

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

УДК 539.123.6

ОТЧЕТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ  
РАСЧЕТ ОЖИДАЕМОГО ЭФФЕКТА ОТ  
УПРУГОГО КОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ  
РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО В  
ДЕТЕКТОРЕ НА ОСНОВЕ  $NaI$

Научный руководитель

(доц., к.ф.-м.н.)

\_\_\_\_\_ Е. А. Литвинович

Студент

\_\_\_\_\_ В. М. Крапля

Москва, 2024

# СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 УКРН	6
2 Экспериментальные исследования УКРН реакторных анти-нейтрино	11
2.1 CONUS+ и другие HPGe детекторы . . . . .	11
2.2 CONNIE . . . . .	13
2.3 NEON . . . . .	14
3 Требования к радиационной чистоте кристаллов NaI	16
4 Выращивание сверхчистых кристаллов	17
4.1 Очистка шихты . . . . .	17
4.1.1 Рекристаллизация с использованием деионизированной воды (ДВ) . . . . .	17
4.1.2 Ионообменная колоночная хроматография . . . . .	18
4.1.3 Сублимация методом Ван Аркеля . . . . .	18
4.2 Кристаллизация . . . . .	19
4.3 Пост-обработка . . . . .	20
5 Расчет спектра ядер отдачи от УКРН	21
5.1 Спектр антинейтрино от ядерного реактора . . . . .	21
5.2 Квенчинг-фактор . . . . .	22
5.3 Спектр ядер отдачи в <i>NaI</i> , <i>GAGG</i> , <i>PbWO<sub>4</sub></i> . . . . .	25
Заключение	28
Список использованных источников	29

# ВВЕДЕНИЕ

После того, как в 1973 году было открыто явление нейтрального тока слабого взаимодействия[1], ряд ученых выдвинули предположение о том, что существуют упругие когерентные взаимодействия нейтрино с кварками и электронами посредством виртуального Z бозона. Предсказанное таким образом Упругое Когерентное Рассеяние Нейтрино (УКРН) на ядрах атомов было экспериментально обнаружено в 2017 году коллаборацией COHERENT[2], использующей импульсный источник нейтрино( $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e$ ) в виде ускорителя Spallation Neutron Source (SNS) в Окриджской национальной лаборатории США, сначала на CsI[Na] детекторе, а затем и на LAr и HPGe детекторах. Однако в 2025 году поступило сообщение от команды эксперимента CONUS+[3], работающей с реакторным источником электронных антинейтрино  $\bar{\nu}_e$ , которая также смогла при помощи своего HPGe детектора зафиксировать процесс УКРН на ядрах.

Подобный интерес научного сообщества к данному проявлению слабого взаимодействия объясняется его широчайшими возможностями применения для решения задач как теоретического, так и практического характера. Это обусловлено большим сечением взаимодействия УКРН (на несколько порядков превосходящим значения других методик, например, Обратного Бета Распада (ОБР))[4], которое происходит от когерентности взаимодействия нейтрино с ядром, когда рассеяние происходит на всех нуклонах ядра из-за малости передаваемого нейтрино импульса. Этот эффект является следствием квантово-механического условия когерентности рассеяния Фридмана(1)[5]:

$$qR \ll 1 \tag{1}$$

где  $q$  - модуль 4-импульса, переданный нейтрино ядру, характерный размер которого определяется радиусом  $R$ . Так как Стандартная модель(СМ) предсказывает сечение УКРН с относительно малой погрешностью, измерение сечения УКРН позволяет проверить физику СМ для слабых взаимодействий[6]. Например, слабый ядерный заряд в основном зависит от его нейтронной ком-

поненты, и наблюдение УКРН может помочь определить слабый форм-фактор, что помогает ограничить распределение плотности нейтронов при когерентности процесса[7]. Более того, измерение при помощи УКРН радиуса нейтрон поможет определить нейтронную оболочку ядра - разницу между радиусом нейтрона, большим чем радиус протона. Эти измерения могут иметь существенные последствия для уравнения состояния богатой нейтронами материи, что сыграет свою роль в понимании структуры и эволюции нейтронных звезд. Также УКРН используется для более точного измерения электрослабого угла смешивания при низкой передаче импульса[6], изучения магнитного момента нейтрино, потому что данные факторы влияют на количество регистрируемых событий с определенными энергиями ядер отдачи.

УКРН также активно возможно использовать при исследовании физики за рамками СМ[8, 9, 10]. Так к нестандартным взаимодействиям нейтрино можно отнести нестандартные процессы образования и детектирования нейтрино при помощи заряженного тока или нейтрального тока с изменением аромата нейтрино при взаимодействии нейтрино с другими фермионами. Любое введение новых взаимодействий нейтрино подразумевает добавление новых векторных и осевых операторов в лагранжиан СМ, создавая нестандартные взаимодействия различных ароматов. Обнаружение же аномальных магнитных моментов нейтрино при полной когерентности взаимодействия добавило бы пропорциональность сечения взаимодействия квадрату числа протонов. Также возможно использование УКРН при поиске стерильных нейтрино: наблюдение уменьшения потока частиц на фиксированном расстоянии по сравнению с предсказаниями СМ могло бы указывать на этот новый тип нейтрино[11].

Помимо большого числа применений в теоретической физике УКРН имеет приложение в практической сфере. Нейтринный мониторинг ядерных реакторов, позволяет получать дистанционно, объективные данные о мощности и относительном составе топлива в активной зоне. Это является крайне полезным для контроля за нераспространением ядерного оружия и обеспечения безопасности использования мирной ядерной энергетики. Применение же УКРН позволит создавать детекторы нейтрино с массой активного вещества

порядка от нескольких килограмм до нескольких десятков килограмм, что в несколько десятков раз меньше чем масса того же активного вещества в детекторах основанных на ОБР[4].

В данной работе рассматриваются ряд экспериментальных исследований УКРН реакторных антинейтрино на ядрах (CONUS+,  $\nu$ Gen, CONNIE, NEON). Особое внимание уделяется использованию неорганического сцинтиллятора NaI(Tl) в качестве материала мишени для УКРН. Рассматриваются различные современные методики по производству сверхчистых кристаллов NaI(Tl), производится сравнение содержания примесей для различных степеней очистки кристаллов. Также в работе приведен расчет спектров ядер отдачи от УКРН для NaI(Tl), GAGG и PbWO<sub>4</sub> путем свертки спектров реакторных антинейтрино, квенч-факторов и дифференциальных сечений взаимодействия. Таким образом, данная работа имеет следующие:

**Цель:** Расчет ожидаемого эффекта от УКРН в сцинтилляторе NaI(Tl).

**Задачи:**

1. Изучение методик производства сверхчистых сцинтилляторов NaI(Tl).
2. Построение спектра реакторных антинейтрино.
3. Расчет спектров квенч-факторов для различных атомов.
4. Расчет и построение спектров ядер отдачи для NaI(Tl), GAGG и PbWO<sub>4</sub>.

**Актуальность:** Эксперименты с упругим когерентным рассеянием реакторных антинейтрино на ядрах атомов позволяют искать неточности определения различных параметров в рамках СМ, искать новую физику за рамками СМ, а также открывают возможность к объективному мониторингу ядерных реакторов.

# 1. УКРН

Как было сказано выше, особенность УКРН на ядрах атома заключается в его большом сечении, которое достигается за счет того, что де Бройлевская волна нейтрино по факту рассеивается на всех нуклонах ядра одновременно. Дифференциальное сечение УКРН вычисляется по формуле(2)[12]:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{G_F^2}{4\pi} M \left( 2 - \frac{MT}{E^2} \right) Q_W^2 F^2(q^2), \quad (2)$$

где  $E$ -энергия налетающего нейтрино;  $T$ -кинетическая энергия ядра отдачи;  $M$ - масса ядра, МэВ;  $F$ -ядерный форм-фактор;  $G_F = 1.66 \times 10^{-5} \text{ГэВ}^{-2}$ - постоянная Ферми;  $Q_W$ -заряд слабого ядерного взаимодействия, вычисляемый по формуле(3):

$$Q_W^2 = N - (1 - 4\sin^2\theta_W)Z, \quad (3)$$

где  $Z$ -число протонов;  $N$ -число нейтронов;  $\theta_W$ -угол электрослабого смешивания.

Принимая во внимание, что  $\sin^2\theta_W \approx 0.25$ , мы можем упростить наше выражение получив прямую зависимость сечения взаимодействия от квадрата числа нейтронов атома. Если же учесть, что при энергиях нейтрино меньше 30 МэВ наступает полная когерентность, то при расчете дифференциальных сечений для реакторных антинейтрино, энергия основного числа которых не выходит за пределы 10 МэВ, ядерный формфактор Хельма  $F \rightarrow 1$ [5]. В итоге мы получаем упрощенную формулу(4) при помощи которой можно посчитать сечение взаимодействия например для  $Na^{23}$  и  $I^{127}$  (рис.1):

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{G_F^2}{4\pi} M \left( 2 - \frac{MT}{E^2} \right) N^2, \quad (4)$$

В случае же эксперимента COHERENT[2], где источником выступал мощный импульсный пучок нейтрино с энергиями 10-55 МэВ, производимый ускорителем SNS, можно утверждать что порядка 10-20% вклада вносили неупругие взаимодействия (анти)нейтрино с ядрами, которые невозможно от-

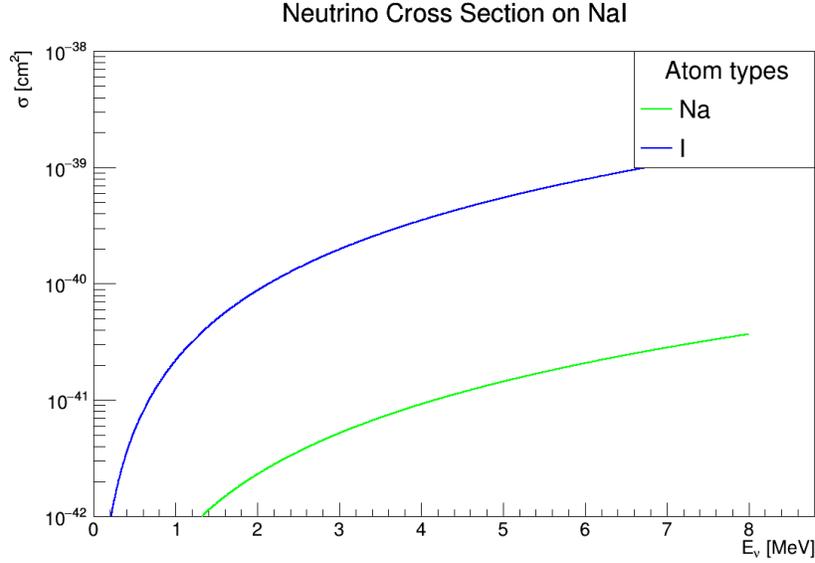


Рисунок 1 - Сечение взаимодействия УКРН для  $Na^{23}$  и  $I^{127}$

личить от упругих взаимодействий так как фиксировалась только энергия ядер отдачи, т.е. формула 1, не выполняется. Поэтому приближение формфактора к 1 как в формуле (4) невозможно и его необходимо вычислять. В качестве примера формулы ядерного формфактора приведем формулу Хельма(5):

$$F_{Helm}(q^2) = \frac{3j_1(qR_0)}{qR_0} e^{-q^2 s^2/2} \quad (5)$$

где  $q$ -величина импульса ядер отдачи,  $j_1$ -сферическая функция Бесселя первого первого порядка,  $R_0$ -эффективный радиус ядра,  $s \approx 0.9$ фм-диффузия границы ядра. Важнейшей характеристикой, при помощи которой возможно определять отклонения от СМ, является дифференциальная

частота рассеяния нейтрино на ядрах  $\frac{dN}{dT}$ , которая находится при помощи интегрирования поступающего спектра нейтрино и суммирования данных интегралов при наличии нескольких ароматов нейтрино. Вычисляется ожидаемый эффект УКРН по формуле (6)[13]:

$$\frac{dN}{dT} = N_\alpha \sum_i \int_{E_\nu^{min}}^{E_\nu^{max}} \Phi_i(E_\nu) \frac{d\sigma}{dT_{obs}} dE_\nu \quad (6)$$

где  $N_\alpha$ -коэффициент, зависящий от количества протонов атома  $\alpha$  в мишени,  $\Phi_i(E_\nu)$ -спектр потока нейтрино аромата  $i$ ,  $dT_{obs} = dT \times Q(E_\nu)$ -наблюдаемая энергия отдачи ядра, где  $Q(E_\nu)$  - квенч-фактор, он же фактор гашения[14].

$$N_\alpha = \frac{m_{detecor}}{\sum_\alpha M_\alpha \eta_\alpha} N_A \eta_\alpha \quad (7)$$

где  $\alpha$ -вид атома,  $M_\alpha$ -молярная масса,  $\eta_\alpha$ -стехиометрическая доля соответствующего атома,  $N_A$ -число Авогадро.

квенч-фактор - это коэффициент, который характеризует экспериментально наблюдаемый факт разной передачи энергии ядру и электронам от нейтрино одной энергии. Существует множество теорий, предсказывающих факторы гашения, однако точной модели для всех типов детекторов и частиц нет. В данной работе используется методика расчетов из статьи . В ней используется приближение Биркса при описании гашения световыхода для высокоионизированных частиц. Световыход сцинтиллятора зависит не только от энергии частицы  $E$ , но также и от его собственной тормозящей способности  $\frac{dE}{dr}$ . В общем случае, световыход  $L(E)$  рассчитывается по формуле (8):

$$L(E) = \int_0^E dL = \int_0^E \frac{S dE}{1 + kB \frac{dE}{dr}} \quad (8)$$

где  $S$ -абсолютный сцинтилляционный коэффициент,  $kB$ -коэффициент Биркса  $\left[ \frac{\Gamma}{\text{см}^2 \text{МэВ}} \right]$ .  
квенч-фактор для ионов - это отношение световыхода для ионов к

световыходу для электронов(9):

$$Q(E) = \frac{L_i(E)}{L_e(E)} = \frac{\int_0^E \frac{dE}{1 + kB\left(\frac{dE}{dr}\right)_i}}{\int_0^E \frac{dE}{1 + kB\left(\frac{dE}{dr}\right)_e}} \quad (9)$$

Для определения ряда важных свойств квенч-фактора воспользуемся полуэкспериментальной формулой Биркса(10):

$$\frac{dL}{dr} = \frac{S \frac{dE}{dr}}{1 + kB \frac{dE}{dr}} \quad (10)$$

Приближенные формулы световыхода для частиц с низкой (быстрые электроны) и высокой (ионы) тормозящей способностью:

$$L_e(E) = SE, \quad L_i(E) = \frac{Sr}{kB} \quad (11)$$

Использував данные приближения, упростим формулу (9):

$$Q_i(E) \simeq \frac{1}{kB(dE/dr)_i} \quad (12)$$

Из формулы (12) можно сделать следующие выводы[14]:

1. квенч-фактор зависит от энергии и не является константой
2. квенч-фактор минимален, когда тормозящая способность для иона максимальна.
3. квенч-фактор возрастает при малых энергиях, это последствие падения тормозящей способности для иона.

Таким образом, вышеперечисленные формулы в достаточной мере описывают основную физику УКРН на ядрах атомов для нейтрино от различных источников (ускорители, реакторы, звезды). Однако стоит учитывать, что в угоду простоты вычислений в формуле (2) были опущены вклады радиационных поправок, аксиальных и векторных коэффициентов, ввиду их малости.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ УКРН РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО

Среди всех исследований УКРН особенно выделяются эксперименты по поиску упругого когерентного рассеяния реакторных электронных антинейтрино на ядрах, так как ввиду малости энергий реакторных антинейтрино (в среднем 3-4 МэВ) требуемый порог реагирования детекторов находится в субкэвной области. Рассмотрим некоторые из них.

### 2.1 CONUS+ и другие HPGe детекторы

Эксперименты на основе высокоочищенного германия (High Purity Germanium HPGe) используют в качестве активного вещества детектора полупроводниковый металл, охлаждаемый в криокамере. Ключевой особенностью детекторов подобного типа является точечный контакт, "точечность" которого выражается в рекордно малой величине емкости детектора (порядка нФ), что позволяет предельно уменьшить эквивалентные шумы детектора. Использование германия продиктовано его большим сечением по сравнению с тем же кремнием, ввиду упомянутой выше квадратной зависимости сечения от количества нейтронов (40 против 28). Сам же принцип работы детектора основан на ионизации нейтрино германия, в результате чего электрон электрическим полем выводится и считывается в основной части детектора, а "горячий" ион Ge охлаждается жидким азотом. Масса активного вещества в таких детекторах варьируется от нескольких сотен грамм до нескольких килограмм[4].

На данный момент из большого числа HPGe детекторов (TEXONO[15],  $\nu$ Gen[16], Dresden II[17]), только коллаборация CONUS+ сообщила в 2025 году о том, что за 119 дней измерений они зафиксировали  $395 \pm 106$  событий УКРН при предсказанных  $SM$   $347 \pm 59$ , что уже дает возможность наложить ограничения на множество параметров в различных теоретических моделях.

Экспериментальная установка представляет из себя 4  $HPGe$  детектора, общей массой 3,74 кг. Расположенный на Атомной электростанции в Лейбштаде, Швейцария ( $P_{th}=3.6$  ГВт), детектор поместили в 20.7 метрах от центра активной зоны. Защита от железобетонных конструкций АЭС составляет порядка 7.4 метра водного эквивалента (м.в.э.), что меньше, чем на прошлом месте проведения эксперимента в Германии на АЭС Брокдорф. Ввиду этой причины, а также более жестких требований безопасности, связанных с угрозой землетрясений, была переработана конструкция защитного кожуха детекторов (Рис.2). Центральный из пяти слоев свинца был заменен на дополнительное мюонное вето. Это было сделано по той причине, что фон высокоэнергетических гамма квантов уменьшился по сравнению с прошлым местом проведения эксперимента в 26 раз из-за более удаленного положения детекторов от системы охлаждения, в которой происходят  $\gamma$ -излучающие распады  $N^{16}$ . Однако в связи с меньшим значением защиты от космических излучений, скорость образования запаздывающих мюон-индуцированных нейтронов в свинце увеличилась в 2.3 раза по сравнению с CONUS. Итого 4 слоя Pb(черный) (суммарно 20 см толщины, кроме низа, где не меняли структуру защиты) с увеличением чистоты материала по мере приближения к детекторам, 2 слоя мюонного вето (синий), насчитывающего 18 плит сцинтилляторов, на каждой из которых по 2 фото-электронных умножителя (ФЭУ) по бокам и по 4 ФЭУ на верхних, 2 слоя полиэтиленовых пластин (красный) и 2 слоя пластин полиэтилена, обогащенного бором (белый), обеспечивают надежную защиту от фоновых излучений. Помимо прочего, был усилен стальной каркас для выполнения требований безопасности при землетрясениях. Также стоит отметить результаты CONUS+ по поиску ограничений на магнитный момент нейтрино, определенный как  $\mu_\nu < 7,5 \times 10^{-11} \mu_B (90\%CL)$ . [18, 19, 20, 3, 21]

Прочие эксперименты с использованием  $HPGe$  детекторов имеют принципиально такие же конструкции, но с определенными отличиями. Так  $\nu$ Gen оснащен платформой, позволяющей изменять расстояние между детекторами и центром активной зоны с 12 до 10 метров.

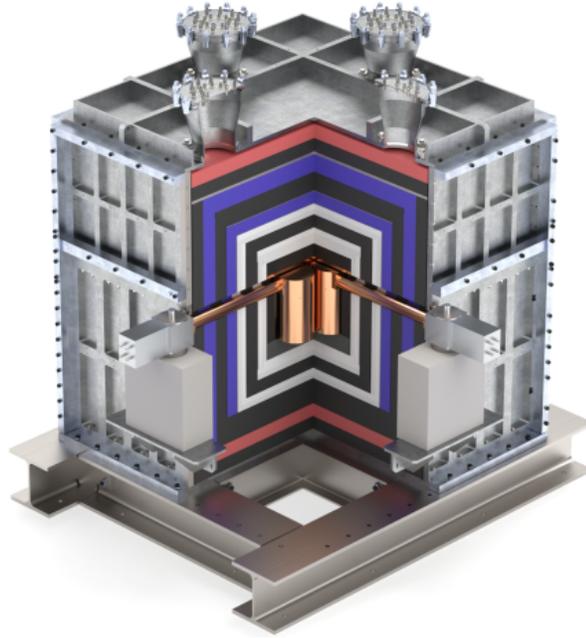


Рисунок 2 - Схема пассивной защиты CONUS+

## 2.2 CONNIE

Чтобы добиться высокой чувствительности на низких энергиях для обнаружения УКРН, необходимо минимизировать шумы при сборе данных и следовательно уменьшить порог срабатывания детектора. Недавно разработанный Scirper-CCD работает с неразрушающим выходом блоком считывания, который может измерять заряд в каждом пикселе ПЗС-матрицы, где ПЗС - это прибор на зарядовой связи. В ходе ионизации ядер кремния свободные электроны при помощи электрического поля помещаются в потенциальные ямы, где электроны и фиксируются. Таким образом шум считывания, который создает выходной усилитель снижается до субэлектронных уровней позволяя фиксировать отдельные электроны в каждом пикселе. Сенсоры Scirper-CCD массой 0.247 г созданы на основе кремния для поиска темной материи, и впервые применяются для поиска УКРН реакторных антинейтрино на АЭС Атуча-II в Бразилии. Детектор имеет пассивную защиту в виде 15 см Pb и двух 30 см слоев полиэтилена высокой плотности против гамма-квантов и космического излучения соответственно. В ходе эксперимента был достигнут порог регистрации электронов отдачи в 15 эВ, а помимо ожидания

УКРН разработчики эксперимента проводят поиски новых световых векторных частиц-посредников для создания "упрощенных моделей позволяющих охарактеризовать новую физику малым числом параметров. Общая защита детектора внешними конструкциями составляет 0 м.в.э., а масса активного вещества 1г[22, 23, 24, 25].

## 2.3 NEON

Эксперимент запущен в 2020 году на АЭС Ханбит ( $P_{th}=2.8$  ГВт), Республика Корея. Детектор использует в качестве активного вещества неорганический сцинтиллятор NaI(Tl). Расположенный в 23,7 метрах от центра активной зоны NEON разместили в подземной галерее коммуникаций реактора, на глубине 10 м относительно уровня поверхности, что дает 20 м.в.э. защиты от космических лучей. В детекторной комнате установлена система кондиционирования воздуха мощность 3 кВт, которая поддерживает температуру  $23\pm 2$  градусов Цельси в детекторной комнате. Пассивная защита самого детектора состоит из 4 слоев, расположенных на стальном палете (Рис.3). Снаружи расположено 2 слоя полиэтилена, обычного (20 см по бокам и 30 см сверху и снизу) и борированного (2.5 см). Затем идет слой свинцовой защиты (10 см по бокам и 15 сверху, снизу). Внутри расположена Акриловый корпус защищающий детекторы от жидкого ЛАБ сцинтиллятора расположенного между свинцом и акрилом. Внешняя часть акрилового корпуса обита тефлоновыми листами, чтобы увеличить сбор ЛАБ сцинтиллятора выступающего в роли мюонного вето, сигналы которого фиксируют 5 ФЭУ. Общая масса кристаллов сцинтиллятора составляет 16.7 кг, разбитые на 6 детекторов. В экспериментах с неорганическими сцинтилляторами порог реагирования детектора определяется в первую очередь чистотой от примесей самих кристаллов NaI(Tl). Основными источниками загрязнений с которыми приходится бороться следующие:  $K_{40}$ ,  $Th_{232}$ ,  $U_{238}$ ,  $Pb_{210}$ . Создавая дополнительное излучение данные элементы на позволяют определять низкоэнергетические события, поэтому особенно важно очищать от них кристалл сцинтиллятора на этапе производства. NEON достиг учета фона до  $7 \frac{\text{событий}}{\text{кг}\times\text{д}\times\text{кэВ}}$  в области

0.2-0.5 кэВ электронной отдачи, а порога срабатывания 0,2 кэВ электронной отдачи. Эксперимент ещё не зафиксировал УКРН, но достиг результатов в поисках Аксион-подобных частиц, установив ограничения на взаимодействие аксионов с фотонами и электронами[12, 26].

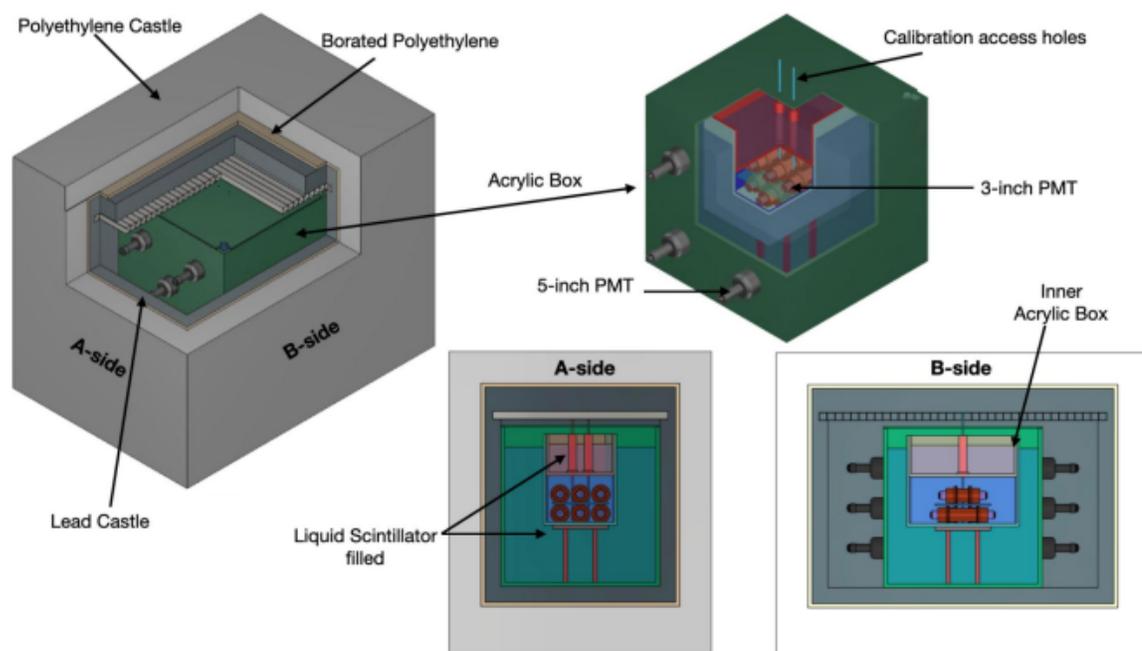


Рисунок 3 - Схема детектора NEON

### 3. ТРЕБОВАНИЯ К РАДИАЦИОННОЙ ЧИСТОТЕ КРИСТАЛЛОВ NaI

Как уже было упомянуто выше чистота кристаллов сцинтиллятора играет важную роль в обеспечении возможности регистрации низкоэнергетических редких событий.  $K_{40}$ ,  $Th_{232}$ ,  $U_{238}$ ,  $Pb_{210}$  являются основными источниками излучения  $\alpha$ ,  $\gamma$  частиц, которые создают шум, не позволяющий определять УКРН. Для понимания требуемой степени очистки кристаллов ниже приведена таблица (Таб.1)[27, 28, 29] сравнения загрязнения различных кристаллов, где ppm - количество частей загрязнителя на миллион частей вещества, ppb - на миллиард частей вещества, ppt - на триллион частей вещества.

Элемент	Обычные Кристаллы	Кристаллы NEON	Кристаллы COSINE200	DAMA
$U_{238}$	0.1-1 ppm	-	<3.1 ppt	-
$Th_{232}$	0.1-1 ppm	-	<3.6 ppt	0.5-7.5 ppt
$K_{40}$	1-10 ppm	22-137 ppb	<20 ppb	<20 ppb

Таблица 1 - Степень чистоты кристаллов NaI(Tl)

## 4. ВЫРАЩИВАНИЕ СВЕРХЧИСТЫХ КРИСТАЛЛОВ

Теперь, когда нам известно необходимая степень очистки кристаллов, рассмотрим различные методики их производства. Стоит учитывать, что немаловажной проблемой является соблюдение высокой степени очистки емкости и воздуха в производственном помещении.

### 4.1 Очистка шихты

Для очистки изначальной шихты NaI от различных примесей существует несколько методов

#### 4.1.1 Рекристаллизация с использованием деионизированной воды (ДВ)

Разберем данную технологию на примере производства шихты для эксперимента COSINE200. В емкость наливается строго определенное количество ДВ при комнатной температуре, после чего порошок NaI высыпается в ту же емкость при постоянной помешивании до полного его растворения. Чтобы предотвратить окисление ионов йода, добавляется  $NH_2OH$  в раствор, таким образом чтобы молярная доля йодида натрия составила 0.00024. Раствор перемешивается в таком состоянии порядка часа после чего добавляется  $HI$  до тех пор пока pH не достигнет 3.5. Затем этот раствор переносят в емкость для рекристаллизации через трубку при поддержании на протяжении трансфера вакуума. Полипропиленовый фильтр в центре трубки используется для разделения нерастворимых примесей. После чего раствор в емкости для рекристаллизации нагревается до тех пор пока 40% изначальной воды не перейдет в состояние пара под вакуумным давлением. Затем раствор медленно охлаждают, продолжая перемешивать под вакуумом, пока происходит рекристаллизация NaI. Смесь получившихся кристаллов и осадок разделяют с помощью мембранного фильтра из политетрафторэтилена (PTFE). Мате-

ринский раствор собирают и перерабатывают для использования в следующем цикле очистки. Отфильтрованные кристаллы промывают холодным чистым этанолом несколько раз, чтобы удалить остатки изначального раствора. Очищенные кристаллы NaI помещают в ротационную сушилку для удаления кристаллической воды. NaI сначала высушивают при температуре 65°C в вакууме для получения моногидрата, затем температуру повышают до 130°C для получения безводного порошка NaI. Один подобный цикл очистки позволяет уменьшить содержание примесей минимум на 1-2 порядка, при этом возможно проведение нескольких циклов очистки при высокой изначальной загрязненности шихты[30, 31].

#### 4.1.2 Ионообменная колоночная хроматография

NaI растворяется в сверхчистой воде и переливается в колонку с катионообменной смолой. Смола подбирается для связывания ионов свинца и радия. Загрязнение в смоле предварительно было проконтролировано HPGe детекторами, чтобы избежать попадания нежелательных ионов в шихту. Далее за счет ионного обмена происходит очистка от нежелательных ионов *Rb, Cs, Po*. Получившуюся смесь высушивают с помощью роторной сушилки[32].

#### 4.1.3 Сублимация методом Ван Аркеля

Очистка происходит путем образования иодида в аппарате и разложения иодида на специальном проводе. Диффузия через мембраны послужила основой для нескольких видов разделения галогенидов щелочных металлов. Прохождение материалов через пористую мембрану происходит посредством диффузии выравнивающего типа, если они могут образовывать водородные связи, в то время как другие материалы переносятся путем диффузии дырочного типа. Для положительных и отрицательных ионов может быть установлен определенный порядок диффузии. Пористый целлюлозный фильтр, пропитанный неполярным органическим растворителем, может различать ионы натрия и калия при соотношении проницаемости ионов калия и натрия 30-40%. Для выращивания кристаллов используется осмотический

перенос растворителя, а полупроницаемая мембрана, помогает очистить образовавшийся кристалл, ввиду большого коэффициента проницаемости для соли.[33]

## 4.2 Кристаллизация

После получения сверхчистой шихты NaI, при необходимости происходит ещё 1 этап сушки, в ходе которого в несколько циклов избавляются от любых остатков воды, которая может стать позднее источником радиоактивного трития в ходе космической активации. В противном же случае шихту сразу перемеривают с высокоочищенным йодидом таллия и помещают в тигель из сверхчистого материала, поверхность которого была предварительно обработана кислотами высокой очистки. Для непосредственного выращивания кристалла применяются различные вариации метода Бриджмана(Рис.4). Ключевая его особенность заключается в том что шихта кристалла помещается в тигель защищающие её от загрязнения в процессе кристаллизации. Расплавленная шихта перемещается в тигеле из горячей зоны в холодную

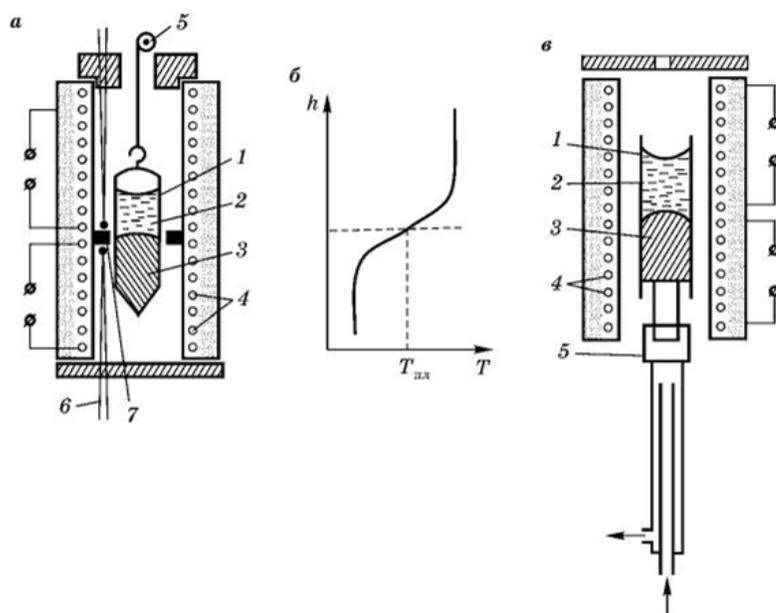


Рисунок 4 - Схемы метода Бриджмана (а, в) и распределение температуры по высоте печи (б). 1 — тигель; 2 — расплав шихты; 3 — кристалл; 4 — нагреватель; 5 — устройство для перемещения контейнера; 6 — термопара; 7 — экран; стрелки — поток хладагента

Метод существует в горизонтальном и вертикальном исполнениях. Так же возможно 2 способа снижения температуры всего расплава шихты

1. Движение тигеля через зону температурного градиента или наоборот движение печи относительно тигеля.
2. При неподвижном тигеле и печке снижается температура в абсолютном значении при сохранении градиента в зоне кристаллизации.

Затравка кристаллизации происходит в конусе на конце тигеля, в результате чего инициируется монокристаллический рост всего кристалла в процессе перехода тигеля в холодную зону печи. Ключевым моментом в этом процессе является формирование затравки, вокруг которой кристаллизуется остальной материал. По окончании процесса кристалл медленно охлаждают до комнатной температуры во избежание термоудара и образования микротрещин. Параметры температуры и скорости перемещения тигеля подбираются таким образом, чтобы избежать повреждений кристалла сцинтиллятора. [34, 35]

### 4.3 Пост-обработка

После получения кристаллического слитка, сцинтиллятор нарезается под конфигурацию конкретного эксперимента при помощи пилы с алмазным напылением, сама поверхность кристалла обрабатывается химически с помощью этанола/изопропила полупроводникового качества очистки на протяжении всего процесса нарезки кристалла. Подобная процедура не имеет никакого влияния на световыход кристалла, хотя также возможно обработать его обычной механической полировкой. После получения готового обработанного кристалла, его помещают в герметичный контейнер для защиты от влаги [34].

# 5. РАСЧЕТ СПЕКТРА ЯДЕР ОТДАЧИ ОТ УКРН

Перед проведением каких-либо экспериментальных измерений УКРН необходимо рассчитать ожидаемый результат, который будет выражаться в количестве фиксированных событий УКРН с определенной энергией отдачи ядер на килограмм активного вещества в день. Данные вычисления были проделаны при помощи скрипта написанного в программном пакете ROOT. Обратившись к формуле (6) для расчета ожидаемого эффекта УКРН необходимо определить энергетический спектр нейтрино и рассчитать квенч-факторы для различных атомов сцинтиллятора.

## 5.1 Спектр антинейтрино от ядерного реактора

В данной работе используются спектры указанные в статье [36], в которой учитываются и исправляются, те систематические ошибки, которые были обнаружены в энергетическом спектре реакторных антинейтрино Хубера[37]. Полученный оттуда спектр  $f(E_\nu)$  представляет из себя сумму спектров для  $U^{238}$ ,  $U^{235}$ ,  $Pu^{239}$ ,  $Pu^{241}$  с весовыми коэффициентами определенными по относительному количеству делений на изотоп в среднем за цикл работы ядерного реактора, взятых из работы [12] и равняющихся 8%, 53%, 32%, 7% соответственно.  $f(E_\nu)$  можно видеть на рис.5. Спектр был переведен из размерности  $\frac{\text{дел}}{\text{МэВ}}$

в  $\frac{\nu}{\text{МэВ}}$  посредством умножения значений спектра на 6, так как именно такое количество нейтрино в среднем образуется в ходе одного деления ядерного топлива реактора. Далее полученные значения спектра были использованы при расчете потока нейтрино  $\Phi_\nu(E_\nu)$  по формуле (13):

$$\Phi_\nu(E_\nu) = \frac{1}{32} \times \frac{10^{20}}{4\pi L^2} \times f(E_\nu) \quad (13)$$

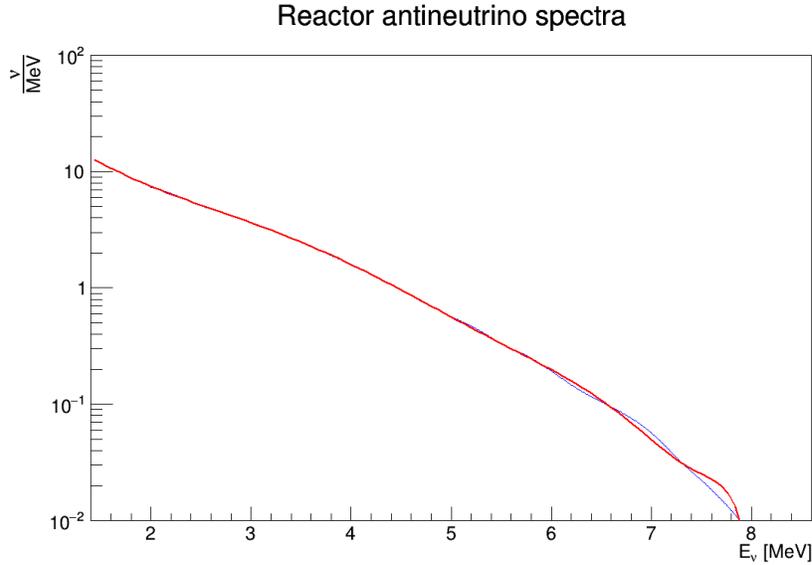


Рисунок 5 - Энергетический спектр реакторных антинейтрино

где  $10^{20} \left[ \frac{1}{\text{сек}} \right]$  – поток антинейтрино от ядерного реактора тепловой мощностью 3 ГВт,  $\frac{10^{20}}{4\pi L^2}$  – общий поток реакторных антинейтрино на дистанции  $L[\text{см}]$   $f(E_\nu) \left[ \frac{\nu}{\text{МэВ}} \right]$  – энергетический спектр нейтрино

## 5.2 Квенчинг-фактор

Квенч-фактор рассчитывается по формуле (9), однако если коэффициент Биркса для необходимых сцинтилляторов ( $NaI$ ,  $GAGG$ ,  $PbWO_4$ ) имеется в работах [14, 38], то тормозящие способности для ионово и электронов в конкретных материалах потребовалось получить при помощи библиотек SRIM[39] для ионов, ESTAR[40] для электронов. Подобный расчет квенч-факторов для нейтрино считается применимым, так как было сделано следующее приближение — если коэффициент Биркса для конкретного материала и частицы дает результат аналогичный экспериментальному, то его можно использовать и для взаимодействия других частиц с этим материалом. Однако такое приближение делает расчет модельно зависимым. Как говорилось выше для формирования тормозящей способности ионов в конкретном мате-

риале использовалась библиотека SRIM[39](рис.6).



Рисунок 6 - Интерфейс библиотеки SRIM2008

Интерфейс данной библиотеки позволил задать предполагаемые энергии нейтрино (от 1 кэВ - как самое минимальное доступное значение, и до 8 МэВ - как максимального). Далее были заданы параметры мишени (на рисунке пример для NaI), а именно: общая плотность материала, виды атомов входящих в состав сцинтиллятора и их стехиометрические коэффициенты, размерность для тормозящей способности была выбрана из доступных ( $\left[\frac{\text{МГ}}{\text{см}^2\text{МэВ}}\right]$ ), а в качестве иона были выбраны Йод и натрий для получения их квенч-факторов соответственно. В результате была получена таблица в формате рис.7. Из этой таблицы были взяты данные из первых трех столбцов, которые были отнормированы при помощи скрипта написанного на языке Python, в результате чего остались первый столбец с энергиями ионов в размерности МэВ и второй столбец с суммарной тормозящей способностью материала для иона в размерности. ( $\left[\frac{\Gamma}{\text{см}^2\text{МэВ}}\right]$ )

Подобным же образом были получены тормозящие способности материалов для электронов с помощью библиотеки ESTAR[40] (рис.8).

Ion Energy	dE/dx Elec.	dE/dx Nuclear	Projected Range	Longitudinal Straggling	Lateral Straggling
999,999 eV	5,233E-02	7,250E-01	40 A	30 A	21 A
1,10 keV	5,488E-02	7,622E-01	41 A	31 A	22 A
1,20 keV	5,732E-02	7,974E-01	43 A	32 A	23 A
1,30 keV	5,966E-02	8,309E-01	45 A	33 A	24 A
1,40 keV	6,192E-02	8,630E-01	46 A	34 A	24 A
1,50 keV	6,409E-02	8,937E-01	48 A	35 A	25 A
1,60 keV	6,619E-02	9,231E-01	49 A	36 A	26 A
1,70 keV	6,823E-02	9,515E-01	50 A	37 A	26 A
1,80 keV	7,021E-02	9,789E-01	52 A	38 A	27 A
2,00 keV	7,400E-02	1,031E+00	54 A	39 A	28 A
2,25 keV	7,849E-02	1,092E+00	57 A	41 A	30 A
2,50 keV	8,274E-02	1,148E+00	60 A	43 A	31 A
2,75 keV	8,678E-02	1,201E+00	63 A	45 A	32 A
3,00 keV	9,064E-02	1,250E+00	66 A	47 A	33 A
3,25 keV	9,434E-02	1,297E+00	69 A	48 A	34 A
3,50 keV	9,790E-02	1,342E+00	71 A	50 A	36 A

Рисунок 7 - Полученные данные на выходе для иона йода 127 в йодиде натрия в диапазоне энергий от 1 кэВ до 8000 кэВ

Рисунок 8 - Интерфейс библиотеки ESTAR

В качестве необходимых значений энергий были выбраны значения в точности совпадающими с выводом библиотеки SRIM[39], в качестве необходимого параметра была выбрана общая останавливающая способность материала, который возможно задать в ручную указав стехиометрические коэффициенты атомов и общую плотность материала. Полученная на выходе таблица (рис.9) была также обработана скриптом и её данные были использованы в основном ROOT скрипте для созданий функций квенч факторов в зависимости от энергии нейтрино. Получившийся результат для NaI можно увидеть на рис.10:

space  
 | (vertical bar)  
 tab  
 newline  
Download data | Reset

(required) Kinetic Energy (MeV)	Stopping Power (MeV cm <sup>2</sup> /g)			Density Effect Parameter
	Collision	Radiative	Total	
1.000E-03	3.178E+01	4.701E-03	3.179E+01	0.000E+00
1.100E-03	3.181E+01	4.955E-03	3.182E+01	0.000E+00
1.200E-03	3.160E+01	5.204E-03	3.161E+01	0.000E+00
1.300E-03	3.125E+01	5.451E-03	3.125E+01	0.000E+00
1.400E-03	3.080E+01	5.699E-03	3.081E+01	0.000E+00
1.500E-03	3.030E+01	5.944E-03	3.030E+01	0.000E+00
1.600E-03	2.977E+01	6.184E-03	2.977E+01	0.000E+00
1.700E-03	2.922E+01	6.419E-03	2.923E+01	0.000E+00
1.800E-03	2.867E+01	6.647E-03	2.868E+01	0.000E+00

Рисунок 9 - Полученные данные на выходе для  $e^-$  в NaI в диапазоне энергий от 1 кэВ до 8000 кэВ

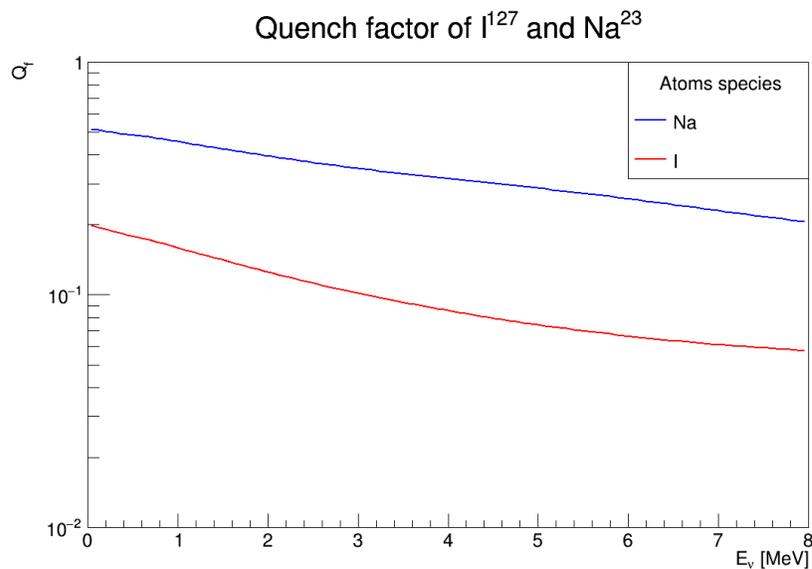


Рисунок 10 - Квенч-фактор для нейтрино в атома йода и натрия в NaI

### 5.3 Спектр ядер отдачи в $NaI$ , $GAGG$ , $PbWO_4$

Зная значение потока нейтрино (13) в предполагаемом месте расположения детектора, квенч-факторы материалов (9), их дифференциальное сечение (4). Можно определить скорость счета УКРН по формуле 6, перед этим приведя все к нужным размерностям. Так размерность формулы (4) составляет  $\frac{МэВ}{ГэВ}^4$ , вместо необходимой  $\frac{см^2}{кэВ}$ . Применим коэффициент  $\hbar c = 197.3$

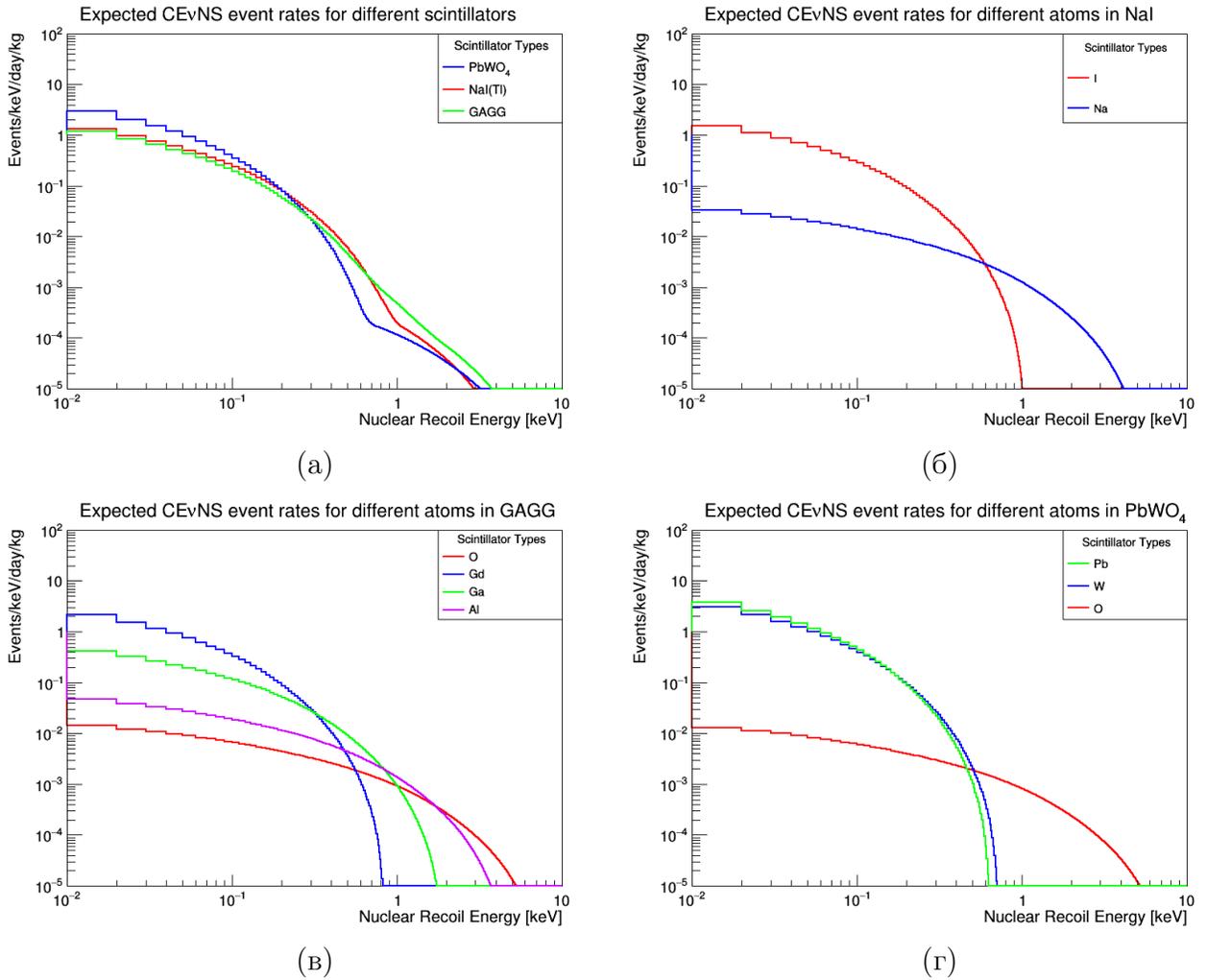


Рисунок 11 - Скорость счета УКРН для (а)  $NaI$ ,  $GAGG$ ,  $PbWO_4$  и их атомов соответственно (б-г)

МэВ×фм и получим (14):

$$\frac{\text{МэВ}}{\Gamma \text{эВ}^4} \times (197.3 \text{ МэВ} \times \text{см} \times 10^{-13})^2 = \frac{\text{см}^2}{\text{кэВ}} \times 10^{-41} \quad (14)$$

Рассчитав для каждого материала по формуле(7) количество атомов на килограмм мишени и учтя, что 1 день = 86400, останется только рассчитать ожидаемые эффекты УКРН для каждого отдельного типа атома сцинтиллятора, а затем сложить получившиеся гистограммы с весовым коэффициентом, равным их стехиометрическим коэффициентам атомов в сцинтилляторах, характеристики которых были уже частично учтены при расчетах выше

( $GAGG = Gd_3Al_2Ga_3O_{12}, \rho = 6.63 \frac{\Gamma}{\text{см}^3}, PbWO_4, \rho = 8.24 \frac{\Gamma}{\text{см}^3}$ ). Таким образом, получим следующие значения эффекта УКРН для сцинтилляторов и их атомов (рис.11).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе был рассмотрен полный процесс производства сверхчистых кристаллов  $\text{NaI}(\text{Tl})$ , с применением различных методов очистки от радиоактивных изотопов, что позволит снизить шумы, мешающие достижению низких порогов детектирования УКРН. На основании вычислений ожидаемого эффекта УКРН проведенных в работе можно сделать следующие выводы:

1. В области ядер отдачи 0.2 - 0.6 кэВ явное преимущество имеется у  $\text{NaI}(\text{Tl})$  в качестве мишени для нейтрино.
2. При достижении же пороговых энергий в 0.1 кэВ ядерной отдачи, Вольфрамат свинца становится более выигрышным материалом для создания детектора.

Учитывая тот факт, что значительное влияние на пороговую энергию детектирования оказывает степень очистки от радиоактивных примесей кристалла сцинтиллятора, выбор материала для активного вещества детектора должен быть обусловлен возможностью высокой степени очистки сырья сцинтиллятора при производстве. Именно поэтому  $\text{NaI}(\text{Tl})$  идеально подходит в качестве материала для детектора УКРН на основе неорганического сцинтиллятора, так как уже существует большой опыт создания массивных его кристаллов для экспериментов по поиску темной материи.

# СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Freedman Daniel Z. Coherent effects of a weak neutral current // *Physical Review D*. — 1974. — Vol. 9, no. 5. — P. 1389.
2. The COHERENT Experimental Program. — 2022. — [2204.04575](#).
3. First observation of reactor antineutrinos by coherent scattering. — 2025. — [2501.05206](#).
4. Упругое когерентное рассеяние нейтрино на атомном ядре-недавно обнаруженный тип взаимодействия нейтрино низких энергий / Акимов Д.Ю., Белов В.А., Болоздыня А.И. и others и // *Успехи Физических наук*. — 2019. — С. 55–93.
5. Бедняков В.А. Наумов Д.В. Концепция когерентности в рассеянии нейтрино и антинейтрино на ядрах // *Физика элементарных частиц и атомного ядра*. — 2021. — № 1. — С. 75–309.
6. Lindner Manfred, Rink Thomas, Sen Manibrata. Light vector bosons and the weak mixing angle in the light of future germanium-based reactor CEvNS experiments // *Journal of High Energy Physics*. — 2024. — Aug. — Vol. 2024, no. 8. — Access mode: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08\(2024\)171](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08(2024)171).
7. Detailed nuclear structure calculations for coherent elastic neutrino-nucleus scattering / Khaleq Raghda Abdel, Newstead Jayden L., Simenel Cedric, and Stuchbery Andrew E. // *Physical Review D*. — 2025. — Feb. — Vol. 111, no. 3. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.111.033003>.
8. Coherent elastic neutrino-nucleus scattering: Terrestrial and astrophysical applications. — 2022. — [2203.07361](#).

9. Pandey Vishvas. Recent progress in low energy neutrino scattering physics and its implications for the standard and beyond the standard model physics // [Progress in Particle and Nuclear Physics](#). — 2024. — Jan. — Vol. 134. — P. 104078. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.1016/j.pnpnp.2023.104078>.
10. Formaggio J. A., Zeller G. P. From eV to EeV: Neutrino cross sections across energy scales // [Reviews of Modern Physics](#). — 2012. — Sep. — Vol. 84, no. 3. — P. 1307–1341. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.84.1307>.
11. Carey S., Pandey V. Low-Energy Neutrino-Nucleus Scattering and New Physics. — 2024. — [2412.18055](#).
12. Exploring coherent elastic neutrino-nucleus scattering using reactor electron antineutrinos in the NEON experiment / Choi J. J., Jeon E. J., Kim J. Y., Kim K. W., Kim S. H., Kim S. K., Kim Y. D., Ko Y. J., Koh B. C., Ha C., Park B. J., Lee S. H., Lee I. S., Lee H., Lee H. S., Lee J., and Oh Y. M. // [The European Physical Journal C](#). — 2023. — Mar. — Vol. 83, no. 3. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11352-x>.
13. Biassoni M., Martinez C. Study of supernova -nucleus coherent scattering interactions // [Astroparticle Physics](#). — 2012. — Aug. — Vol. 36, no. 1. — P. 151–155. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.05.009>.
14. Tretyak V.I. Semi-empirical calculation of quenching factors for ions in scintillators // [Astroparticle Physics](#). — 2010. — Feb. — Vol. 33, no. 1. — P. 40–53. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2009.11.002>.
15. Wong Henry Tsz-King. Taiwan EXperiment On Neutrino – History, Status and Prospects. — 2016. — [1608.00306](#).
16. First results of the  $\nu$ - $\nu$  scattering cross section measurement with the KamLAND detector // [Journal of High Energy Physics](#). — 2011. — Dec. — Vol. 2011, no. 12. — P. 125001. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2011/12/125001>.

- experiment on coherent elastic neutrino-nucleus scattering / Alekseev I., Balej K., Belov V., Evseev S., Filosofov D., Fomina M., Hons Z., Karaivanov D., Kazartsev S., Khushvaktov J., Kuznetsov A., Lubashevskiy A., Medvedev D., Ponomarev D., Rakhimov A., Shakhov K., Shevchik E., Shirchenko M., Smolek K., Rozov S., Rozova I., Vasilyev S., Yakushev E., and Zhitnikov I. // [Physical Review D](#). — 2022. — Sep. — Vol. 106, no. 5. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.106.L051101>.
17. Bounds on new physics with data of the Dresden-II reactor experiment and COHERENT / Coloma Pilar, Esteban Ivan, Gonzalez-Garcia M. C., et al. // [Journal of High Energy Physics](#). — 2022. — May. — Vol. 2022, no. 5. — Access mode: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP05\(2022\)037](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP05(2022)037).
  18. First upper limits on neutrino electromagnetic properties from the CONUS experiment / Bonet H., Bonhomme A., Buck C., Fülber K., Hakenmüller J., Hempfling J., Heusser G., Hugle T., Lindner M., Maneschg W., Rink T., Strecker H., and Wink R. // [The European Physical Journal C](#). — 2022. — Sep. — Vol. 82, no. 9. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10722-1>.
  19. Novel constraints on neutrino physics beyond the standard model from the CONUS experiment / Bonet H., Bonhomme A., Buck C., Fülber K., Hakenmüller J., Heusser G., Hugle T., Lindner M., Maneschg W., Rink T., Strecker H., and Wink R. // [Journal of High Energy Physics](#). — 2022. — May. — Vol. 2022, no. 5. — Access mode: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP05\(2022\)085](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP05(2022)085).
  20. The CONUS+ experiment. — 2024. — [2407.11912](#).
  21. Exploring the Standard Model and Beyond from the Evidence of  $CE\nu NS$  with Reactor Antineutrinos in CONUS+. — 2025. — [2501.10355](#).
  22. The CONNIE experiment. — 2016. — [1608.01565](#).

23. Searches for CE $\nu$ NS and Physics beyond the Standard Model using Skipper-CCDs at CONNIE. — 2024. — [2403.15976](#).
24. Nasteva Irina. New results on searches for CE $\nu$ NS and Physics beyond the Standard Model using Skipper-CCDs at CONNIE // [PoS](#). — 2025. — Vol. ICHEP2024. — P. 180.
25. Search for reactor-produced millicharged particles with Skipper-CCDs at the CONNIE and Atucha-II experiments. — 2024. — [2405.16316](#).
26. New Constraints on Axionlike Particles with the NEON Detector at a Nuclear Reactor / Park Byung Ju, Choi Jae Jin, Jeon Eunju, Kim Jinyu, Kim Kyungwon, Kim Sung Hyun, Kim Sun Kee, Kim Yeongduk, Ko Young Ju, Koh Byoung-Cheol, Ha Chang Hyon, Lee Seo Hyun, Lee In Soo, Lee Hyunseok, Lee Hyun Su, Lee Jaison, Oh Yoomin, Kim Doojin, Krnjaic Gordan, and Nava Jacopo // [Physical Review Letters](#). — 2025. — May. — Vol. 134, no. 20. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.134.201002>.
27. Mariani A., the SABRE Collaboration. Characterization of an ultra-high purity NaI(Tl) crystal scintillator with the SABRE Proof-of-Principle detector // [Journal of Physics: Conference Series](#). — 2021. — Vol. 2156. — P. 012022. — Access mode: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/2156/1/012022>.
28. Performance of an ultra-pure NaI(Tl) detector produced by an indigenously-developed purification method and crystal growth for the COSINE-200 experiment / Lee H., Park B. J., Choi J. J., Gileva O., Ha C., Iltis A., Jeon E. J., Kim D. Y., Kim K. W., Kim S. H., Kim S. K., Kim Y. D., Ko Y. J., Lee C. H., Lee H. S., Lee I. S., Lee M. H., Ra S. J., Son J. K., and Shin K. A. // [Frontiers in Physics](#). — 2023. — Feb. — Vol. 11. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.3389/fphy.2023.1142765>.
29. Suerfu Burkhan, Calaprice Frank, Souza Michael. Zone Refining of Ultrahigh-Purity Sodium Iodide for Low-Background Detectors // [Phys-](#)

- ical Review Applied. — 2021. — July. — Vol. 16, no. 1. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevApplied.16.014060>.
30. Method of purifying alkali metal iodides : Patent 3,002,811 Johnson Irwin E. ; Irwin E. Johnson ; — Filed May 28, 1959, Serial No. 816,368. Access mode: <https://patents.google.com/patent/US3002811>.
  31. Reduction of the radioactivity in sodium iodide (NaI) powder by recrystallization method / Shin KeonAh, Gileva Olga, Kim Yeongduk, Lee Hyun Su, and Park HyangKyu // *J. Radioanal. Nucl. Chem.* — 2018. — Vol. 317, no. 3. — P. 1329–1332.
  32. [High Purity NaI\(Tl\) Scintillator to Search for Dark Matter](#) / Fushimi Ken-ichi, Ejiri Hiroyasu, Hazama Ryuta, Ikeda Haruo, Inoue Kunio, Imagawa Kyoshiro, Kanzaki Gakuji, Kozlov Alexandre, Orito Reiko, Shima Tatsushi, Takemoto Yasuhiro, Teraoka Yuri, Umehara Saori, and Yoshida Sei // *Proceedings of International Symposium on Radiation Detectors and Their Uses (ISR2016)*. — Journal of the Physical Society of Japan. — 2016. — Nov. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.7566/JPSCP.11.020003>.
  33. Johnson James Russell. The Direct Synthesis and Purification of Sodium Iodide : Ph.D. dissertation ; Iowa State University of Science and Technology. — Ames, Iowa, 1965. — University Microfilms, Inc., Ann Arbor, Michigan.
  34. Growth of ultra-high purity NaI(Tl) crystals for dark matter searches / Suerfu Burkhan, Wada Masayuki, Peloso Winston, Souza Michael, Calaprice Frank, Tower Joshua, and Ciampi Guido // *Physical Review Research*. — 2020. — Feb. — Vol. 2, no. 1. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevResearch.2.013223>.
  35. Double-Crucible Vertical Bridgman Technique for Stoichiometry-Controlled Chalcogenide Crystal Growth. — 2025. — [2503.10476](#).
  36. Kopeikin V., Skorokhvatov M., Titov O. Reevaluating reactor antineutrino spectra with new measurements of the ratio between U235 and Pu239 BETA

- spectra // [Physical Review D](#). — 2021. — . — Vol. 104, no. 7. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.104.L071301>.
37. Huber Patrick. Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors // [Physical Review C](#). — 2011. — Aug. — Vol. 84, no. 2. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.84.024617>.
38. Response of the GAGG(Ce) scintillator to charged particles compared with the CsI(Tl) scintillator / Furuno T., Koshikawa A., Kawabata T., Itoh M., Kurosawa S., Morimoto T., Murata M., Sakanashi K., Tsumura M., and Yamaji A. // [Journal of Instrumentation](#). — 2021. — . — Vol. 16, no. 10. — P. P10012. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/16/10/P10012>.
39. Ziegler J. F., Biersack J. P., Ziegler M. D. SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter. — 2008. — Computer software. Access mode: <http://www.srim.org>.
40. Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions : National Institute of Standards and Technology (NIST). — 2005. — Access mode: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/contents.html> (online; accessed: 2023-11-15).