

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего
образования «Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“»
(НИЯУ МИФИ)

ОТЧЁТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

**ИЗУЧЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ И
ЭФФЕКТИВНОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СОБЫТИЙ С
ПОМОЩЬЮ МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИ
МОДЕРНИЗИРОВАННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА DANSS**

Научный руководитель
к.ф.-м.н. _____ И. Г. Алексеев

Студент _____ Е. М. Юско

Москва 2026

Содержание

1 Введение	3
1.1 Цель работы	3
1.2 Основные задачи	3
1.3 Актуальность	3
2 Теоретическая часть	4
2.1 Нейтрино и нейтриноные осцилляции	4
2.2 Стерильное нейтрино	5
2.3 Эксперимент DANSS	5
3 Практическая часть	8
3.1 Моделирование сигнала	8
3.2 Анализ импульсов	11
3.3 Восстановление продольной координаты	11
3.4 Восстановление энергии	12
3.5 Выделение триггеров	14
3.6 Выделение позитронного кластера	14
3.7 Анализ событий	15
4 Заключение	17
5 Список литературы	18

1. Введение

1.1. Цель работы

Обработка результатов Монте-Карло-моделирования модернизированного эксперимента DANSS. Выделение позитронного кластера и оценка энергетического разрешения детектора.

1.2. Основные задачи

1. Создание модели сигнала модернизированного детектора DANSS на основе Монте-Карло-моделирования.
2. Определение продольной координаты сигнала.
3. Изучение зависимости качества определения продольной координаты от параметров восстановления времени импульса.
4. Разработка алгоритма для выделения в сигнале позитронного кластера.

1.3. Актуальность

Открытие осцилляций в стерильное состояние нейтрино позволит расширить Стандартную модель, а также объяснить наблюдающиеся в некоторых экспериментах аномалии. Изучение осцилляций требует измерения энергии нейтрино, для проведения которого важно знать энергетическое разрешение детектора.

2. Теоретическая часть

2.1. Нейтрино и нейтринные осцилляции

В Стандартную модель входят три аромата нейтрино: электронное ν_e , мюонное ν_μ и таонное ν_τ , — а также соответствующие антинейтрино $\tilde{\nu}_e$, $\tilde{\nu}_\mu$ и $\tilde{\nu}_\tau$. Масса нейтрино крайне мала: для самого лёгкого сорта установлена верхняя граница $m < 0,8\text{эВ}$ [1]. Кроме того, единственным взаимодействием, в котором участвуют нейтрино, является слабое. Поэтому сечение процессов с участием этой частицы очень мало, что значительно затрудняет попытки её регистрации.

Состояния нейтрино с определённым ароматом не имеют определённой массы, а вместо этого являются смесью трёх массовых состояний. Связь между ароматовыми и массовыми состояниями записывается с помощью матрицы Понтекорво — Маки — Накагавы — Сакаты U [2]:

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix}. \quad (1)$$

При движении массовые состояния эволюционируют по-разному, из-за чего аромат изменяется. Это явление называется *нейтринными осцилляциями*.

Частота осцилляций зависит от величин разностей квадратов масс $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$. Их значения достаточно малы [3]:

$$\Delta m_{21}^2 = (7,53 \pm 0,18) \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2, \quad (2)$$

$$|\Delta m_{32}^2| = (2,15 \pm 0,05) \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2, \quad (3)$$

и осцилляции начинают проявляться на расстояниях порядка километров.

Нейтринные осцилляции были предложены Б. Понтекорво [4] и позволяют объяснить наблюдавшийся в экспериментах дефицит солнечных нейтрино.

2.2. Стерильное нейтрино

В некоторых экспериментах наблюдается дефицит или, напротив, избыток нейтрино того или иного аромата по сравнению с теоретическим значением. Одним из возможных объяснений этого является существование ещё одной, четвёртой разновидности нейтрино ν_s . Из измерения ширины Z-бозона известно количество активных видов нейтрино — $2,92 \pm 0,05$ [3], поэтому если четвёртый аромат существует, то он не должен участвовать не только в электромагнитном и сильном, но и в слабом взаимодействии. Поэтому такое гипотетическое четвёртое нейтрино получило название стерильного. Обнаружить стерильное нейтрино можно по его вкладу в осцилляции. Имеющиеся экспериментальные данные можно объяснить, только если осцилляции в стерильное состояние происходят на расстояниях порядка метров, что приводит к сравнительно большому значению $\Delta m_{14}^2 \sim 1 \text{ эВ}^2$.

На таком расстоянии можно пренебречь осцилляциями в известные состояния. В этом приближении вероятность для электронного нейтрино с энергией E , пройдя расстояние L , остаться электронным, равна

$$P_{ee} = 1 - \sin^2(2\theta_{ee}) \sin^2 \left(1,27 \cdot 10^6 \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \frac{\Delta m_{14}^2 L}{E} \right). \quad (4)$$

2.3. Эксперимент DANSS

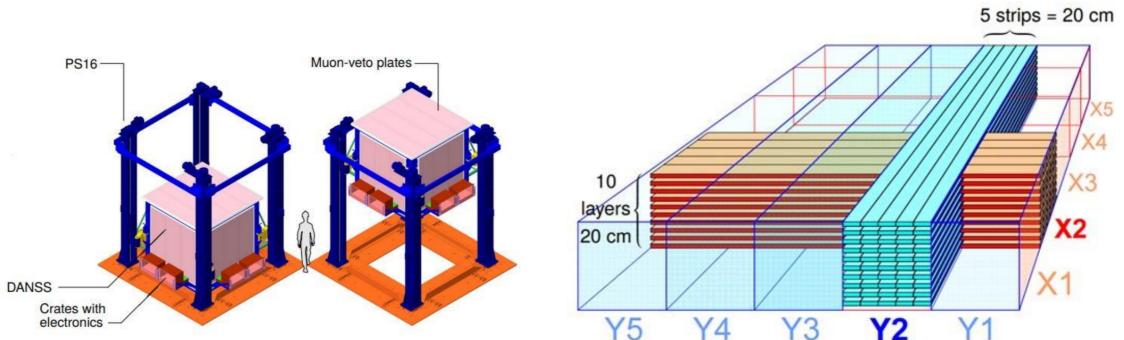


Рис. 1: Детектор DANSS на подвижной платформе (слева) и расположение сцинтилляционных стрипов (справа)

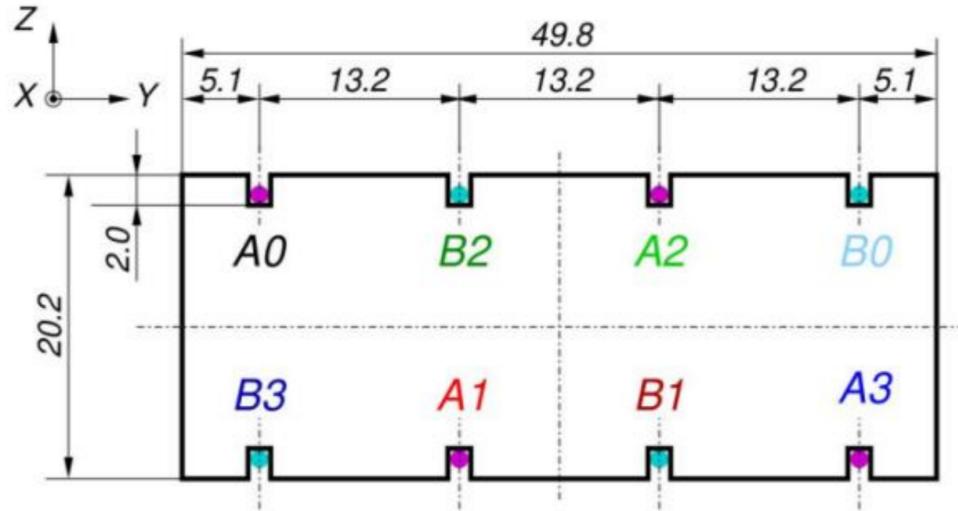


Рис. 2: Сечение стрипа модернизированного детектора

Одним из экспериментов, занимающихся поисками стерильного нейтрино, является DANSS (Detector of AntiNeutrino based on Solid Scintillator) [5][6]. Детектор расположен под одним из реакторов Калининской АЭС.

Чувствительный объём детектора (куб со стороной 1 м) составлен из 2500 стрипов из пластикового сцинтиллятора с примесью гадолиния. Вдоль стрипов проходит спектросмещающее волокно, которое просматривается при помощи вакуумных и кремниевых фотоумножителей. Детектор расположен на подвижной платформе, позволяющей изменять расстояние между реактором и детектором в диапазоне 10,9 \div 12,9 м (рис. 1).

Регистрация нейтрино основана на реакции обратного бета-распада (ОБР):

$$\tilde{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n. \quad (5)$$

Практически вся энергия нейтрино переходит в энергию позитрона, поэтому за вычетом порога реакции в 1,8 МэВ их можно считать примерно равными:

$$E_e \approx E_\nu - 1,8 \text{ МэВ}. \quad (6)$$

Позитрон быстро выделяет в веществе свою энергию и аннигилирует с образованием двух гамма-квантов. Нейтрон сначала замедляется до тепловых энергий,

после чего захватывается на ядре гадолиния. Таким образом, каждое событие ОБР сопровождается двумя сигналами: мгновенным позитронным и задержанным нейтронным.

В настоящее время идёт процесс модернизации детектора [7]. Новый DANSS будет иметь большие размеры: сторона куба увеличится до 1,2м. Кроме того, стрипы будут просматриваться кремниевыми фотоумножителями с обеих сторон, что позволит определять продольную координату по разности времён между сигналами на двух концах. Модернизированная конструкция DANSS включает в себя 60 слоёв по 24 параллельных стрипа размером $2 \times 5 \times 120$ см³ каждый (рис. 2). Слои уложены так, что стрипы в двух соседних слоях лежат перпендикулярно друг другу. Между слоями помещена плёнка, содержащая гадолиний для регистрации нейтронов.

3. Практическая часть

3.1. Моделирование сигнала

На языке программирования C++ была написана программа, которая на основе имеющихся результатов моделирования методом Монте-Карло создаёт модель сигнала детектора — бинарный файл, аналогичный тому, который мог бы быть получен непосредственно от детектора. Файл разделён на отдельные записи, каждая из которых содержит:

- 1) время начала записи;
- 2) номер стрипа, которому соответствует запись;
- 3) два сигнала длиной 512 нс, оцифрованных с частотой 125 МГц (один отсчёт АЦП имеет длительность 1 отс. = 8 нс), один из которых соответствует левому, а второй — правому КФУ данного стрипа.

Каждому сработавшему пикселью КФУ ставится в соответствие сигнал, описываемый формулой (рис. 3)

$$A_1(t) = A_0 e^{3(1+\ln \xi - \xi)}, \quad (7)$$

где

$$\xi = \frac{t - t_0}{2\tau}, \quad (8)$$

t_0 — момент срабатывания пикселя, $A_0 = 20$ е.а. — амплитуда сигнала (в условных единицах амплитуды), $\tau = 15$ нс — параметр, отвечающий за длительность сигнала. Для каждого КФУ импульсы от всех сработавших пикселей суммируются, накладываясь друг на друга; полученная сумма оцифровывается и записывается в файл.

Для последующих ссылок приведём также значение интеграла сигнала от оди-

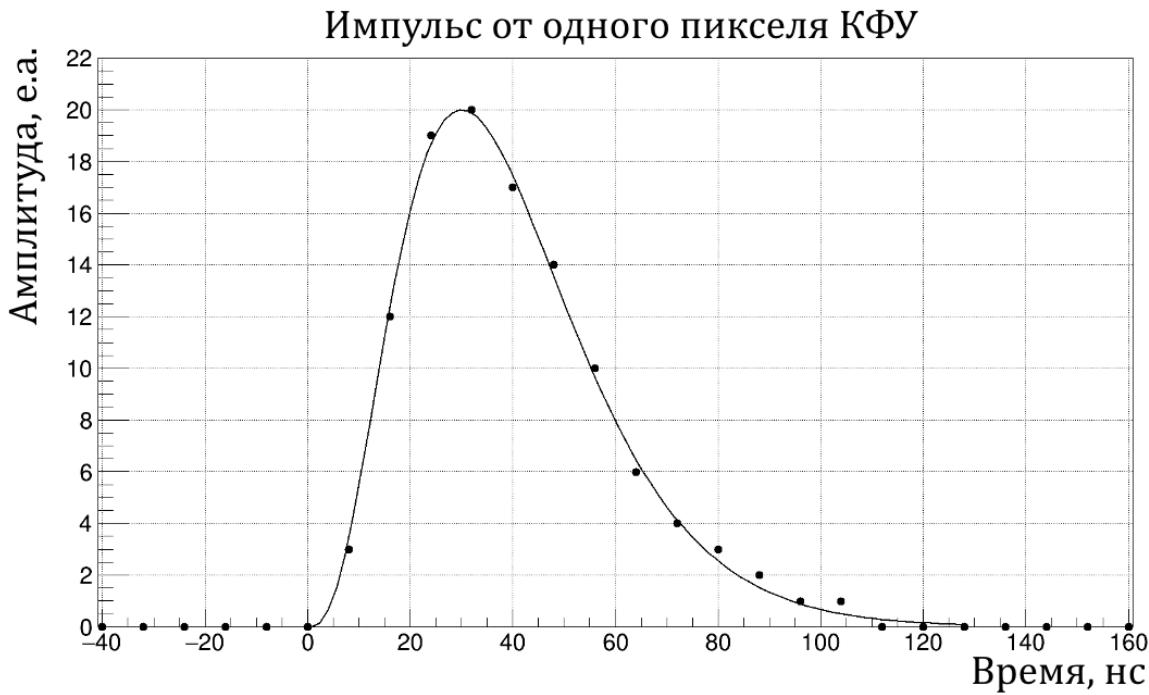


Рис. 3: Импульс, создаваемый одним пикселям КФУ до (сплошная линия) и после оцифровки (точки). Оцифровка происходит с частотой 125 МГц (8 нс)

ночного импульса:

$$I_1 = \int_0^{+\infty} A_1(t) dt = 1339 \text{ е.а.} \cdot \text{нс} \quad (9)$$

или, выражая его в условных единицах интеграла (е.и. = е.а. · отс.),

$$I_1 = 167 \text{ е.и.} \quad (10)$$

При создании модели предполагается, что события ОБР происходят один раз в секунду. При этом ко времени начала каждого события прибавляется случайное значение в диапазоне $0 \div 8$ нс. Каждая запись создаётся так, чтобы первый содержащийся в ней импульс начинался через 20 отс. = 160 нс после начала записи.

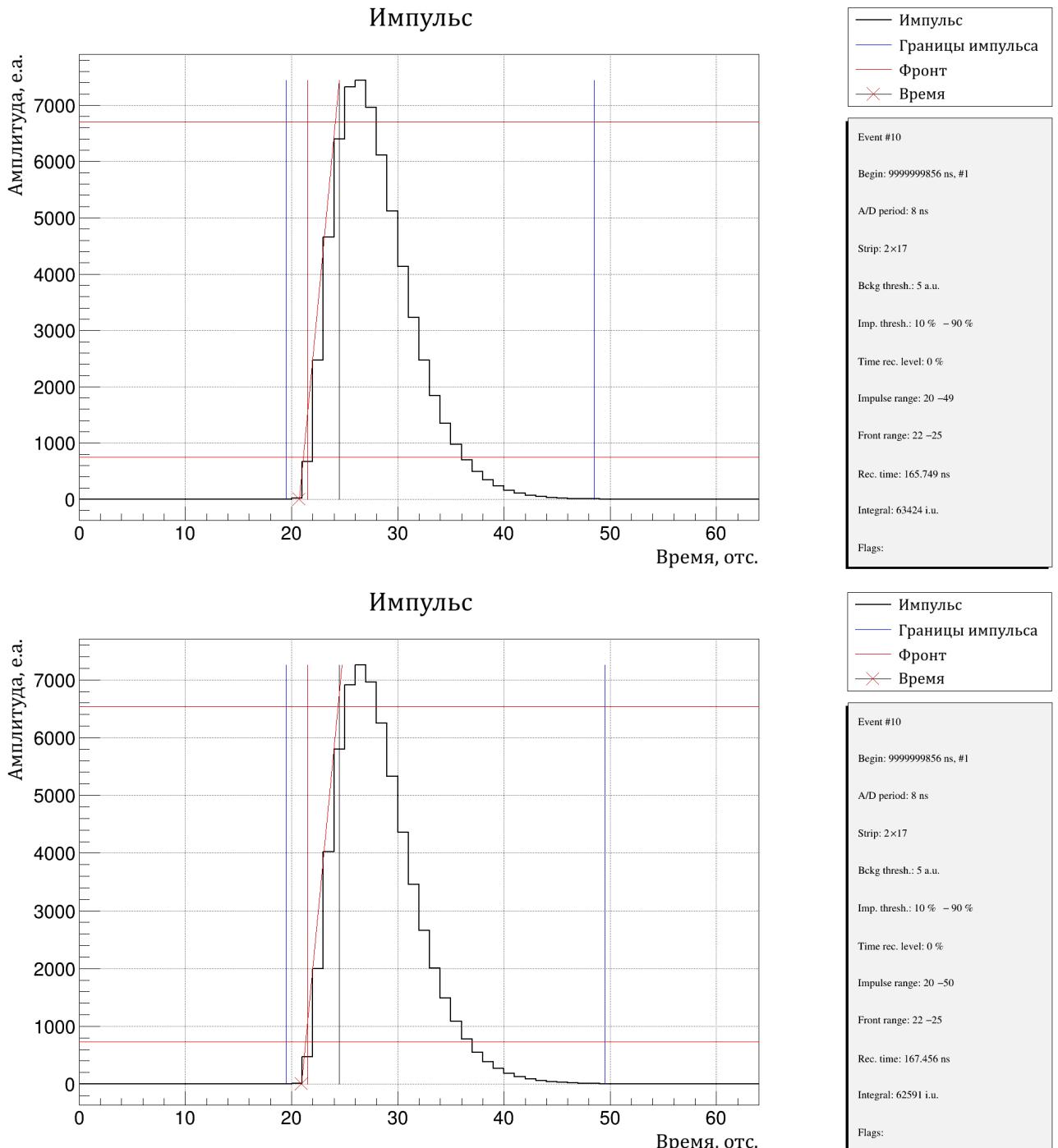


Рис. 4: Примеры анализируемых импульсов. Верхнее изображение — сигнал с левого, нижнее — с правого КФУ одного и того же стрипа. Время отсчитывается от начала записи. Синие прямые — определённые алгоритмом границы импульса, в пределах которых определяется интеграл. Красными прямыми демонстрируется процедура восстановления переднего фронта. Красный крест — точка пересечения фронта с заданным уровнем, по которой восстанавливается время импульса

3.2. Анализ импульсов

Следующий шаг — выделение в сигнале отдельных импульсов и определение их основных характеристик. Считается, что импульс начинается, когда сигнал начинает превышать пороговое значение $A_{\text{пор}} = 5$ е.а. Последовательность анализа приведена ниже и проиллюстрирована на рис. 4.

1. Определение временных границ импульса $t_{\text{н}}$ и $t_{\text{к}}$ по пересечению с $A_{\text{пор}}$.
2. Определение максимального значения $A_{\text{макс}}$, достигаемого между $t_{\text{н}}$ и $t_{\text{к}}$.
3. Определение величины первого локального максимума A_1 (подавляющее большинство сигналов имеет единственный максимум, поэтому $A_1 = A_{\text{макс}}$).
4. Определение времени начала и окончания переднего фронта $t_{\phi\text{н}}$ и $t_{\phi\text{к}}$. За эти времена принимаются моменты времени, когда сигнал начал превышать соответственно 10 % и 90 % от A_1 .
5. Определение временной отметки, соответствующей импульсу. Для этого через все точки фронта (т. е. лежащие между $t_{\phi\text{н}}$ и $t_{\phi\text{к}}$) методом наименьших квадратов проводится прямая. В качестве времени импульса берётся момент пересечения этой прямой с уровнем ηA_1 , где η — параметр.
6. Определение интеграла; для этого суммируются значения во всех точках от $t_{\text{н}}$ до $t_{\text{к}}$.

3.3. Восстановление продольной координаты

Наличие КФУ на обоих концах каждого стрипа позволяет восстанавливать продольную координату сцинтиляции. Поскольку свет распространяется по спектрально смещающему волокну с конечной скоростью, то чем дальше от центра стрипа находится источник фотонов, тем большая разность будет наблюдаться между временами регистрации сигналов на двух концах. На рис. 5 показана зависимость разницы между восстановленными импульсами на двух концах стрипа от продольной координаты, полученной из Монте-Карло. На графике было выделено 14 вертикальных сечений, события в каждом из которых аппроксимировались функцией Гаусса. Ширины полученных таким образом распределений нанесены на график

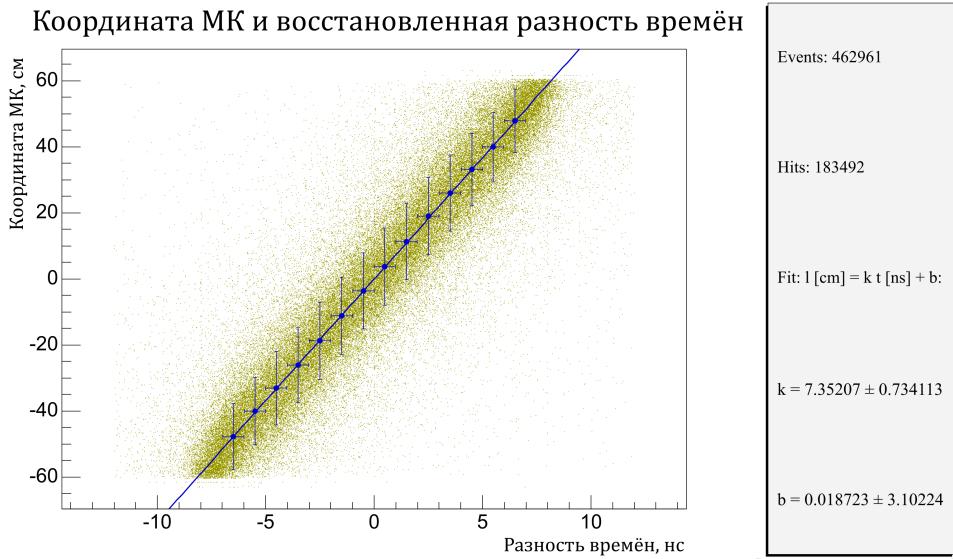


Рис. 5: Зависимость разности времён на концах стрипа от продольной координаты. График поделён на 14 вертикальных бинов, данные в каждом из которых аппроксимировались распределением Гаусса. Вертикальные погрешности — ширины распределений

в виде вертикальных погрешностей.

Данная процедура была проделана для различных значений параметра η восстановления времени от 0 до 1. Полученные при этом средние ширины σ_l и σ_t представлены на рис. 6. Впоследствии для восстановления времени использовалось значение $\eta = 0$ как дающее наилучшие σ_l и σ_t .

3.4. Восстановление энергии

Энергию, выделившуюся в стрипе, можно оценить по суммарному интегралу I импульсов на двух его концах. Однако для получения более точного значения энергии необходимо учесть несколько поправок.

Во-первых, распространяясь по спектросмещающему волокну, свет испытывает затухание. Поэтому интеграл необходимо разделить на коэффициент затухания $k_{\text{затух}}$, зависящий от продольной координаты. При этом использовалась та же зависимость, которая была заложена в Монте-Карло-модель.

Во-вторых, следует учесть эффект кросс-тока. Величина кросс-тока предпола-

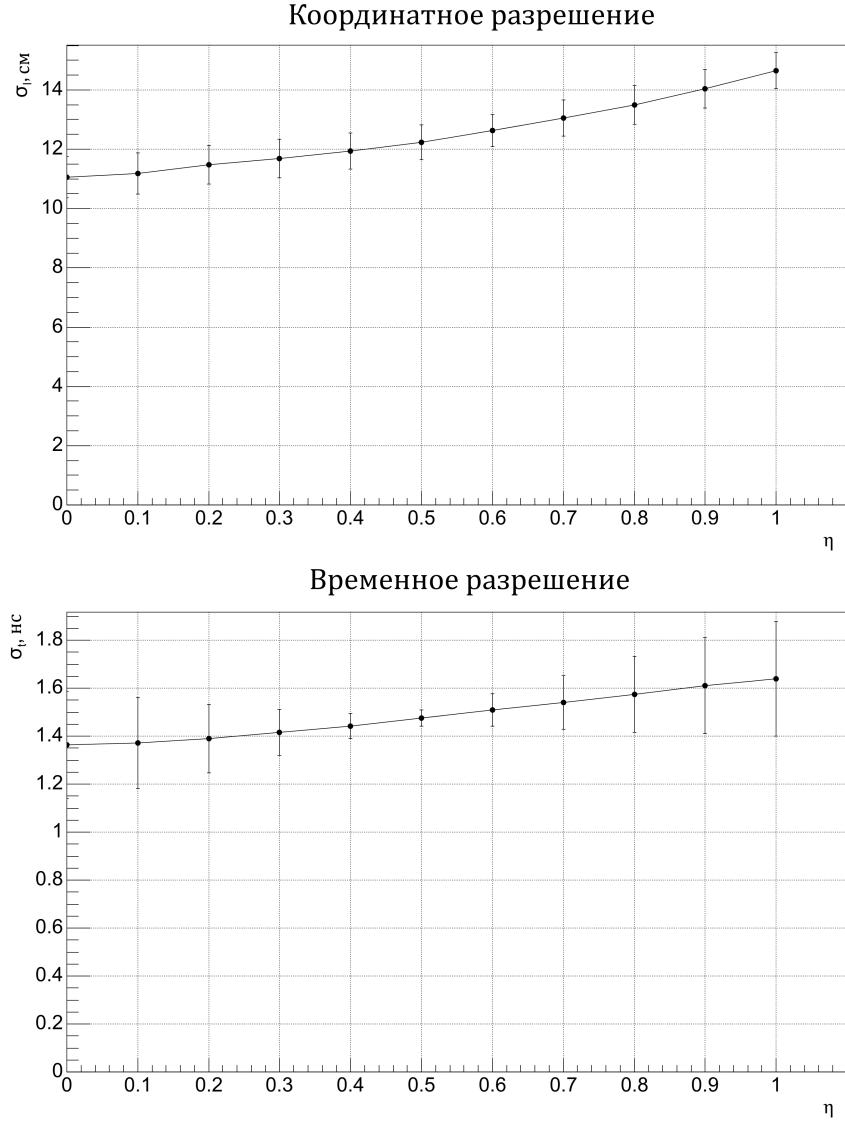


Рис. 6: Зависимость среднего пространственного (вверху) и временного (внизу) разрешений от параметра η восстановления времени

галась равной $\alpha = 3\%$.

После учёта этих поправок остаётся перевести полученное значение в единицы энергии. Для этого необходимо разделить его на число фотонов, испускаемых при регистрации частицы единичной энергии ($Y = 200 \text{ МэВ}^{-1}$), и на интеграл импульса одного пикселя КФУ ($I_1 = 167 \text{ е.и.}$, см. (10)). Итак,

$$E = \frac{I}{I_1 k_{\text{затух}} Y(1 + \alpha)}. \quad (11)$$

3.5. Выделение триггеров

Далее программа объединяет импульсы в *триггеры*. Под триггером понимается группа сигналов, лежащих достаточно близко друг к другу. При этом из рассмотрения исключаются сигналы со стрипов, в которых сработал лишь один из КФУ. Далее два сигнала, полученные на двух концах одного стрипа, будем называть *хитом*.

Наиболее ранний хит создаёт первый триггер и открывает временное окно шириной $T_{\text{триг}} = 300$ нс. Все хиты, попадающие в это окно, включаются в состав триггера. Первый хит, не попадающий в окно, создаёт следующий триггер и т. д.

В идеальном случае каждому событию ОБР должно соответствовать ровно два триггера: от позитронного и от нейтронного сигналов. Однако часть событий состоят из единственного триггера. Это можно объяснить тем, что нейтрон в таких событиях покидает пределы детектора, не давая никакого сигнала.

В последующем анализе участвовали только такие события, в которых:

- ровно 2 триггера;
- энергия 2-го триггера превышает 1 МэВ;
- стрип с наибольшим энерговыделением в 1-м триггере не является крайним сбоку и не лежит в двух верхних и двух нижних слоях.

3.6. Выделение позитронного кластера

Из двух триггеров наибольший интерес представляет первый, который относится к позитрону. Определив энергию позитрона, мы можем воспользоваться простым соотношением (6), чтобы получить энергию нейтрино. Однако вклад в суммарную энергию триггера может вносить не только позитрон, но и до двух аннигиляционных гамма-квантов. *Позитронным кластером* будем называть совокупность хитов, относящихся непосредственно к позитрону (не гамма-квантам). Для выделения позитронного кластера применялся следующий алгоритм. На всех шагах, кроме первого, алгоритм игнорирует хиты с энерговыделением менее 0,1 МэВ.

Далее запись $\{r, c\}$ будет обозначать хит в стрипе под номером c в слое под номером r .

1. В кластер добавляется хит с максимальным энерговыделением (будем обозначать этот хит $\{r_0, c_0\}$).
2. В кластер добавляются хиты $\{r_0, c_0 \pm 1\}$ (при наличии), если расстояние (с учётом продольной координаты) между ними и $\{r_0, c_0\}$ не превышает $l_{\max} = 0,3$ м.
3. Если в кластер был добавлен $\{r_0, c_0 \pm 1\}$, то далее добавляется $\{r_0, c_0 \pm 2\}$ (при наличии), если расстояние между ним и $\{r_0, c_0 \pm 1\}$ не превышает l_{\max} .
4. Далее рассматриваются хиты в соседних слоях: $\{r_0 \pm 1, c\}$. Все хиты для данного слоя разделяются на группы так, чтобы посреди группы не было стрипов, не имеющих сигнала, а также чтобы расстояние между соседними хитами группы не превышало l_{\max} . В кластер добавляются хиты группы, наиболее близкой к $\{r_0, c_0\}$, если хотя бы один из них удалён от $\{r_0, c_0\}$ не более чем на l_{\max} .
5. Если в кластер был добавлен хотя бы один хит вида $\{r_0 \pm 1, c\}$, то процедура, аналогичная п. 4, повторяется для следующего слоя: $\{r_0 \pm 2, c\}$.

3.7. Анализ событий

Описанным выше образом были обработаны результаты моделирования для моноэнергетических нейтрино с энергиями от 2 МэВ до 11 МэВ с шагом 1 МэВ (по 1 000 000 событий ОБР). Для каждой энергии было построено распределение энергии выделенного позитронного кластера (рис. 7). Зависимость ширины распределений от энергии нейтрино показана на рис. 8.

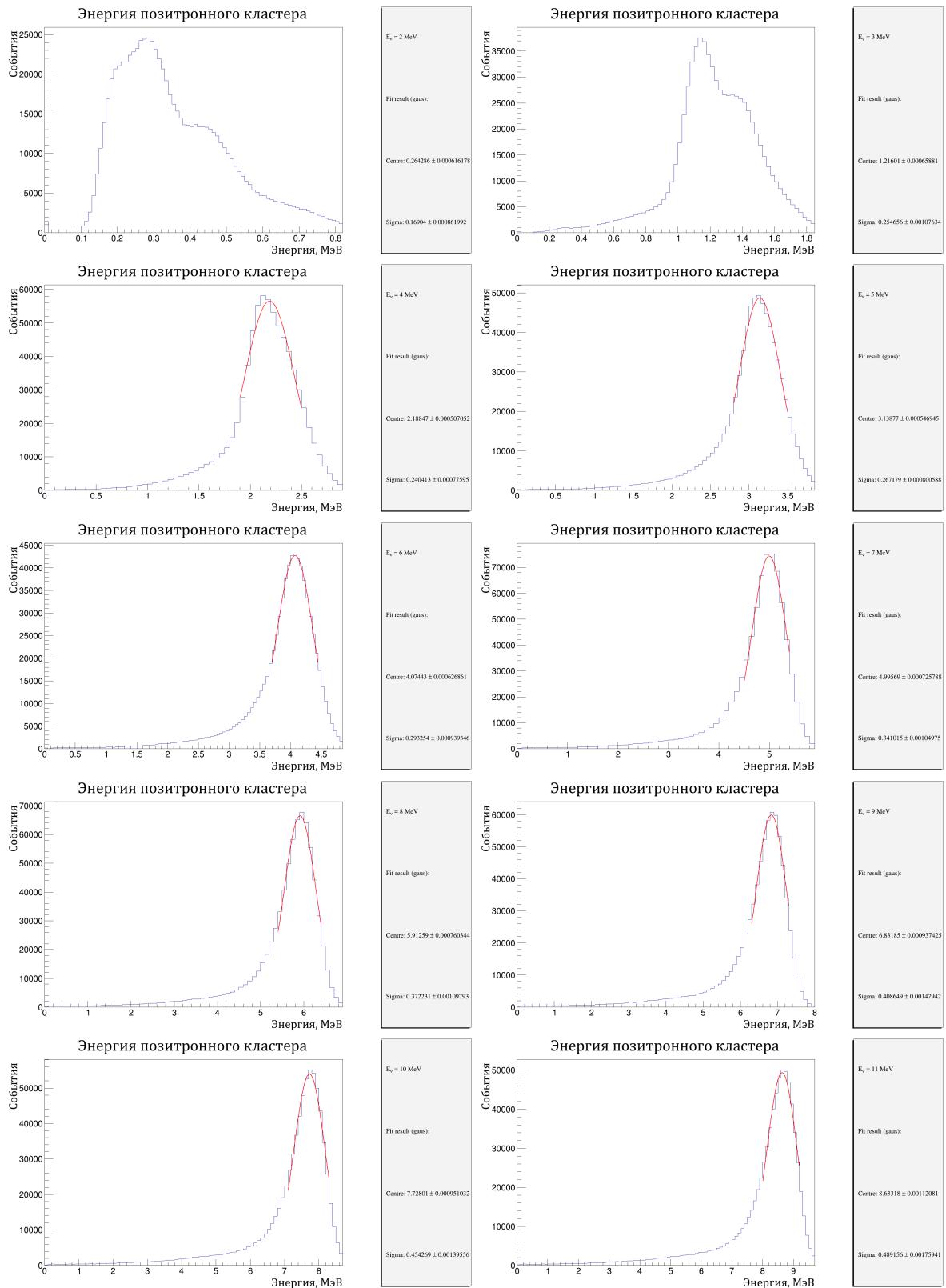


Рис. 7: Распределение по энергии кластера для monoэнергетических нейтрино от 2 МэВ до 11 МэВ

Энергетическое разрешение

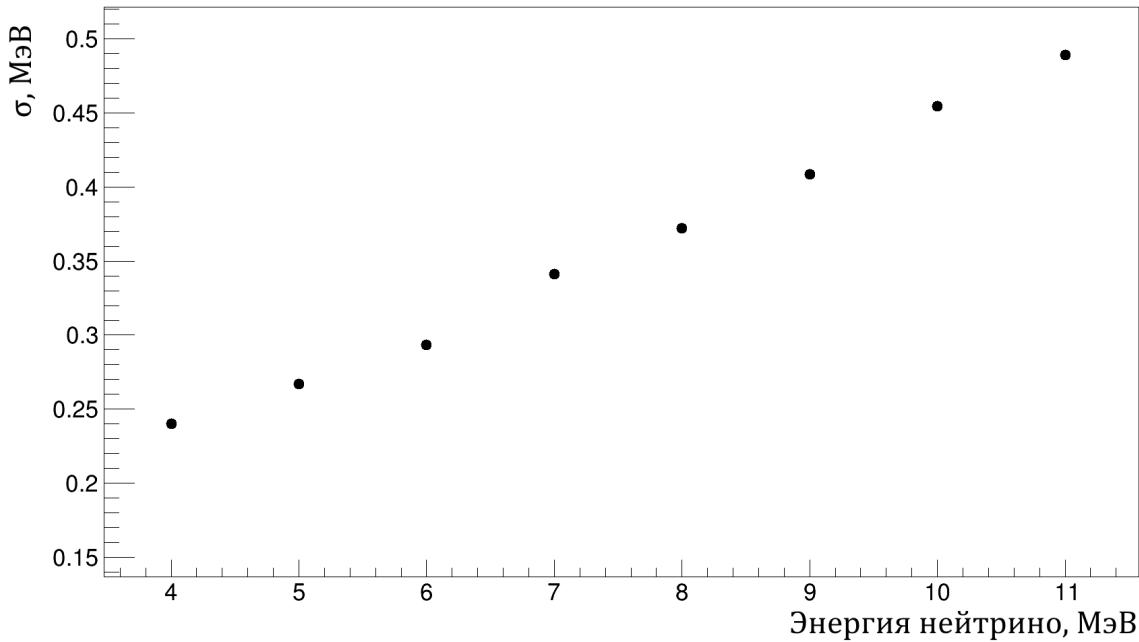


Рис. 8: Зависимость ширины распределения энергии позитронного кластера от энергии нейтрино

4. Заключение

В ходе работы на языке программирования C++ была написана программа, которая на основе результатов моделирования методом Монте-Карло создаёт бинарный файл с моделью сигнала детектора. Разница восстановленных времён импульсов на двух концах стрипа использовалась для определения продольной координаты сцинтилляции. Изучалась зависимость качества определения координаты от параметра η восстановления времени импульса; было обнаружено, что наилучшее координатное разрешение достигается при $\eta = 0$. Был разработан алгоритм для выделения среди сигнала позитронного кластера.

В дальнейшем будет вестись работа над усовершенствованием алгоритма восстановления кластера.

5. Список литературы

1. Aler, V. [et al.] Direct neutrino-mass measurement with sub-electronvolt sensitivity / The KATRIN Collaboration // Nature Physics. - 2022. - №18.
2. Naval, S. [et al.] Neutrino Masses, Mixing, and Oscillations / Particle Data Group // Phys. Rev. D. – 2024 – Vol. 110 – P. 30001.
3. Naval, S. [et al.] Review of Particle Physics / Particle Data Group // Phys. Rev. D. – 2024 – Vol. 110 – P. 30001.
4. Понтекорво, Б. М. Нейтринные опыты и вопрос о сохранении лептонного заряда / Б. М. Понтекорво // ЖТЭФ. – 1967 – Т. 53, вып. 5(11). – С. 1717–1725.
5. Alekseev, I. [et al.] DANSS: Detector of the reactor AntiNeutrino based on Solid Scintillator / I. Alekseev [et al.] // JINST. – 2016 – Vol. 11, no. 11 – P. 11011
6. Alekseev, I. [et al.] Search for sterile neutrinos at the DANSS experiment / DANSS Collaboration // Phys. Lett. B. – 2018 – Vol. 787 – P. 56–63.
7. Skrobova, N. Upgrade of the DANSS detector of reactor antineutrino / DANSS Collaboration // PoS ICHEP. – 2022 – P. 1171