответственно в качестве короткого окна брался интервал $[pos_{pk} - 15, pos_{pk} + 60]$, соответствующая энергия обозначена E_{60} . Аналогично и с отношением амплитуды к энергии, у шума достаточно небольшая амплитуда и при этом из-за длинного спада достаточно большая энергия, поэтому это отношение будет меньше чем для обычного сигнала. На рисунке 4 показаны двумерные гистограммы с распределениями событий по амплитудам и энергии и по энергиям в коротком и длинном окнах. На данных графиках видно три зоны которые соответствуют обычным сигналам, мюонам и шумам. Данные зоны в целом можно достаточно просто разделить сделав постоянное ограничение на отношение амплитуды к энергии или энергий в разных окнах, на графиках показаны такие отношения которыми можно отдельно выделить сигнал, мюоны или шумы. Так же на этом рисунке 4 показано влияние этих ограничений на суммарный спектр мишени детектора. На нём видны отдельные пики которые дают шумы и мюоны.

4.1.2 Отбор мюонов и космогенных нейтронов

Другим важным для отбора сигналом являются сигналы от мюонов. По большей части это высокоэнергетичные события, зашкаливающие детектор, на рисунке 3 показан типичный сигнал от мюона. Мюон оставил в детекторе столько энергии, что детектор не смог полностью обработать его, верхушка сигнала обрезана. Как уже отмечалось такие сигналы зачастую сопровождаются одним или несколькими шумовыми сигналами после них. Однако некоторые мюоны могут только слегка задеть детектор и оставить в нем только небольшую часть своей энергии. Такие мюоны должны отсекается внешней активной защитой гамма-кетчером и пластинами размещёнными сверху детектора. Однако в детекторе присутствуют не прикрытые ей зоны, что приводит к 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. Для отбора мюонов использовались следующие критерии: $E_{tg} + E_{gc} > 10$ МэВ и $E_{60}/E_{100} > 0.8$. Последний критерий был до-

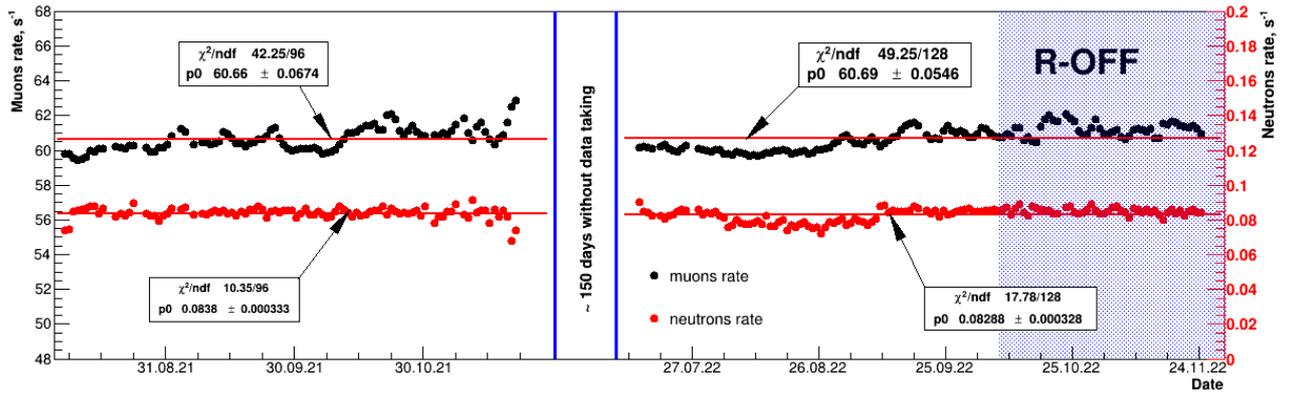


Рисунок 5 — Зависимость скорости счёта мюонов и космогенных нейтронов от времени

бавлен для отбора шумов. Для отбора космогенных нейтронов отбирались события после мюонов в окне 100 мкс, по энергии подходящие на захват 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. При отборе мюонов и космогенных нейтронов не использовался сигнал с пластин, так как они показали себя весьма неэффективными, их слишком легко засветить и как результат они реагируют на большое количество событий не являющихся мюонами. Для вычисления случайного фона космогенных нейтронов 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. Измеряя случайные наложения таким образом можно уменьшить ошибку вносимую случайным фоном в 100 раз. Итоговый результат отбора показан на рисунке 5. На нём видно, что скорость счёта мюонов и космогенных нейтронов остается постоянной как при включенном реакторе, так и когда он выключен, что даёт основания считать, что коррелированный фон, вызванный мюонами, так же не зависит от состояния реактора.

4.2 Отбор IBD кандидатов

Обратный бета-распад представляет собой пару скоррелированных во времени событий, сигнал от позитрона и захвата нейтрона. Данный факт позволяет существенно подавить возможный фон, как коррелированный так и случайные наложения. Для отбора IBD кандидатов были выбраны

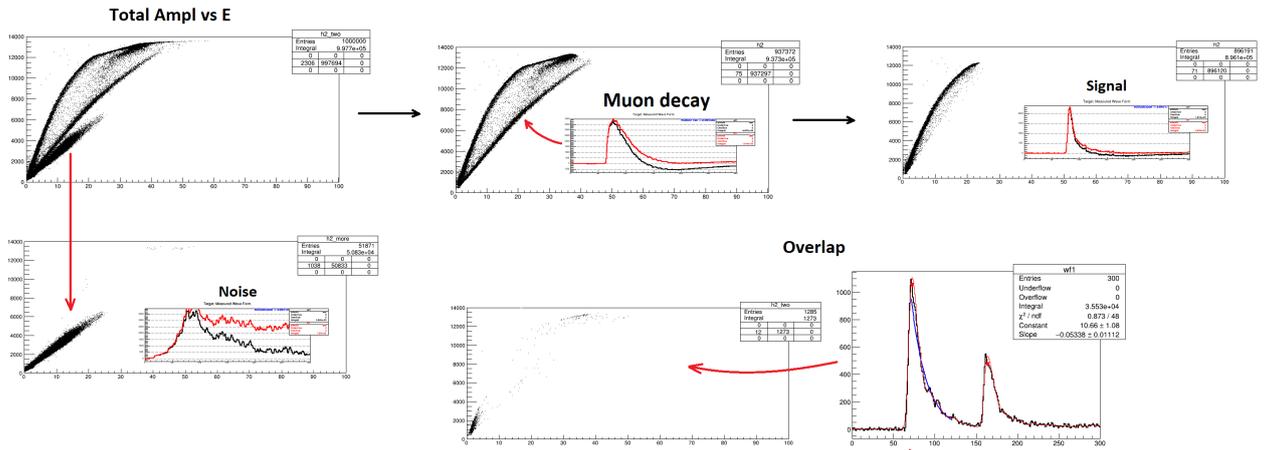


Рисунок 6 — Влияние последовательного отбора событий по форме импульса на их распределение по амплитуде и энергии

следующие критерии отбора: $E_p \in [1.5, 8]$ МэВ и $E_n \in [5, 10]$ МэВ. Также для отбора шумов и сигналов связанных с мюонами применялся отбор событий по форме импульса. Для этого анализировалась форма сигнала, количество пиков в событии, параметры самого пика события, что по итогу позволяет достаточно хорошо разделить все четыре типа событий. Необходимость в анализе по форме импульса была продиктована тем, что распределения на рисунке 4 при малых энергиях практически сливаются и разделить события простыми ограничениями на отношения амплитуды к энергии или по отношению энергии в коротком и длинном окне получается плохо. Такой способ отбора событий позволяет не только отобрать отдельно каждый тип сигнала, но и отобрать наложения сигналов друг на друга в одном окне. На рисунке 6 показано как данный способ отбора событий будет влиять на распределения событий по амплитуде и энергии. Касательно временных ограничений отбиралась пара событий попадающая в одно окно 100 мкс, до после которого нет других событий в течении 100 мкс. Для отбора случайных событий использовалась такая же техника как и для отбора случайных событий для космогенных нейтронов, так же открывалось 100 окон длительностью 100 мкс через каждые 500 мкс. К случайным наложениям, естественно, применялись те же самые критерии по энергии как и к кандидатам на IVD. Здесь стоит отметить, что данные критерии отбора пока что не оптимизированы, а были выбраны такими так как для них получается достаточно хорошее соотношение сигнала к фону. В ре-

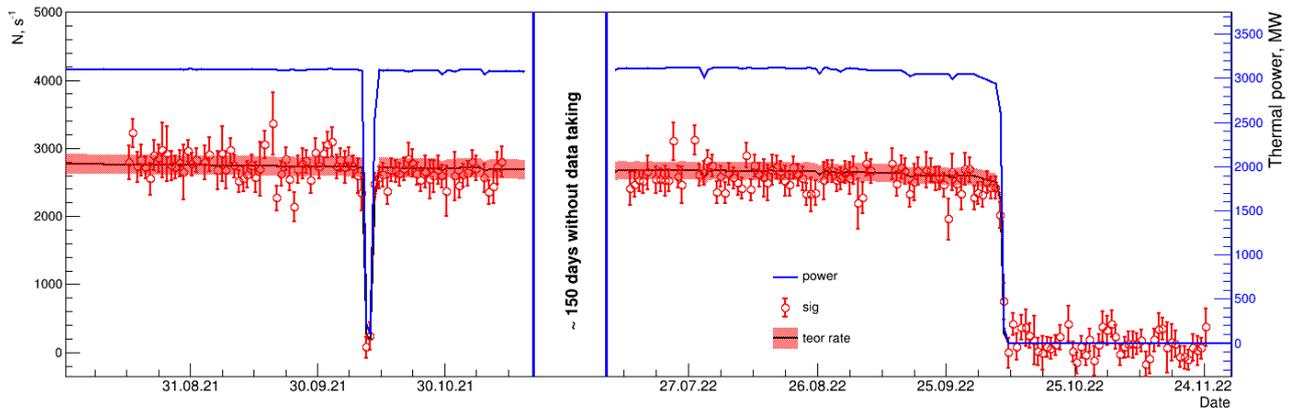


Рисунок 7 — Зависимость скорости счёта IBD кандидатов от времени

в результате отбора кандидатов на IBD были получены следующие результаты показанные на рисунках 7 и 9.

На рисунке 7 показана скорость счёта отобранных IBD кандидатов за день в зависимости от времени. На графике так же показана мощность реактора и теоретически рассчитанное значение для НМ модели. По графику видно, что экспериментальное значение достаточно хорошо совпадает с рассчитанным. На рисунке 8 показана разность теоретической и экспериментальной скорости счёта детектора за день, красным выделена погрешность теоретического расчёта. На рисунке 9 показаны спектры позитронов и спектры нейтроном а так же время задержки между ними. Формы спектров, так же как и время задержки между позитроном и нейтроном так же хорошо согласуются с тем, что ожидалось. На рисунке 10 показано сравне-

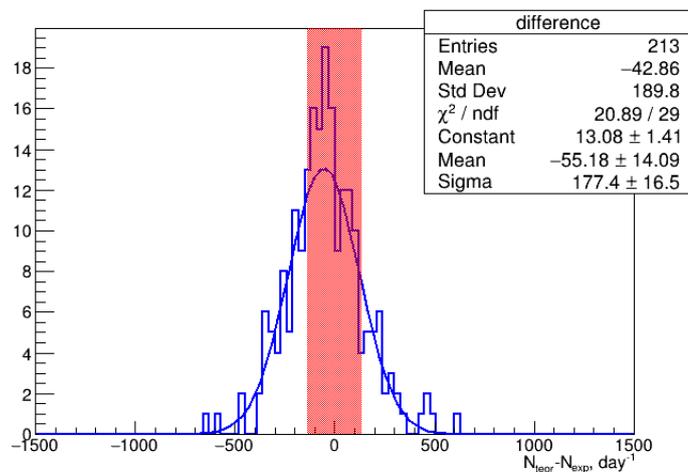


Рисунок 8 — Разница между теоретической и экспериментальной скоростью счёта детектора за день

ние экспериментального спектра позитронов с теоретическим расчётом, в котором учтены конечное разрешение детектора и неоднородность светособирания. Данные спектры достаточно хорошо согласуются друг с другом, однако так как некоторые параметры детектора ещё достаточно плохо известны делать дальнейшие выводы о структуре спектра и его детальном согласии с теорией еще рано.

5 Расчёт IBD выхода

Расчёт IBD выхода из данных детектора, по сути представляет собой задачу обратную расчёту скорости счёта детектора. Для этого из формулы 1 выражается среднее за данный период времени значение $\langle\sigma\rangle$. Для уменьшения статистической ошибки брался достаточно большой период сбора данных в 40 дней. Так как в настоящий момент эффективность регистрации и ряд параметров связанных с детектором еще достаточно плохо

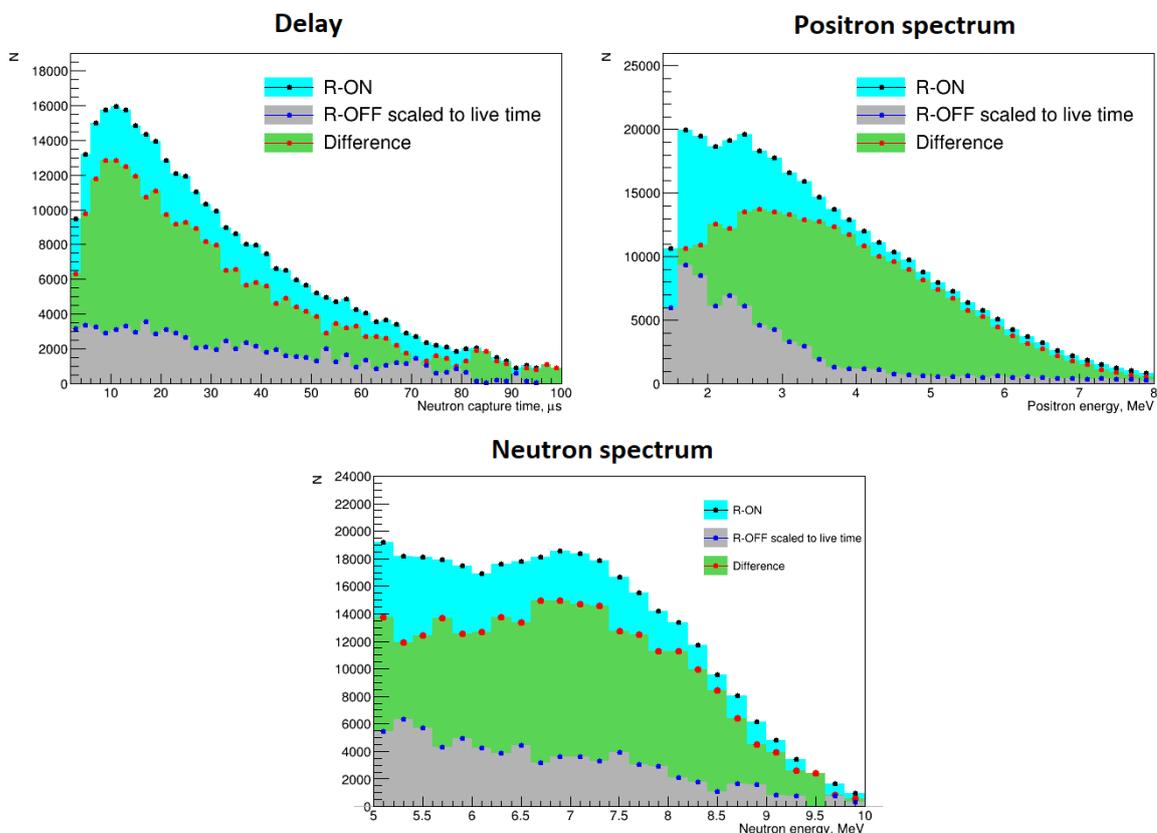


Рисунок 9 — Спектр позитронов, спектр нейтронов и время задержки между ними

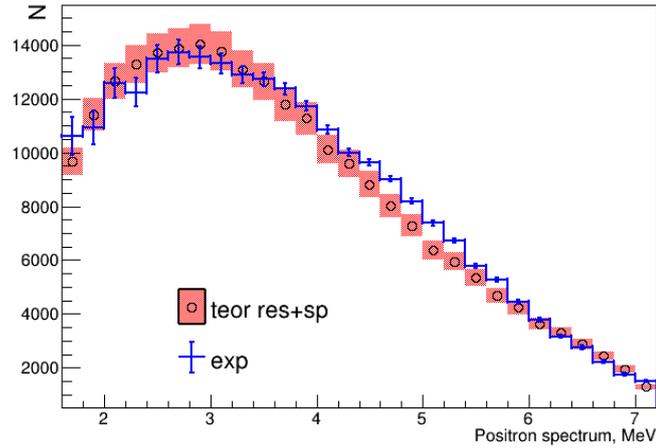


Рисунок 10 — Сравнение экспериментального спектра позитронов с теоретическим

известны, имеет большую относительную погрешность, полученные из расчёта значения совпадают в пределах погрешности как с моделью НМ так и с моделью КІ.

6 Заключение

В ходе данной работы был произведен анализ данных детектора iDREAM. Была изучена скорость счёта мюонов в зависимости от времени, она не зависит от состояния реактора, что даёт основание полагать, что коррелированный фон так же не зависит от него. Так же был произведён отбор

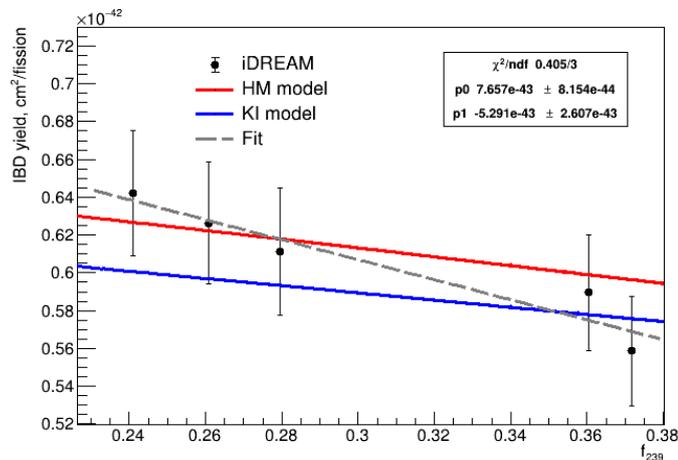


Рисунок 11 — Зависимость выход обратного бета-распада от доли деления ^{239}Pu

кандидатов на обратный бета-распад. Получена зависимость скорость счёта антинутриных кандидатов за день от времени. Данная скорость счёта демонстрирует хорошее согласование с теорией. Получены спектры позитронов, нейтронов и время задержки между ними. А так же был рассчитан IBD выход, однако из-за, плохо известной эффективности регистрации, пока что не удаётся сделать вывод в пользу какой-либо из моделей.

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. Improved predictions of reactor antineutrino spectra / T. A. Mueller [et al.] // Phys. Rev. C. — 2011. — Vol. 83, issue 5. — P. 054615.
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. *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].
12. 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].