

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

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

УДК 539.1.06

**ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ
ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДЕТЕКТОРА
РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО IDREAM НА
КАЛИНИНСКОЙ АЭС**

Студент

_____ А. А. Растимешин

Научный руководитель,
к.ф.-м.н.

_____ Е. А. Литвинович

Москва 2022

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 Подготовка эксперимента	5
1.1 Применение антинейтринного излучения в атомной энергетике для дистанционного контроля ядерного реактора	5
1.2 Устройство детектора iDREAM	9
2 Изучение характеристик детектора	15
2.1 Определение энергетической шкалы	15
2.2 Определение времени захвата нейтронов в гадолиниевом сцинтилляторе	17
2.3 Функция отклика детектора	21
Заключение	24
Список использованных источников	24

ВВЕДЕНИЕ

Целью данной работы было изучение функции отклика детектора реакторных антинейтрино iDREAM и стабильности времени захвата нейтронов в мишени на протяжении двух месяцев работы детектора.

Детектор реакторных антинейтрино iDREAM располагается на третьем энергоблоке Калининской АЭС. Набор данных проводился со 2 мая 2021 по 20 ноября 2021 с периодическими остановками на техническое обслуживание и калибровки. В настоящее время ведётся анализ полученных данных.

Как и любой другой сцинтилляционный детектор, детектор iDREAM регистрирует заряд который возникает при преобразовании сцинтилляционных вспышек в электрический импульс фотоэлектронными умножителями. В общем случае собранный заряд является нелинейной функцией энергии, выделенной частицей в детекторе. Данная функция называется функцией отклика детектора и является одной из важнейших его характеристик поскольку от неё зависит точность с которой определяется энергия частицы.

Регистрация потока электронных антинейтрино от реактора производится по реакции обратного бета-распада:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (1)$$

Для регистрации этой реакции требуется, очевидно, регистрация и позитрона, и нейтрона. Бóльшая часть энергии антинейтрино (МэВ) передаётся позитрону, в то время как нейтрон приобретает сравнительно небольшую энергию (десятки кэВ), претерпевает рассеяния и захватывается ядром мишени. В то время как позитрон очень быстро (< 1 мкс) теряет энергию и аннигилирует, нейтрону требуется некоторое время чтобы потерять энергию и захватиться, что делает сигнал от нейтрона задержанным относительно сигнала от позитрона. Для определения временного интер-

вала для задержанных совпадений необходимо определить время захвата нейтрона в мишени. Помимо этого, точное определение времени захвата нейтрона в мишени необходимо для правильного определения эффективности регистрации нейтронов детектором, что, в свою очередь, напрямую влияет на эффективность детектора к регистрации антинейтрино по реакции ОБР (см. раздел 2.2). Необходимо также убедиться в том, что время захвата нейтрона не меняется в течение времени набора данных поскольку в противном случае это потребует введения дополнительных поправок при анализе антинейтринных событий.

1. ПОДГОТОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

1.1. ПРИМЕНЕНИЕ АНТИНЕЙТРИННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ ДЛЯ ДИСТАНЦИОННОГО КОНТРОЛЯ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Исследования о возможности применения антинейтринного излучения от ядерных реакторов для дистанционного контроля ядерного реактора начались примерно 50 лет назад в нескольких странах. К настоящему времени накоплен опыт работы по этой теме: с высокой точностью изучены процессы излучения и взаимодействия реакторных антинейтрино, разработаны методы регистрации антинейтринного излучения ядерных реакторов.

На данный момент имеется возможность практического использования антинейтринного излучения для решения таких задач как:

- 1) Выявление несанкционированных режимов работы реактора, в т.ч. с целью наработки оружейного плутония
- 2) Дистанционный контроль энерговыработки ядерных реакторов
- 3) Контроль технического состояния и повышения безопасности эксплуатации ядерных реакторов.
- 4) Мониторинг отработавшего ядерного топлива

Идея использования антинейтринного излучения в ядерной энергетике появилась в Курчатовском институте в 70-ых годах и затем нашла подтверждение в ряде экспериментальных работ, проведенных сотрудниками Курчатовского института на АЭС в Ровно [1] и в Буже (Франция)[2].

Цепная реакция деления, протекающая в активной зоне ядерного реактора, сопровождается излучением электронного антинейтрино в результате процессов бета-распада перегруженных нейтронами осколков деления.

При производстве тепловой энергии 1 МВт × сутки в реакторе ВВЭР-1000 выгорает примерно 1.3 грамма топлива, что соответствует 3×10^{21} делений и излучению 1.8×10^{22} антинейтрино. Плотность потока антинейтрино Φ [антинейтрино/см²×с] прямо пропорциональна скорости выгорания топлива. Характерная величина плотности потока антинейтрино за биологической защитой реактора, работающего на тепловой мощности 1 ГВт, составляет $\Phi \sim 10^{13}$ антинейтрино/см²×с, что на несколько порядков выше предела чувствительности современных исследовательских детекторов. Таким образом, уровни облучения ядерного топлива и режим работы реактора могут контролироваться детектором дистанционно в режиме постоянного мониторинга по скорости счета антинейтрино.

Ещё больше информации о состоянии ядерного топлива можно получить если замерять энергетический спектр реакторных антинейтрино, поскольку при делении разных изотопов, входящих в состав ядерного топлива, формируются разные энергетические спектры нейтринного излучения. Таким образом, измерение энергетической зависимости плотности потока антинейтрино дает возможность определить состав ядерного топлива, а постоянный мониторинг – динамику выгорания изотопов урана и накопление изотопов плутония, т.е. прямой способ измерения содержания плутония в активной зоне реактора.

Для измерения плотности потока и энергетического спектра реакторных антинейтрино используется реакция обратного бета-распада:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (1.1)$$

Сечение реакции (1.1) получено теоретически [3] и проверено экспериментально на АЭС в Ровно и Бюже с точностью 1.4%. [4]

Основными компонентами ядерного топлива являются изотопы ²³⁵U, ²³⁹Pu, ²³⁸U и ²⁴¹Pu, суммарный вклад которых в общее число делений составляет около 99.8%. Спектр электронных антинейтрино от ядерного реактора в области энергий, превышающих порог реакции обратного бета-распада 1.8 МэВ, может быть представлен в следующем виде:

$$\rho(E_{\bar{\nu}_e}, t) = \sum_i \alpha_i(t) \rho_i(E_{\bar{\nu}_e}), \quad (1.2)$$

где $\rho_i(E_{\bar{\nu}_e})$ – спектры электронных антинейтрино продуктов деления ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U , ^{241}Pu (рис. 1.1), а $\alpha_i(t)$ – доли делений изотопов для момента времени t . В данном случае считаем $\sum_i \alpha_i = 1$ для любого момента времени, поскольку вклад в антинейтринное излучение других изотопов пренебрежимо мал. Вклад каждого изотопа меняется по ходу работы реактора (рис 1.2), но их сумма остается неизменной.

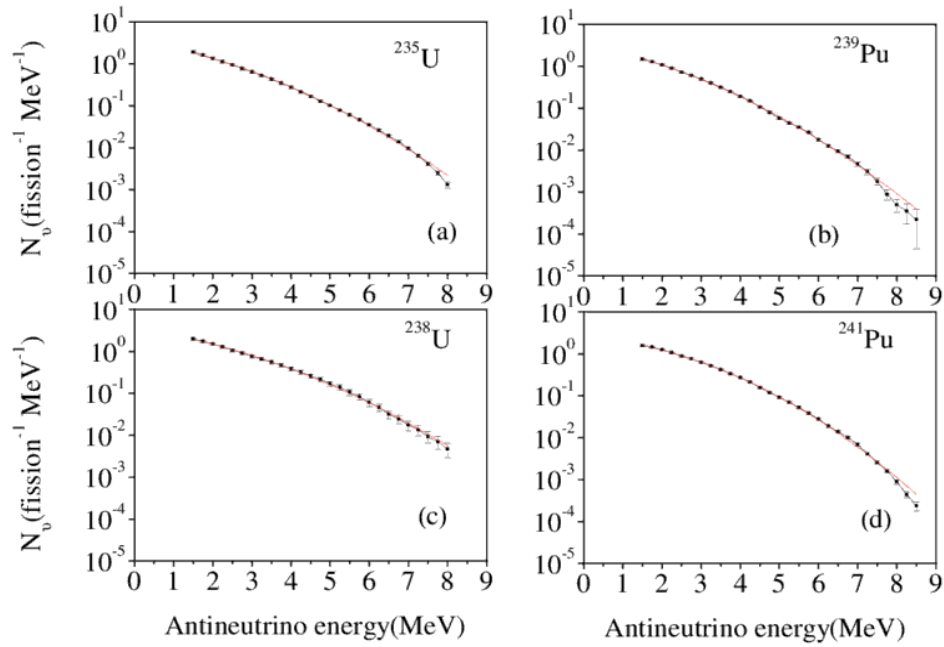


Рисунок 1.1 – Спектры электронных антинейтрино от изотопов ^{235}U (рис. а), ^{239}Pu (рис. b), ^{238}U (рис. c), ^{241}Pu (рис. d) [5]

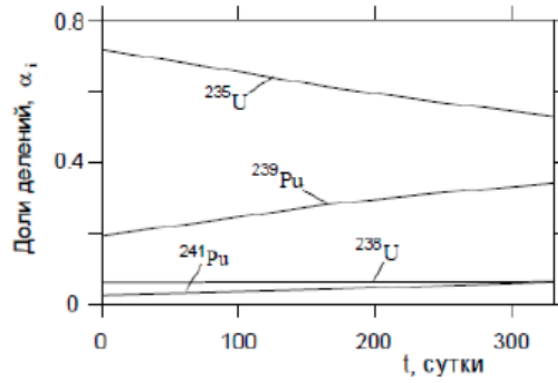


Рисунок 1.2 – Зависимость вклада изотопов α_i в число делений в течение годовичного цикла работы реактора ВВЭР-1000. Видно, что вклад изотопов меняется в ходе кампании реактора. В среднем вклад составляет 0.56 для ^{235}U , 0.31 для ^{239}Pu , 0.06 для ^{241}Pu и 0.07 для ^{238}U .

В качестве мишени в детекторе используется водородо-содержащая органическая жидкость (в рамках данной работы – линейный алкилбензол), на основе которой производится жидкий сцинтиллятор. Детектирование антинейтрино осуществляется по фотонам люминесценции, возникающим при поглощении позитрона и нейтрона в сцинтилляторе. Фотоны регистрируются с помощью ФЭУ. Замедление и диффузия нейтрона до его захвата позволяют разделить во времени сигналы от позитрона и нейтрона. Энергия налетающего антинейтрино $E_{\bar{\nu}_e}$ линейно связана с измеряемой детектором величиной позитронного сигнала, который, в свою очередь, зависит от кинетической энергии позитрона. Необходимо также учесть постоянную поправку от двух аннигиляционных γ -квантов:

$$E_{\text{изм}} = E_{\bar{\nu}_e} - T_{\text{пор}} + 2m_e c^2 = E_{\bar{\nu}_e} - 0.78 \text{ МэВ}, \quad (1.3)$$

где $T_{\text{пор}} = 1.8 \text{ МэВ}$ – порог реакции. Регистрация нейтронов используется для выделения событий взаимодействия антинейтрино на фоне других событий.

При массе мишени $\sim 1000 \text{ кг}$ число регистрируемых нейтрино в диапазоне энергий от 1.8 МэВ до 10 МэВ на расстоянии 19 метров от реактора типа ВВЭР-1000 составит примерно 4000 в сутки.

Таким образом, с помощью детектора антинейтрино можно с высо-

кой точностью [6] измерять текущую мощность реактора, энерговыработку, анализировать состав ядерного топлива и динамику изменения изотопного состава активной зоны реактора. Особенности данного метода являются:

- 1) Сбор и анализ данных во время работы реактора.
- 2) Отсутствие какого-либо вмешательства в работу реактора.
- 3) Оперативное получение информации.
- 4) Автономность

Предлагаемый метод регистрации реакторных антинейтрино был реализован в детекторе iDREAM.

1.2. УСТРОЙСТВО ДЕТЕКТОРА IDREAM

Детектор iDREAM представляет собой жидко-сцинтилляционный детектор с сцинтиллятором на основе линейного алкилбензола – ЛАБ, объемом 1.1 м^3 , предназначенный для регистрации реакторных антинейтрино по реакции обратного бета-распада:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (1.4)$$

Корпус детектора состоит из двух коаксиальных баков из листов нержавеющей стали толщиной 2 мм. Баки закрыты общей герметичной крышкой. Внутренний бак имеет диаметр 1254 мм и высоту 1320 мм. Дно бака во избежание образования «хлопунов», нарушающих рабочую геометрию детектора, усилено решеткой из стальных брусков толщиной 20 мм. Внутренний бак жестко закреплен на дне наружного бака и разделен по высоте на две части выпуклой прозрачной мембраной из акрила с вертикальной трубкой по центральной оси диаметром 180 мм и высотой 470 мм. Мембрана уплотнена между фланцами нижней и верхней частей бака кольцевыми уплотнителями из витона. Снаружи узел уплотнения мембраны закрыт светонепроницаемым кольцеобразным экраном. Пространство под мембраной объемом 1.1 м^3 изолировано от общего объема детектора, заполняется ЖОС и является мишенью детектора. Пространство объемом 0.5 м^3 над мембраной заполняется чистым ЛАБ и является буфером. Внут-

ренный бак закрыт крышкой с круглыми окнами – центральное окно диаметром 200 мм для вывода трубки мембраны и 16 окон диаметром 210 мм для установки 16 узлов ФЭУ Hamamatsu R5912, просматривающих мишень через прозрачные буфер и мембрану. Фотокатоды ФЭУ погружены в ЛАБ буфера. Схемы детектора iDREAM изображены на рисунках 1.3 и 1.4.

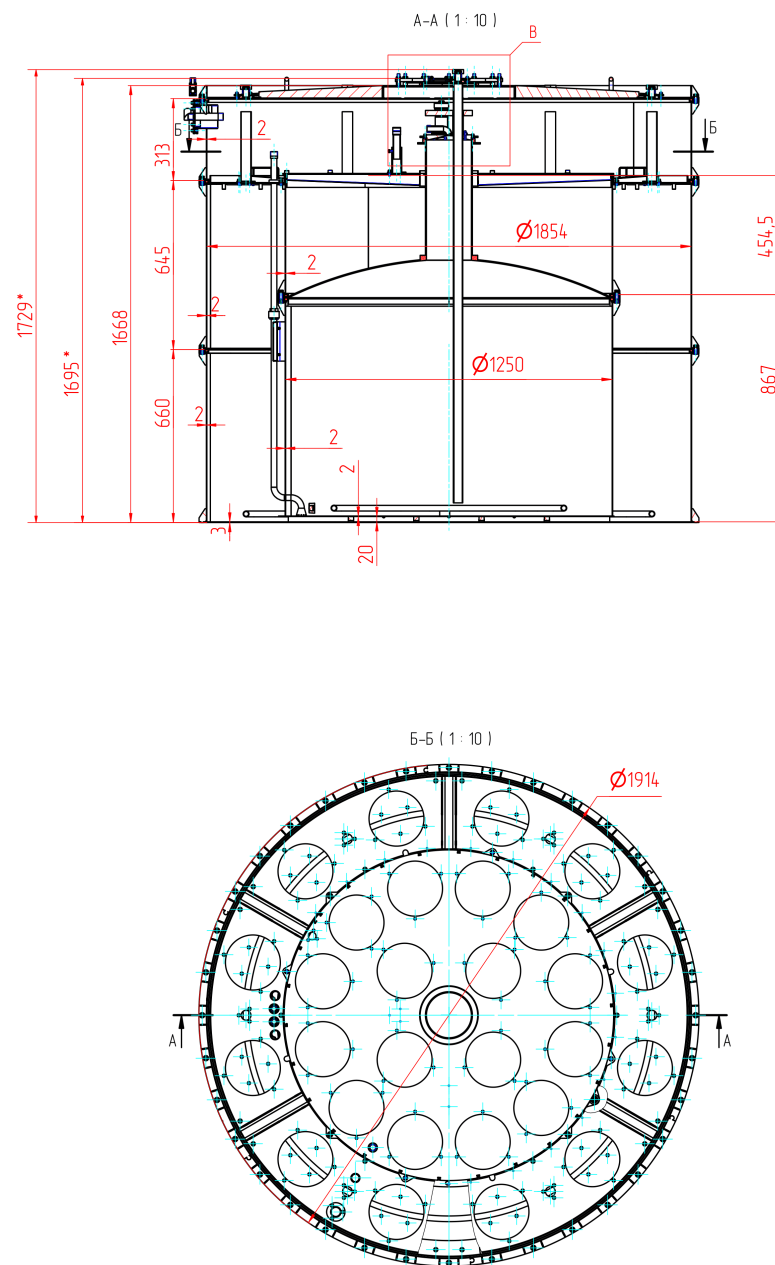


Рисунок 1.3 – Чертеж детектора iDREAM

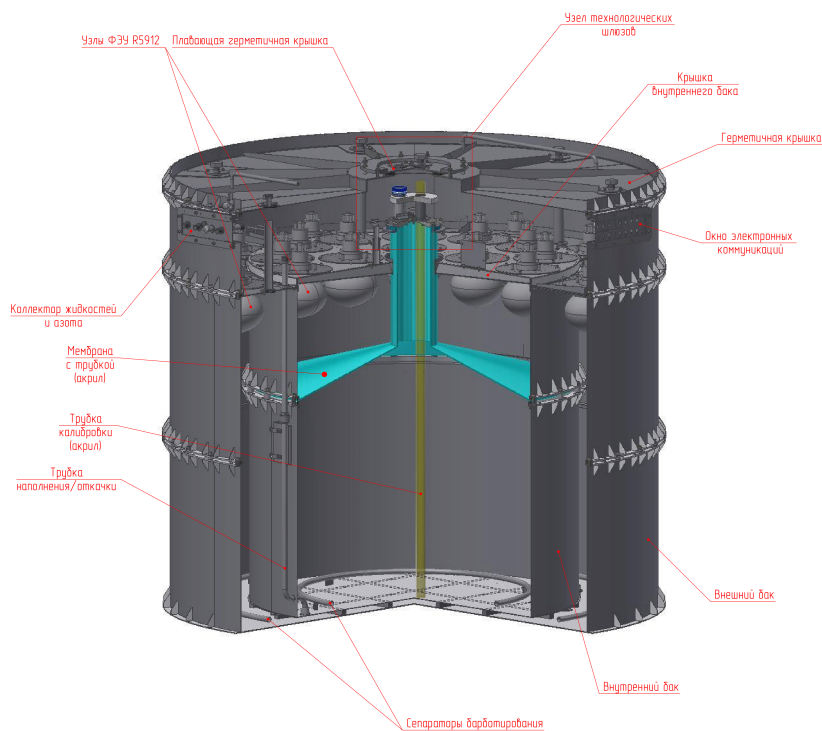


Рисунок 1.4 – Общий вид детектора iDREAM

Наружный бак имеет диаметр 1858 мм и конструктивно состоит из трех секций, герметично соединенных с помощью межфланцевых кольцевых уплотнителей из витона. Высота наружного бака без крышки составляет 1620 мм. Кольцевой зазор между стенками внутреннего и наружного баков на глубину 1220 мм заполняется жидким органическим сцинтиллятором и просматривается двенадцатью ФЭУ. Для калибровки кольцевого объема в каждом сегменте симметрично между узлами ФЭУ установлен узел с вертикальной трубкой из акрил, аналогичный узлу калибровки на крышке трубки мембраны внутреннего бака. Сегменты крепятся к держателям на внутренней стенке 2-й секции наружного бака и опираются на опорное кольцо верхней части внутреннего бака. Функционально кольцевой зазор является частью активной защиты детектора от космического излучения, а также повышает эффективность детектора за счет регистрации продуктов реакции обратного бета-распада, вышедших за пределы мишени.

Для калибровки кольцевого объема детектора в наружном фланце герметичной крышки баков над калибровочными узлами сегментов выполнено шесть отверстий со съёмными герметичными заглушками для установки калибратора. Возможный эксцентриситет отверстий в крышке и в

сегментах компенсируется установкой в узлах калибровки сегментов воронкообразных направляющих для капсулы с радиоактивным источником калибратора.

Трубка мембраны выходит за пределы высоты внутреннего бака. Ее объем рассчитан с учетом коэффициента теплового расширения ЛАБ так, чтобы при рабочей температуре 20 °С уровень ЖОС мишени объемом 1.1 м³ находился на середине высоты трубки, а при колебании температуры в пределах (20±5)°С не превысил высоту трубки и не опустился ниже ее основания. Чтобы предотвратить переливание сцинтиллятора в случае превышения предельной температуры +25°С трубка закрыта герметичной крышкой, имеющей герметичное соединение через коллектор рабочих жидкостей и азота с внешним ресивером. Объем ресивера, также через коллектор, соединен со свободным объемом детектора под герметичной крышкой баков. В крышке трубки мембраны сделаны три отверстия для герметичного ввода в мишень необходимого технологического оборудования. В двух из них уплотнены доходящие до дна внутреннего бака вертикальные трубки из акрила диаметром 36 мм с глухим нижним концом. В одной трубке установлен датчик уровня сцинтиллятора мишени в трубке мембраны по давлению столба сцинтиллятора, совмещенный с датчиком температуры сцинтиллятора. Другая трубка используется для калибровки детектора с помощью калибратора и стандартных радиоактивных источников. Третье отверстие предусмотрено для организации еще одного герметичного ввода в мишень.

В качестве мишени для антинейтрино используется богатая водородом жидкая среда – линейный алкилбензол (ЛАБ) с добавлением РРО – 2.5 дифенилоксазол (C₁₅ H₁₁ ON) и bis-MSB – 1.4-бис(2-метилстирил)бензол (C₂₄H₂₂) в концентрации 3 г/л и 0.02 г/л соответственно [7]. Также в качестве добавки используется гадолиний в концентрации 1 г/л для регистрации нейтронов, поскольку гадолиний обладает большим сечением захвата нейтронов ($\sigma_{157} \approx 254000$ бн для ¹⁵⁷Gd, $\sigma_{155} \approx 60900$ бн для ¹⁵⁵Gd, $\sigma \approx 49000$ бн для природной смеси)

В детекторе iDREAM используются рабочие жидкости трех видов.

- 1) Чистый ЛАБ – заливается в буфер
- 2) ЛАБ + РРО + bis-MSB – заливается в кольцо

3) ЛАБ + PPO + bis-MSB + Gd – заливается в мишень

Детектор укомплектован 28 ФЭУ Hamamatsu R5912, схема расположения которых представлена на рисунке 1.5. ФЭУ с 1-ого по 16-й просматривают центральный объем (мишень) детектора, а с 17-ого по 28-ой – внешнее кольцо (гамма-кэтчер), которое полностью светоизолировано от мишени. [8] [9]

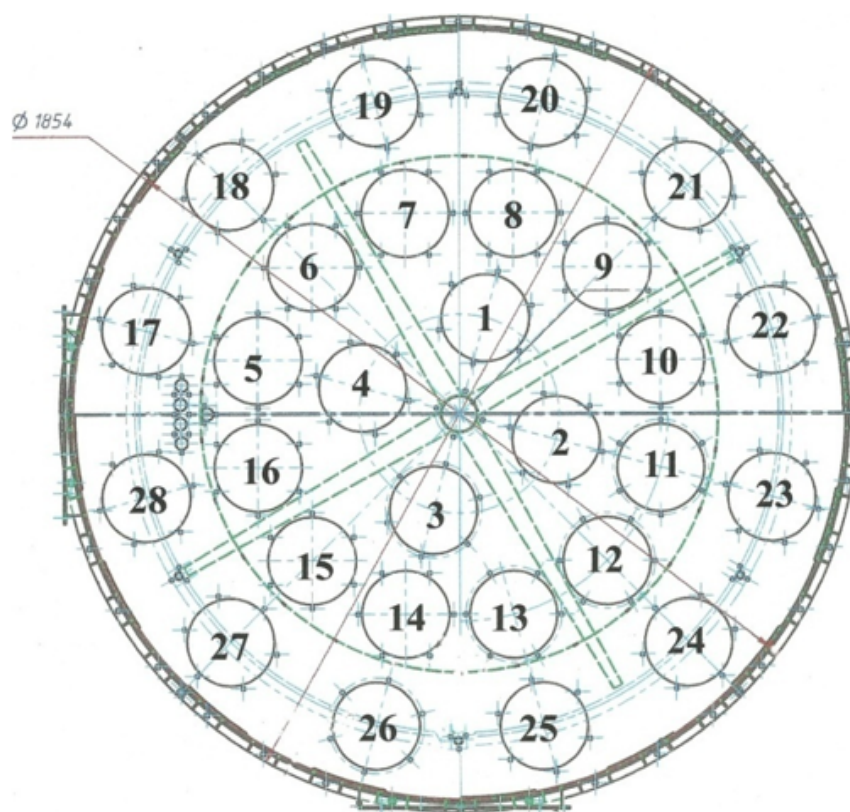


Рисунок 1.5 – Расположение ФЭУ в детекторе (вид сверху)

Следствием такой конструкции, выбранной из требований, предъявляемых к промышленному детектору (в их числе: простота, компактность, невысокая стоимость), является высокая неоднородность светособирания. Для её компенсации в конструкцию между ФЭУ и мишенью был введен прозрачный буфер, выравнивающий сбор фотонов люминесценции. Тем не менее, буфер не подавляет неоднородность светособирания полностью. Для ещё большей компенсации используется пленка из люмира, которой покрывается дно и стенки внутреннего бака.

В настоящее время детектор располагается на третьем энергоблоке Калининской АЭС под реактором на расстоянии 19 метров под активной зоной. Детектор помещен в пассивную защиту, предназначенную для подавления нейтронного излучения и гамма-излучения. Она состоит из 80 прямоугольных чугунных блоков, располагаемых над и под детектором. По бокам располагается защита от нейтронного излучения, состоящая из прямоугольных блоков бор-полиэтилена.

2. ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДЕТЕКТОРА

2.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ШКАЛЫ

Как было сказано выше, детектор iDREAM является детектором с сцинтиллятором на основе линейного алкилбензола с добавлением PPO и bis-MSB. Для подобных сцинтилляторов наблюдается зависимость световыхода от температуры [10; 11]. Температура окружающей среды в помещении под реактором является нестабильной, более того, после пуска реактора 30 мая 2021 произошёл резкий рост температуры на ~ 10 градусов, что негативно сказалось на световыходе сцинтиллятора. Изменение световыхода сцинтиллятора показано на рисунке 2.1

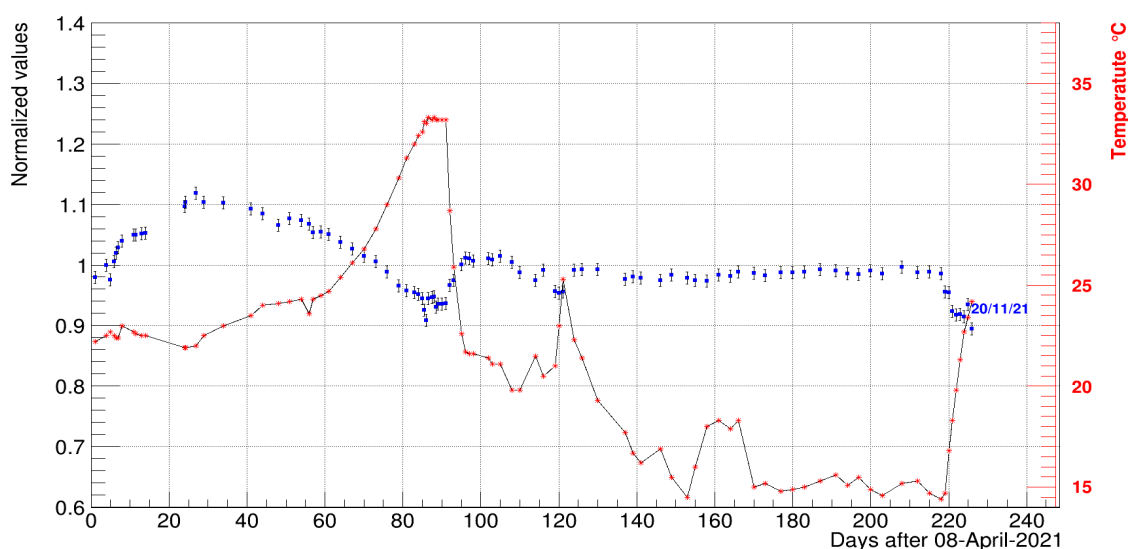


Рисунок 2.1 – Изменение световыхода сцинтиллятора. Синими точками отмечено положение пика кобальта-60 относительно положения 8 апреля 2021, красными точками показана температура сцинтиллятора

Для постановки энергетической шкалы используется источник гамма-

квантов ^{60}Co ($E_{\gamma 1} = 1173 \text{ кэВ}$ и $E_{\gamma 2} = 1332 \text{ кэВ}$). Зная табличную энергию гамма-квантов ^{60}Co и построив распределение собранного при калибровке заряда, можем получить коэффициент перевода собранного заряда в энергию QE . Далее приняв коэффициент, полученный 2 мая 2021, за реперный (обозначим его QE_0) и разделив QE для каждой калибровки на QE_0 получим поправочный коэффициент для каждого калибровочного рана¹. В свою очередь, поправочный коэффициент для регулярных ранов получается интерполяцией коэффициентов соседних калибровочных ранов.

Для проверки работы этого алгоритма на рисунке 2.2 представлены измеренные энергии гамма-кванта $E_{\gamma} = 2614 \text{ кэВ}$ от р/а изотопа таллия-208, присутствующего в цепочке распадов тория-232, содержащегося в земной коре и, как следствие, нержавеющей стали.

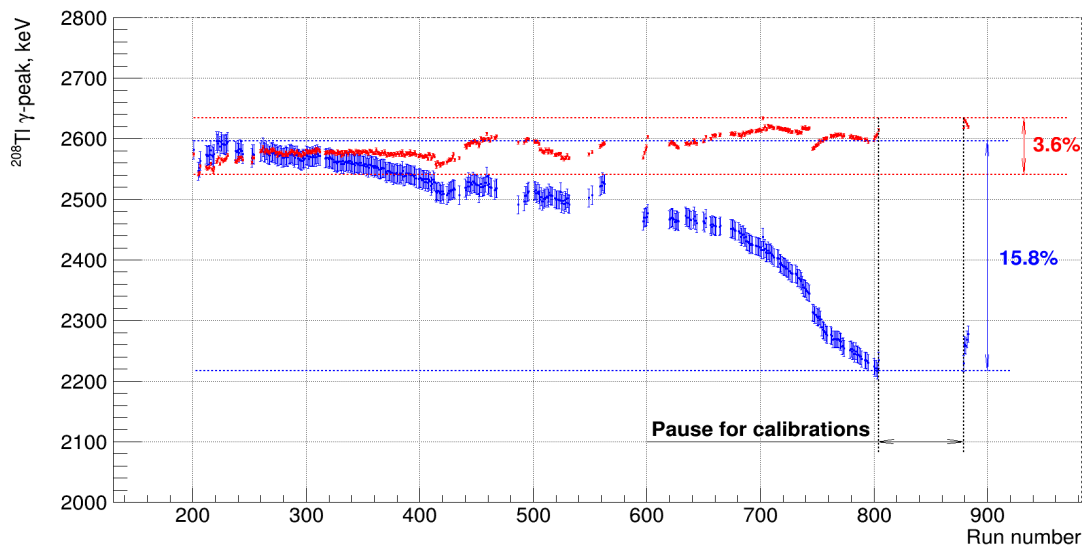


Рисунок 2.2 – Результат коррекции шкалы: синим показаны пики ^{208}Tl до коррекции шкалы, красным – после коррекции.

Из рисунка 2.2 следует, что данный способ коррекции шкалы позволяет снизить разброс в почти 4.5 раза.

¹Под «раном» здесь и далее подразумевается одна серия набора данных

2.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ В ГАДОЛИНИЕВОМ СЦИНТИЛЛЯТОРЕ

Необходимость контроля стабильности времени захвата нейтрона в сцинтилляторе вытекает из необходимости знать эффективность регистрации нейтронов детектором поскольку данная величина напрямую влияет на эффективность регистрации реакторных антинейтрино детектором. В выражение для итоговой эффективности детектора к регистрации антинейтрино входит эффективность ε_t , которая представляет собой вероятность зарегистрировать задержанный сигнал от нейтрона в выбранном временном окне и определяется как $\varepsilon_t = 1 - e^{t/\tau}$, где τ – время захвата нейтрона в сцинтилляторе. Таким образом, эффективность ε_t напрямую зависит от точности, с которой известно время захвата нейтрона τ .

Помимо этого, необходимо учитывать, что сцинтиллятор детектора заполнен гадолинием в концентрации 1 г/л, который добавляется для сокращения времени захвата нейтрона. Соль, в составе которой гадолиний вводится в сцинтиллятор, может распределиться неравномерно по мишени, что приведет к неоднородности времени захвата нейтрона в зависимости от места положения нейтрона. Стоит также ещё учитывать и вероятное наличие эффекта «перемешивания» гадолиния в сцинтилляторе под действием конвекции из-за наличия ненулевого градиента температуры внутри мишени. Возможное наличие подобных эффектов также требует контроля стабильности времени жизни.

Измерение времени захвата нейтрона измерялось с помощью нейтронного источника ^{252}Cf . Данный изотоп является альфа-радиоактивным, но в 3.1% случаев претерпевает спонтанное деление с испусканием мгновенных гамма-квантов и нейтронов. Среднее число нейтронов на спонтанное деление составляет 3.7. Распределение вероятности излучить то или иное число нейтронов калифорнием-252 представлено на рисунке 2.3

	²⁴⁶ Cf ^a		²⁵⁰ Cf ^a		²⁵² Cf ^b	
	Value	Error	Value	Error	Consensus	Standard Deviation
P_0	0.00051	0.027	0.0038191		0.0021767	0.00012
P_1	0.1136	0.041	0.0365432		0.0259869	0.00123
P_2	0.2346	0.041	0.1673371		0.1251188	0.00132
P_3	0.2743	0.043	0.2945302		0.2740459	0.00119
P_4	0.22087	0.042	0.2982732		0.3050812	0.00144
P_5	0.12597	0.036	0.1451396		0.1854741	0.00119
P_6	0.03017	0.033	0.0472215		0.0658998	0.00065
P_7			0.0040174		0.0142918	0.00096
P_8			0.0031188		0.0018219	0.0003
P_9					0.0001022	0.00017
P_{10}					0.0000005	0.0000016
$\langle \nu(\nu - 1) \rangle$	8.19		10.344		11.9517	0.0188
$\langle \nu(\nu - 1)(\nu - 2) \rangle$	8.26		25.192		31.6680	0.175
$\langle \nu^2 \rangle$	11.29		13.854		15.7087	0.0188
$\langle \nu^2 \rangle - \langle \nu \rangle^2$	1.68		1.534		1.5936	0.0188
$\langle \nu(\nu - 1) \rangle / \langle \nu \rangle^2$	0.852		0.8396		0.8467	0.0013

Рисунок 2.3 – Вероятности испускания мгновенных нейтронов для спонтанного деления изотопов ²⁴⁶Cf, ²⁵⁰Cf, ²⁵²Cf

Ввиду того, что калифорний помещен в стальной контейнер с толщиной стенок 0.5 мм, все вылетающие α - частицы и осколки деления поглощаются в защитном контейнере и не попадают в сцинтиллятор. Таким образом, при калибровках источником ²⁵²Cf детектор регистрирует сначала мгновенные гамма-кванты спонтанных делений, а затем коррелированные с ними нейтроны, распределение во временном интервале $\sim 5\tau$.

После замедления в сцинтилляторе, нейтроны захватываются ядрами гадолиния (в $\sim 80\%$ случаев) и водорода (в $\sim 20\%$ случаев). Также есть шанс того, что быстрые нейтроны вылетят за пределы мишени.

Анализ данных был построен следующим образом. Все зарегистрированные детектором события разбивались на кластеры длительностью 150 мкс, при этом накладывалось требование, чтобы в течение 150 мкс до первого события в кластере и 150 мкс после последнего не было зарегистрировано никаких других событий. Первое событие в кластере должно соответствовать сигналу от мгновенных гамма-квантов, а последующие – сигналам от нейтронов, захватываемых гадолинием или водородом. Несмотря на то, что среднее число испускаемых нейтронов на один акт деления калифорния-252 составляет 3.7, кратность кластера может быть довольно большой из-за высокой активности источника ($\sim 10^3 n/s$) и, как следствие, случайных наложений событий как от самого источника, так и от фоновых событий в детекторе. Спектр гамма-квантов, излученных после захвата нейтрона ядром мишени, представлен на рисунке 2.4

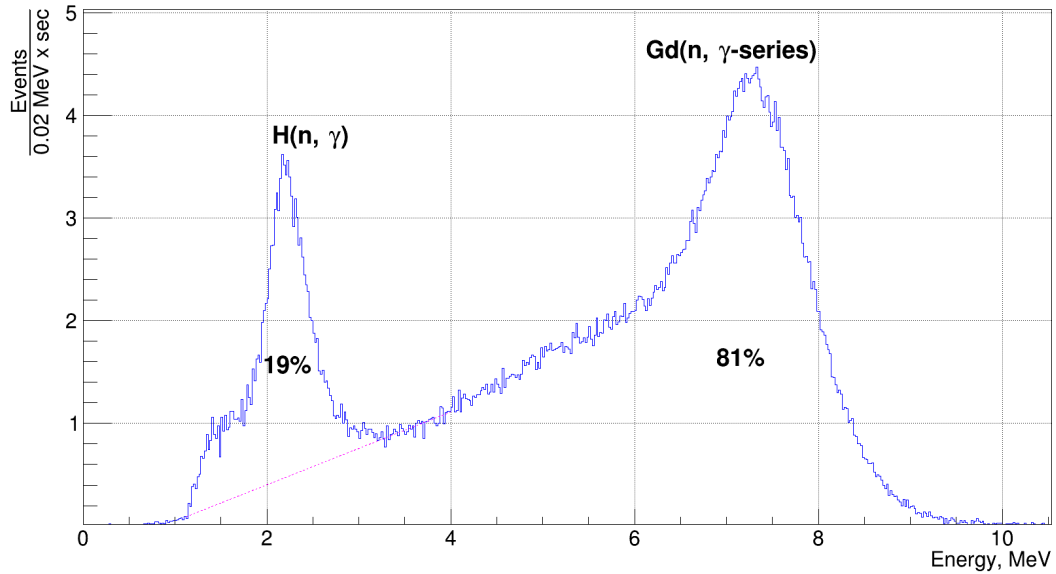


Рисунок 2.4 – Спектр задержанных событий от ^{252}Cf

Пик в области $E = 2.22$ МэВ соответствует захвату нейтронов на водороде, а в области 7.4 МэВ – на гадолинии. Доли числа нейтронов, захваченных на водороде, составили 19% и 81%, что соответствует ожидаемым значениям в случае концентрации гадолиния 1 г/л в сцинтилляторе.

Измеренный временной спектр захвата нейтронов в сцинтилляторе приведен на рисунке 2.5.

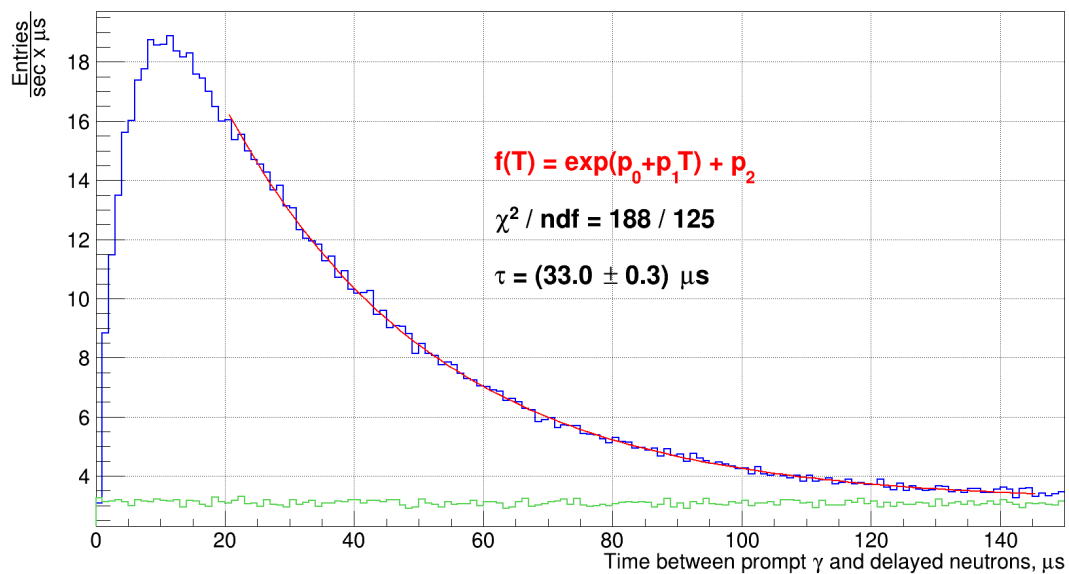


Рисунок 2.5 – Распределение времен захвата нейтронов в окне 150 мкс после регистрации мгновенных γ -квантов (показан синим цветом). Зеленым цветом показано аналогичное распределение случайных совпадений.

Из рисунка 2.5 следует, время захвата нейтрона в мишени составляет

$$\tau = (33.0 \pm 0.3) \mu s \quad (2.1)$$

Спектры, приведенные на рисунках 2.4 и 2.5 получены с калибровки калифорнием, проведенной 13 сентября 2021. Также калибровки калифорнием были проведены 8, 10, 16 сентября, 22 и 25 октября, 12 ноября, причем измерения проводились в центре, внизу и вверху мишени. Для каждого из калибровочных ранов проводилась аналогичная процедура построения временного спектра по которым в дальнейшем был построены графики стабильности времени захвата нейтрона в трех различных геометрических положениях («Низ мишени», «Центр мишени», «Верх мишени»). Построение графика стабильности времени захвата нейтрона (рис. 2.6) в этих трех положениях позволит проверить равномерность распределения гадолиния в мишени.

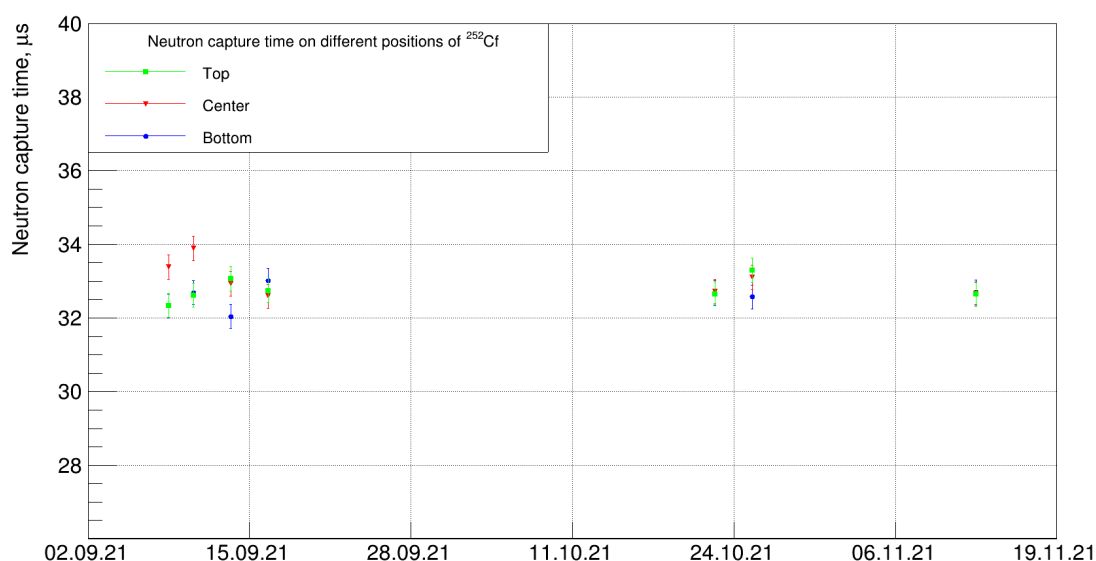


Рисунок 2.6 – Стабильность времени захвата нейтрона в положениях «Низ мишени», «Центр мишени», «Верх мишени»

Из рисунка 2.6 следует, что на протяжении двух месяцев (с 8 сентября 2021 по 12 ноября 2021) время захвата нейтрона для всех положений источника совпадает в пределах ошибок измерений.

2.3. ФУНКЦИЯ ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРА

Для построения функции отклика воспользуемся следующими источниками одиночных гамма-квантов: ^{137}Cs ($E_\gamma = 662$ кэВ), ^{54}Mn ($E_\gamma = 834$ кэВ), ^{65}Zn ($E_\gamma = 1115$ кэВ). Также использовался нейтронный источник ^{252}Cf , нейтроны которого захватываются на ядрах водорода что приводит к излучению одиночного гамма-кванта с энергией $E_\gamma = 2.22$ МэВ. Измеренные спектры показаны на рисунке 2.7, спектр гамма-квантов, излучающихся после захвата нейтронов на водороде $\text{H}(n, \gamma)$ показан на рисунке 2.4, измеренные энергии источников в сравнении с табличными представлены в таблице 1.

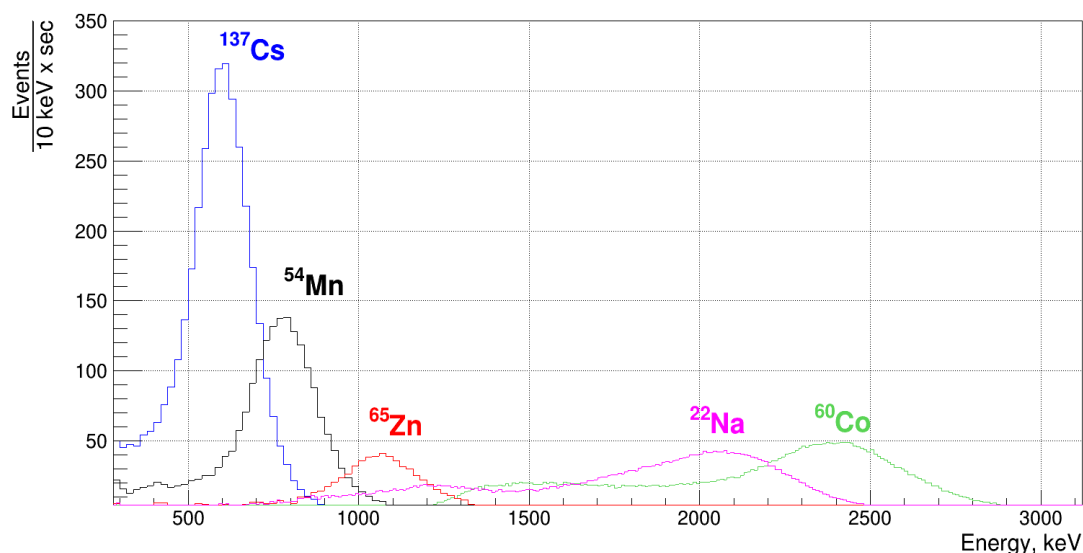


Рисунок 2.7 – Измеренные спектры ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{65}Zn , ^{22}Na , ^{60}Co

Таблица 1. Отклонение зарегистрированного значения энергии для источников ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{65}Zn и для γ - квантов от захвата нейтрона на водороде

Источник	Табличное значение энергии, кэВ	Зарегистрированное значение энергии, кэВ	Отклонение, %
^{137}Cs	662	600 ± 2	9.4%
^{54}Mn	835	778 ± 3	6.8%
^{65}Zn	1115	1062 ± 5	4.8%
$\text{H}(n, \gamma)$ (^{252}Cf)	2223	2223 ± 10	0%

Данные источники были выбраны поскольку они излучают одиночный гамма-квант тогда как при испускании источником двух и более гамма-квантов наблюдается серьезный сцинтилляционный дефект. Сцинтилляционный дефект, однако, наблюдается и для одиночных гамма-квантов, тем не менее, он меньше чем для случая нескольких гамма-квантов. Также в случае испускания одиночных гамма-квантов наблюдается следующая зависимость: в процентном соотношении он тем меньше, чем выше энергия гамма-кванта, данная зависимость представлена на рисунке 2.8. По этой причине в качестве точки отсчёта был выбран гамма-квант с энергией $E_\gamma = 2.22$ МэВ от захвата нейтрона на водороде.

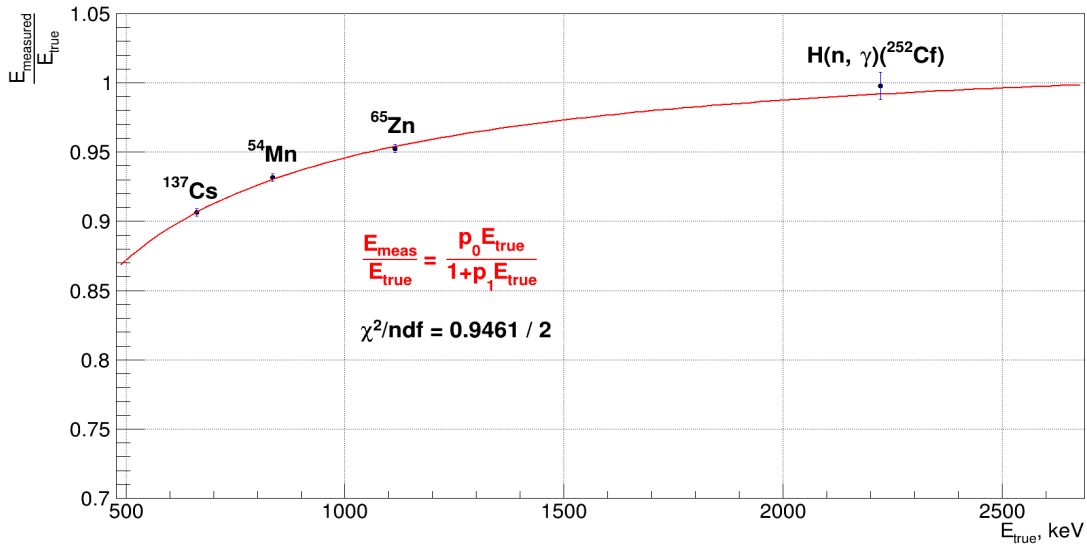


Рисунок 2.8 – Функция отклика детектора iDREAM

Для нахождения функции отклика найденные относительные изменения отклика были аппроксимированы зависимостью

$$\frac{E_{\text{meas}}}{E_{\text{true}}} = \frac{p_0 \cdot E_{\text{true}}}{1 + p_1 \cdot E_{\text{true}}}, \quad (2.2)$$

где E_{true} – истинная (табличная) энергия гамма-кванта, E_{meas} – измеренная энергия гамма-кванта. В результате аппроксимации параметры получили следующие параметры функции:

$$p_0 = p_1 = (1.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-2} \quad (2.3)$$

Таким образом, отклик детектора iDREAM соответствует ожидаемому для детекторов на основе жидких органических сцинтилляторов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы получены следующие основные результаты:

- Исследован отклик детектора iDREAM и измерено время захвата нейтрона в содержащем металлический гадолиний сцинтилляторе, которое составило

$$\tau = (33.0 \pm 0.3) \mu s \quad (2.4)$$

Это значение находится в согласии с ожидаемым для жидких сцинтилляторов на основе линейного алкилбензола с добавлением гадолиния в концентрации 1 г/л

- Показано, что время захвата нейтрона не меняется на протяжении времени работы детектора и не зависит от местоположения нейтронного источника.
- Показано, что отклик детектора меняется на протяжении времени в результате колебаний температуры в помещении, в котором расположен детектор. Для компенсации эффекта «дрейфа» энергетической шкалы разработан и применен алгоритм коррекции отклика по калибровкам ^{60}Co . Данный алгоритм позволил снизить эффект от дрейфа в 4.5 раза.
- С помощью калибровок источниками ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{65}Zn , ^{252}Cf получена функция отклика детектора iDREAM, которая описывается выражением

$$f(E_\gamma) = \frac{p_0 \cdot E_\gamma}{1 + p_1 \cdot E_\gamma}, \quad (2.5)$$

где p_0 и p_1 – параметры функции равные $p_0 = p_1 = (1.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Измерение энергосвыработки энергетического реактора методом регистрации нейтрино / В. Коровкин [и др.] // Атомная энергия, Т.65, вып.3. — 1988. — Сент.
2. The Bugey-3 neutrino detector / M. Abbes [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 1996. — Т. 374. — С. 164—187.
3. *Strumia A., Vissani F.* Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section // Phys. Lett. B. — 2003. — Т. 564. — С. 42—54. — arXiv: `astro-ph/0302055`.
4. Study of reactor anti-neutrino interaction with proton at Bugey nuclear power plant / Y. Declais [и др.] // Phys. Lett. B. — 1994. — Т. 338. — С. 383—389.
5. Improved calculation of the energy release in neutron-induced fission / X. Ma [и др.] // Physical Review C. — 2013. — Июль. — Т. 88.
6. *Копейкин В., Микаэлян Л.* Анализ зависимости числа событий в реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ // Препринт ИАЭ-6419/2. — 2006. — Т. 9.
7. Жидкий сцинтиллятор на основе линейного алкилбензола / И. Немченко [и др.] // Письма в ЭЧАЯ. — 2011. — Т. 9. — С. 218—227.
8. Промышленный детектор iDREAM для мониторинга режимов работы атомных реакторов нейтринным методом / М. Б. Громов [и др.] // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. — М., 2015. — № 3. — ISSN 0579-9392.
9. Техническое описание опытного образца детектора iDREAM / М. Б. Громов [и др.]. — 2016.
10. Temperature dependence of the light yield of the LAB-based and mesitylene-based liquid scintillators / X. DongMei [и др.]. — 2014. — arXiv: 1402.6871 [physics.ins-det].

11. Temperature quenching in LAB based liquid scintillator / A. Sörensen [и др.] // The European Physical Journal C. — 2018. — ЯНВ. — Т. 78.