

## Создание второй нейтринной лаборатории на реакторе СМ-3 с целью увеличения точности эксперимента „Нейтрино-4“

© А.П. Серебров,<sup>1</sup> В.Г. Ивочкин,<sup>1</sup> Р.М. Самойлов,<sup>1</sup> А.К. Фомин,<sup>1</sup> В.Г. Зиновьев,<sup>1</sup> С.С. Волков,<sup>1</sup> В.Л. Головцов,<sup>1</sup> Н.В. Грузинский,<sup>1</sup> П.В. Неустроев,<sup>1</sup> В.В. Федоров,<sup>1</sup> И.В. Паршин,<sup>1</sup> А.А. Герасимов,<sup>1</sup> М.Е. Зайцев,<sup>1,3</sup> М.Е. Чайковский,<sup>1</sup> А.М. Гагарский,<sup>1</sup> А.Л. Петелин,<sup>2</sup> А.Л. Ижутов,<sup>2</sup> М.О. Громов,<sup>2</sup> С.А. Сазонтов,<sup>2</sup> А.А. Тузов,<sup>2</sup> В.И. Рыкалин,<sup>4</sup> Д.А. Макаренков,<sup>5</sup> А.М. Немерюк,<sup>5</sup> Т.Е. Кузьмина<sup>6</sup>

<sup>1</sup> Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Национального исследовательского центра „Курчатовский институт“, 188300 Гатчина, Россия

<sup>2</sup> АО „ГНЦ НИИАР“, 433510 Димитровград, Россия

<sup>3</sup> Димитровградский инженерно-технологический институт — филиал Национального исследовательского ядерного университета „МИФИ“, 433511 Димитровград, Россия

<sup>4</sup> Институт физики высоких энергий им. А.А. Логунова Национального исследовательского центра „Курчатовский институт“, 142281 Протвино, Московская обл., Россия

<sup>5</sup> НИЦ „Курчатовский институт“ — ИРЕА, 107076 Москва, Россия

<sup>6</sup> АО „Радиевый институт им. В.Г. Хлопина“, 194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: serebrov\_ar@pnpi.nrcki.ru

Поступило в Редакцию 2 ноября 2022 г.

В окончательной редакции 2 ноября 2022 г.

Принято к публикации 2 ноября 2022 г.

В эксперименте „Нейтрино-4“ по поиску стерильного нейтрино обнаружен эффект осцилляций на уровне достоверности трех стандартных отклонений. С целью значительного увеличения точности эксперимента создана вторая нейтринная лаборатория на реакторе СМ-3 (Димитровград, Россия) и разработан новый нейтринный детектор. Детектор сцинтилляционного типа состоит из четырех модулей, имеющих много-секционную структуру с горизонтальным расположением ста секций с ФЭУ, находящимися по обе стороны секции. Показана возможность увеличения точности эксперимента в 2.7 раза, что позволит достигнуть уровня достоверности больше пяти стандартных отклонений и ответить на вопрос о существовании стерильного нейтрино.

**Ключевые слова:** стерильное нейтрино, реакторные антинейтрино.

DOI: 10.21883/JTF.2023.01.54079.241-22

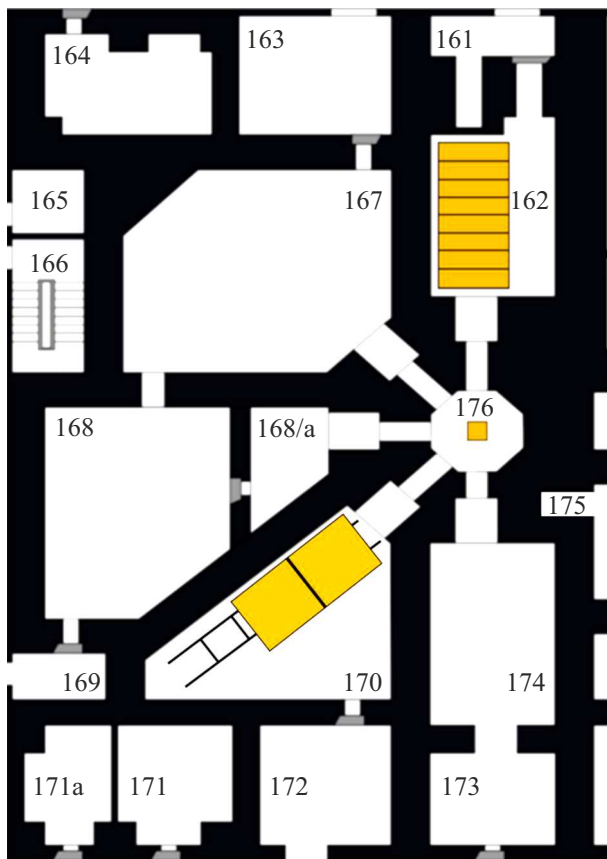
### Введение

Предполагается, что благодаря переходу реакторных антинейтрино в стерильное состояние может наблюдаться эффект осцилляций на малых расстояниях от реактора и дефицит потока реакторных антинейтрино на больших расстояниях. Описанные предполагаемые свойства новой частицы делают ее одним из кандидатов на темную материю и требуют расширения рамок понимания взаимодействия элементарных частиц и выхода за пределы Стандартной Модели. Таким образом, исследования, связанные с нейтрино, а в особенности с реакторными антинейтрино, дают доступную возможность поиска новой физики. Аномалии обнаружены в нескольких ускорительных и реакторных экспериментах: LSND [1], MiniBooNE [2], реакторная аномалия [3], а также в экспериментах с радиоактивными источниками GALLEX/GNO, SAGE и BEST [4–6]. Наконец, в экспе-

рименте „Нейтрино-4“ был обнаружен эффект осцилляций с параметрами  $\Delta m_{14}^2 = 7.3 \text{ eV}^2$  и  $\sin^2 2\theta = 0.36$  на уровне достоверности  $2.9\sigma$  [7]. Поэтому требуется значительно увеличить точность эксперимента. В связи с этой задачей на реакторе СМ-3 создается вторая нейтринная лаборатория и детектор с чувствительностью, в 2.7 раза большей. Это позволит достигнуть уровня достоверности больше 5 стандартных отклонений и ответить на вопрос о существовании стерильного нейтрино.

### 1. Эксперимент „Нейтрино-4“

Основная цель эксперимента „Нейтрино-4“ — поиск осцилляций реакторных антинейтрино в стерильное состояние. Чувствительность эксперимента к возможным значениям параметра сильно зависит от разме-



**Рис. 1.** План помещений в здании реактора СМ-3. Оранжевый прямоугольник вверху (в онлайн версии) — детектор в первой нейтринной лаборатории, оранжевый прямоугольник внизу (в онлайн версии) — разрабатываемый детектор во второй нейтринной лаборатории.

ра источника. Так, например, при размерах активной зоны промышленного реактора атомной станции чувствительность к области с разностью квадратов масс больше  $6 \text{ eV}^2$  значительно снижается. Поэтому особо важны эксперименты на исследовательских реакторах с небольшой активной зоной, которую можно считать точечным источником при измерениях нейтринного потока на интересующих расстояниях.

Исследовательский реактор СМ-3 благодаря своей компактной зоне ( $42 \times 42 \times 35 \text{ см}$ ) и топливу с высоким обогащением является одним из лучших мест для проведения эксперимента по поиску осцилляций на коротких расстояниях. Он имеет преимущество перед промышленными реакторами, у которых слишком большой размер зоны, а состав топлива — неоднородный и выгорает по-разному. Кроме того, лабораторные помещения отделены друг от друга толстыми бетонными стенами.

Эксперимент „Нейтрино-4“ осуществляется с конца 2013 года на базе АО ГНЦ НИИАР на реакторе СМ-3 в нейтринной лаборатории в помещении 162 (рис. 1), созданной тогда же. Идея эксперимента состоит в ис-

пользовании передвижного секционированного детектора, с помощью которого измеряются поток и спектры антинейтрино на разной удаленности от реактора. Такое прямое наблюдение спектров позволяет осуществлять модельно-независимый анализ, и поэтому имеет преимущество перед экспериментами, требующими привлечения расчетных спектров или точной оценки количества рожденных в активной зоне антинейтрино. За время проведения эксперимента „Нейтрино-4“ нами впервые в мире был получен эффект осцилляций на уровне достоверности порядка трех стандартных отклонений в области значений  $\Delta m_{14}^2 = 7.3 \text{ eV}^2$  и  $\sin^2 2\theta = 0.36$ . Для подтверждения этого результата необходимо улучшение точности эксперимента.

## 2. Вторая нейтринная лаборатория

Главным препятствием для решения данной задачи является то обстоятельство, что реактор находится на поверхности Земли, и помещения для лабораторий подвержены сильному воздействию космического излучения, которое создает фон быстрых нейтронов. Применительно к задаче детектирования антинейтрино, это высокий уровень коррелированного фона от быстрых нейтронов. Секционирование детектора позволило улучшить соотношение эффект/фон вдвое и довести его до уровня 0.5, но этого все еще недостаточно. Несмотря на то что набор статистики с существующим детектором будет продолжен для дальнейшего продвижения в вопросе понимания природы реакторной аномалии и явления осцилляций нейтрино в стерильное состояние, необходимо развитие эксперимента „Нейтрино-4“, связанное в первую очередь с подавлением коррелированного фона и фона случайных совпадений. Поэтому решено создать новую установку с улучшенной чувствительностью и разместить ее в другом помещении реактора СМ-3. На реакторе СМ-3 в помещении 170 есть возможность измерить поток антинейтрино даже в более широком диапазоне расстояний (6–15 м), чем в существующей лаборатории. Длина базы эксперимента играет важную роль в модельно-независимом анализе при поиске осцилляций, поскольку позволяет нормироваться на средний по всей базе спектр без существенного искажения осцилляционной зависимости.

В связи с этим встает вопрос о создании второй нейтринной лаборатории в помещении 170 и использовании дополнительных методов борьбы как с коррелированным фоном с помощью разделения сигналов по форме импульса, увеличения эффективности активной защиты, оптимизации конструкции пассивной защиты, так и для снижения фона случайных совпадений благодаря увеличению концентрации гадолиния. Исходя из этого, можно сформулировать требования к новой детектирующей системе реакторных антинейтрино, которую планируется реализовать в помещении 170 (рис. 1).

Во-первых, измерения должны проводиться четырьмя идентичными детекторами на подвижной платформе. Это позволит охватить весь диапазон расстояний и увеличить статистическую точность эксперимента.

Во-вторых, в новых детекторах должны быть реализованы следующие технологии:

- секционная структура детекторов, которая уже зарекомендовала себя в измерениях с моделью и полномасштабным детектором;
- каждая секция должна просматриваться ФЭУ с обеих сторон, что позволит использовать методику разделения сигналов по форме и улучшить энергетическое разрешение детектора;
- применение технологии разделения сигналов по форме импульса (использование соответствующего сцинтиллятора, ФЭУ и электроники);
- использование сцинтиллятора с большей концентрацией гадолиния для подавления фона случайных совпадений;
- использование внутренней активной защиты в близкой к 4л-геометрии.

Перечисленные требования к детекторам являются необходимыми для реализации планов по измерению нейтринных потоков и нейтринных спектров в диапазоне 6–15 м от реактора для установления причин реакторной аномалии и определения допустимых значений параметров осцилляций в стерильное состояние.

В настоящее время на реакторе СМ-3 подготовлено помещение 170 для размещения детектора.

### 3. Конструкция нового детектора

Детектор состоит из четырех идентичных модулей, расположенных на подвижной платформе вместе с активной и пассивной защитой (рис. 2). Благодаря перемещениям детектора будет охвачен весь диапазон расстояний до активной зоны реактора. Каждый из четырех модулей состоит из  $5 \times 5$  горизонтальных секций  $21.6 \times 21.6 \times 116.6$  см с жестко фиксированными перегородками между ними. Перегородки служат для предотвращения выхода света за пределы секции. При проведении измерений детектор будет перемещаться в различные позиции на расстояния, кратные размеру секции. Зазор между модулями равен размеру секции. Таким образом, каждая точка будет промерена разными секциями и будет усреднена возможная разница в эффективности секций детектора. Секции заполнены жидким сцинтиллятором. Материал сцинтиллятора — минеральное масло с добавкой гадолиния. В каждой секции с торцов располагается 2 ФЭУ. Жидкий сцинтиллятор отделен от ФЭУ стенкой из прозрачного оргстекла толщиной 3 см. Между стенкой и ФЭУ располагается цилиндрический световод. Оптический контакт отсутствует, между поверхностью ФЭУ и прозрачной стенкой имеется воздушный зазор.

Детектор сцинтилляционного типа основан на использовании реакции обратного бета-распада:  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ . Образовавшийся позитрон аннигилирует с испусканием двух гамма-квантов с энергией 511 keV каждый, которые разлетаются в противоположных направлениях. Образовавшийся нейтрон поглощается гадолинием с испусканием каскада гамма-квантов с суммарной энергией около 8 MeV. В детекторе будет регистрироваться два последовательных сигнала от позитрона и нейтрона — так называемые коррелированные события, что служит сигналом о регистрации антинейтрино. В первом приближении связь между энергией позитрона и антинейтрино линейна:  $E_{\bar{\nu}} = E_{e^+} + 1.8 \text{ MeV}$ . Поэтому спектр антинейтрино в эксперименте восстанавливается из спектра позитронов.

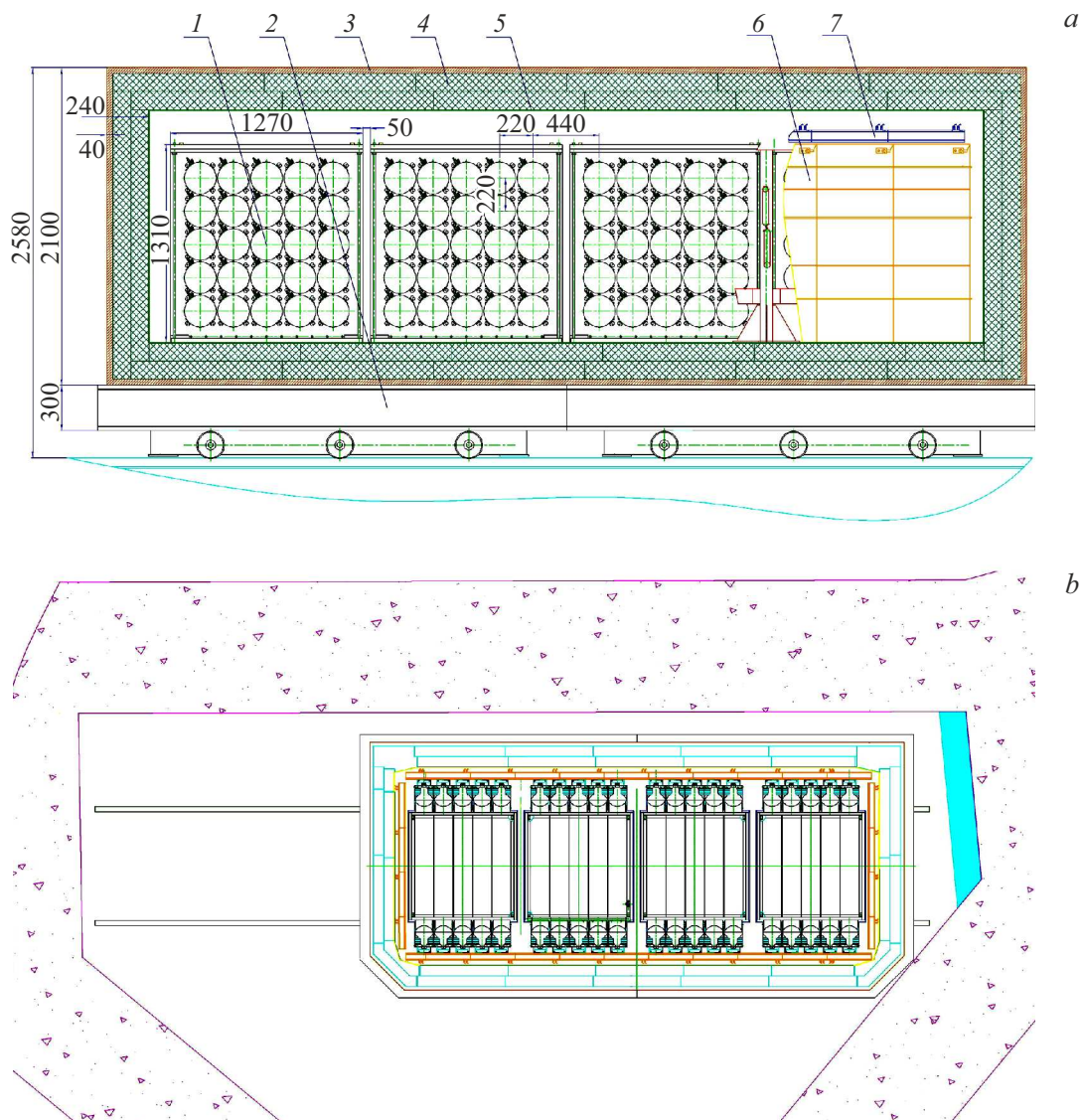
Таким образом, поток антинейтрино от реактора измеряется в зависимости от расстояния и энергии с целью поиска нейтринных осцилляций, которые проявляются в изменении спектра на разных расстояниях.

### 4. Исследования пассивной защиты детектора антинейтрино

Имеется два источника фона: гамма-фон естественной радиоактивности и фон космического излучения. Гамма-фон естественной радиоактивности создает проблему, связанную со случайными совпадениями, так как регистрация антинейтрино осуществляется посредством сигнала от позитрона и сигнала от захвата нейтрона в определенном временном интервале. Космический фон создает проблему коррелированных совпадений от быстрых нейтронов, возникающих от взаимодействия космических мюонов с ядрами вещества.

Итак, быстрые нейтроны являются причиной появления коррелированного фона, а гамма-излучение и тепловые нейтроны — источник фона случайных совпадений. Для защиты от указанных видов излучения используется полиэтилен, борированный полиэтилен, борированная резина — защита от тепловых и быстрых нейтронов, а свинец, железо и медь — защита от гамма-излучения. Основная сложность состоит в том, что свинец, железо и медь, являясь тяжелыми элементами с большим числом нуклонов, имеют большой коэффициент подавления гамма-излучения, но при этом сами являются источником быстрых нейтронов, которые появляются в процессе взаимодействия ядер этих элементов с жесткой мюонной компонентой космического излучения. В наибольшей степени этот недостаток относится к свинцу.

Для исследования оптимального состава пассивной защиты использовался макет пассивной защиты антинейтринного детектора. Внутри макета помещались детекторы гамма- и нейтронного излучений или макет секции детектора антинейтрино с жидким сцинтиллятором.



**Рис. 2.** *a* — конструкция детектора реакторных антинейтрино на подвижной платформе; *b* — схема расположения детектора в помещении 170: 1 — детектор антинейтрино, 2 — подвижная платформа, 3 — медь, 4 — борированный полиэтилен, 5 — борированная резина, 6 — панели активной защиты вертикальные, 7 — панели активной защиты верхние.

#### 4.1. Исследование подавления гамма-фона

30 mm защита из свинца снаружи полиэтиленового домика толщиной 80 mm подавляет гамма-фон внутри приблизительно на порядок величины практически одинаково по всему спектру. Используя дополнительно еще 80 mm полиэтилена и 10 mm Pb внутри защиты, можно получить коэффициент подавления гамма-фона приблизительно в 20 раз, причем свинец внутри лучше подавляет мягкую (ниже 500 keV) часть спектра (рис. 3).

#### 4.2. Исследование подавления нейтронного фона

В качестве детектора тепловых нейтронов использовался пропорциональный  $^3\text{He}$ -счетчик. Результаты из-







мерений с этим детектором для различных вариантов защиты представлены в табл. 1.

В табл. 1 представлены результаты шести конфигураций защиты от нейтронов.

В конфигурации 1 (открытый детектор) счет детектора тепловых нейтронов составлял  $0.68 \pm 0.008 \text{ s}^{-1}$ . Этот счет принят за единицу для расчета коэффициента подавления нейтронного счета или эффективности защиты.

В конфигурации 2 (детектор, обернутый в два слоя борированной резины толщиной 5 mm) счет детектора тепловых нейтронов составлял  $0.009 \pm 0.0004 \text{ s}^{-1}$ , а коэффициент подавления составил 75 раз. Следует заметить, что этот коэффициент подавления относится только к тепловым нейтронам. Для защиты от быстрых нейтронов нужен полиэтилен для термализации быстрых нейтронов и последующего захвата бором.

Таблица 1. Подавление нейтронного фона для шести конфигураций защиты

Эскиз	Описание защиты	Нейтроны, $s^{-1}$ Коэффициент подавления
1 	Открытый детектор	$0.68 \pm 0.008$ 1.0
2 	Детектор, обернутый в два слоя борированной резины	$0.009 \pm 0.0004$ 75
3 	Детектор в домике из чистого полиэтилена. Толщина листа 60 mm	$0.8086 \pm 0.003$ 0.84
4 	Детектор в домике из борированного полиэтилена. Толщина листа 80 mm	$0.0254 \pm 0.0006$ 26.8
5 	В домик из борированного полиэтилена поместили два слоя борированной резины	$0.0027 \pm 0.00013$ 251
6 	Домик из борированного полиэтилена снаружи покрыт в три слоя свинцом (30 mm)	$0.2418 \pm 0.001$ 2.8

В конфигурации 3 (детектор в домике из чистого полиэтилена) наблюдается даже увеличение счета тепловых нейтронов в 1.2 раза за счет термализации быстрых нейтронов.

Защита в конфигурации 4 (детектор в домике из борированного полиэтилена (5%)), конечно, является более эффективной, а фактор защиты составляет 26.8 раза.

Достаточно очевидно, что использование борной резины внутри даст значительное увеличение фактора подавления. Действительно, в конфигурации 5 (в домик из борированного полиэтилена поместили два слоя борированной резины) счет составил  $0.0027 \pm 0.00013 s^{-1}$ , а фактор подавления тепловых нейтронов составил 251 раз. Именно эту конфигурацию следует считать оптимальной.

Наконец, конфигурация 6 демонстрирует, что расположение свинцовой защиты снаружи домика приводит к увеличению нейтронного счета в 10 раз по отношению к конфигурации 4 без свинца. Причина состоит в том, что космические мезоны рождают на тяжелых ядрах свинца значительное количество быстрых нейтронов, которые исключительно вредны, так как они могут давать коррелированные события.

Тем не менее внешняя гамма-защита необходима и, как компромисс, можно использовать железо или медь. Мы решили использовать медь, так как конфигурация магнитного поля внутри железной защиты может быть неоднородной и изменяться со временем. Это необходимо для того, чтобы избежать влияния магнитного поля на ФЭУ.

Было проведено моделирование взаимодействия мюонов для двух вариантов защиты — из меди (Cu) и из свинца (Pb). Оба металла эффективно подавляют внешний фон гамма-излучения, поэтому сравнивалось их влияние на рождение вторичных нейтронов от взаимодействия с мюонами.

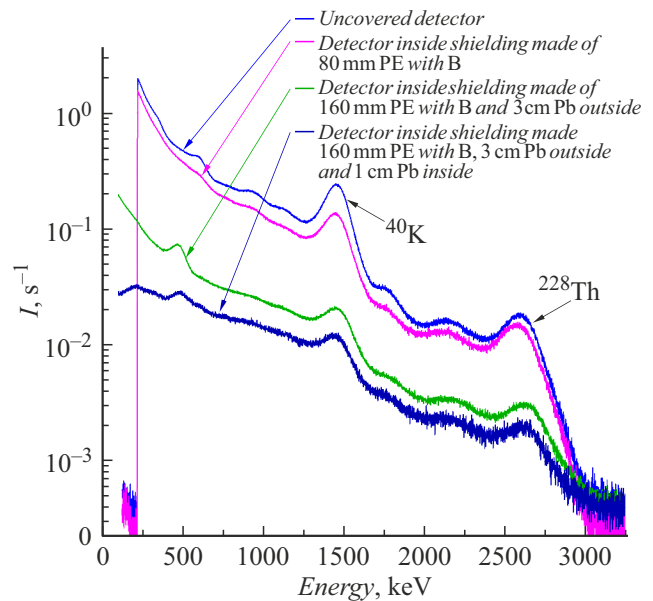


Рис. 3. Спектры фона гамма-излучения в помещении на поверхности Земли, полученные детектором БДЭГ2-39, помещенным внутрь различных вариантов защиты. Первые две кривые демонстрирует, что полиэтилен, который исключительно важен для защиты от нейтронов, практически не вносит вклада в защиту от гамма-излучения. Вторые две кривые демонстрируют эффект подавления гамма-фона свинцом снаружи и внутри полиэтиленовой защиты. Пики на спектре связаны с естественной радиоактивностью  $^{40}\text{K}$  и  $^{228}\text{Th}$ , а также 511 keV от аннигиляции позитронов.

Основная часть мюонного фона у поверхности Земли лежит в диапазоне 0.1–3 GeV. Рассматривалось нормальное падение потока мюонов при разных энергиях на слой металла толщиной 50 mm. Моделирование проведено в программе GEANT4. Мюоны можно разделить на



две категории — с энергией выше 0.2 GeV, пролетающие слой металла насквозь и взаимодействующие с ядрами при пролете, и мюоны с энергиями ниже 0.15 GeV, с большой вероятностью останавливающиеся в металле и захватываемые ядрами металла. Два случая различаются типом взаимодействия, порождающим нейтроны и должны рассматриваться отдельно.

Для случая энергий мюонов выше 0.2 GeV общее число нейтронов, созданных прохождением мюонов в диапазоне 0.2–5 GeV через свинец в 3 раза больше, чем через медь. Для мюонов с энергиями ниже 0.3 MeV рождение нейтронов имеет очень низкую вероятность по сравнению с более высокими энергиями — число нейтронов для обоих металлов увеличивается с ростом энергии мюонов. В среднем по рассмотренному диапазону энергий свинец также порождает в 3 раза больше нейтронов, чем медь.

## 5. Измерение фона случайных совпадений и фона коррелированных совпадений с помощью макета секции детектора при различных вариантах пассивной и активной защиты

Помимо защиты из свинца, борированного полиэтилена и борированной резины для подавления фона используется активная защита (АЗ), которая представляет собой пластины пластикового сцинтиллятора, в которых уложено оптоволокно, смонтирован светочувствительный элемент и необходимая электроника.

Использование АЗ как внутри, так и снаружи уменьшает фон случайных совпадений в 1.6 раза при отсутствии внешней и внутренней пассивной защиты (ПЗ). Таким образом, мы выбираем вариант внутренней АЗ, так как он является более компактным. При наличии внешней ПЗ (6 см свинца и 3 см стали) фон случайных совпадений при включении внутренней АЗ подавляется в 3 раза, при этом фон случайных совпадений за счет внешней ПЗ (до включения АЗ) уменьшается в 3.3 раза. В итоге фон случайных совпадений за счет внешней ПЗ и внутренней АЗ уменьшается в 10 раз.

Что касается скорости счета коррелированных совпадений, то его сложнее всего подавить. Фон коррелированных совпадений увеличивается при использовании ПЗ, особенно внутренней ПЗ. Но это увеличение может быть скомпенсировано включением АЗ.

## 6. Разделение сигналов по форме импульса

Фон коррелированных совпадений возникает из-за быстрых нейтронов, которые при рассеянии на водороде производят протоны отдачи и затем, после термализации, захватываются ядрами гадолиния, которые испус-

кают гамма-кванты. Этот процесс имитирует процесс регистрации антинейтрино, где сначала происходит регистрация позитрона и гамма-квантов, а затем, с некоторой задержкой, регистрация нейтрона после захвата гадолинием, который испускает гамма-кванты. При регистрации позитрона и гамма-квантов возникает быстрый сигнал, а при регистрации протона отдачи возникает сигнал с дополнительным медленным хвостом.

Разделение сигналов по форме импульса (Pulse Shape Discrimination — PSD) осуществляется построением распределения величины  $\frac{Q_{tail}}{Q_{total}}$  для суммарного импульса со всех ФЭУ, где  $Q_{tail}$  — интеграл сигнала, начиная с некоторого места до конца импульса,  $Q_{total}$  — полный интеграл сигнала. Для характеристики разделения сигналов по форме импульса использовался параметр FOM (Figure of merit),

$$FOM = \frac{\mu_2 - \mu_1}{fwhm_1 + fwhm_2},$$

где  $\mu_i$  — математическое ожидание, положение соответствующего гауссового пика, а  $fwhm_i$  — его ширина на полувысоте,  $fwhm_i = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma \approx 2.35\sigma$ . Место начала интегрирования хвоста импульса подбирается так, чтобы FOM был наибольшим. При  $FOM \leq 0.3$  пики накладываются друг на друга и уже практически не разделяются, при  $FOM \geq 1$  разделение пиков достаточно различимо.

Проводилось сравнение свойств следующих сцинтилляторов: китайского сцинтиллятора (образец 1), корейского сцинтиллятора NEOS (образец 2), китайского сцинтиллятора с добавкой 9% диизопропилнафталина (DIN) (образец 3), сцинтиллятора ИРЕА (образец 4), сцинтиллятора ИРЕА Нафтлин 0.5% Gd (образец 5) и сцинтиллятора ИРЕА Бензтиофен 0.5% Gd (образец 6).

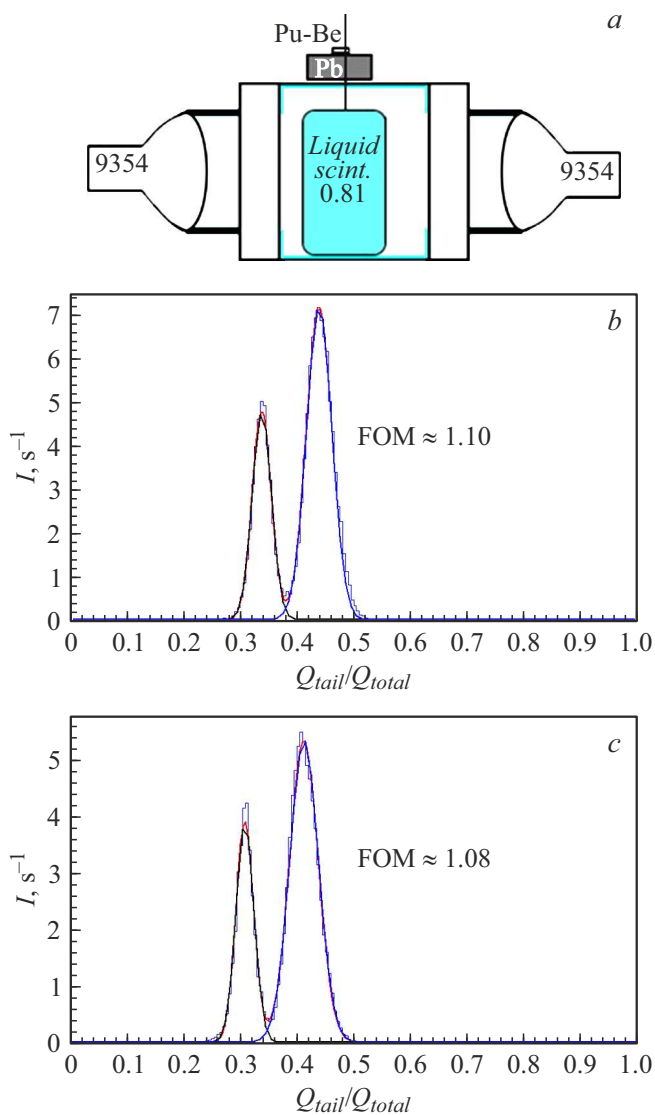
Исследования свойств сцинтилляторов проводилось в установке с двумя ФЭУ, расположенными в непосредственной близости к сосуду со сцинтиллятором, над которым находится Pu–Be-нейтронный источник, излучающий не только нейтроны, но и гамма-кванты (рис. 4). Разделение между нейтронами и гамма-квантами возможно по форме импульса. Сцинтиллятор, который планируется использовать, был разработан в ИРЕА.

На рис. 4 представлены распределения параметра  $\frac{Q_{tail}}{Q_{total}}$  для сцинтиллятора ИРЕА (образец 4) и для корейского сцинтиллятора NEOS (образец 2). Для сравнения световых выходов каждого образца измерялся энергетический спектр от источника гамма-излучения  $^{22}\text{Na}$ . Сравнивались положения середины последней убывающей части спектров. Кроме того, для каждого образца измерялось время захвата теплового нейтрона. Данные по всем образцам представлены в табл. 2.

Концентрация гадолиния в сцинтилляторе ИРЕА составляет 2 г/л. Это позволит уменьшить промежуток времени между коррелированными сигналами, что приведет к снижению фона случайных совпадений в  $\sim 1.8$ –2 раза. Дальнейшее увеличение концентрации гадолиния хоть и даст еще большее понижение фона случайных совпадений, но может привести к нестабильности сцинтилля-

**Таблица 2.** Сравнительные характеристики образцов сцинтилляторов

Образцы	Китайский Daya Bay 0.1% Gd	Корейский 0.5% Gd	Китайский Daya Bay DIN 9% 0.1% Gd	ИРЕА DIN 9% 0.2% Gd	ИРЕА Нафтлин 0.5% Gd	ИРЕА Бензтиофен 0.5% Gd
	1	2	3	4	5	6
FOM	0.66	1.08	0.94	1.10	0.87	1.06
1274 keV, каналы	310	280	260	280	310	145
$\tau, \mu\text{s}$	43.8	16.4	40.0	21.1	14.7	12.8



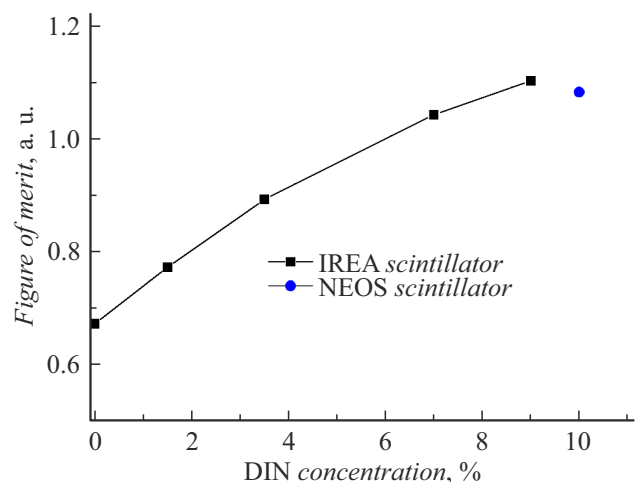
**Рис. 4.** *a* — схема установки для исследования свойств сцинтилляторов с двумя ФЭУ, расположенными в непосредственной близости к сосуду со сцинтиллятором; *b* — распределение  $\frac{Q_{tail}}{Q_{total}}$  для сцинтиллятора ИРЕА с добавкой DIN (9%); *c* — то же для сцинтиллятора NEOS.

тора, помутнению или выпадению осадка, поэтому мы ограничиваемся концентрацией Gd 0.2%.

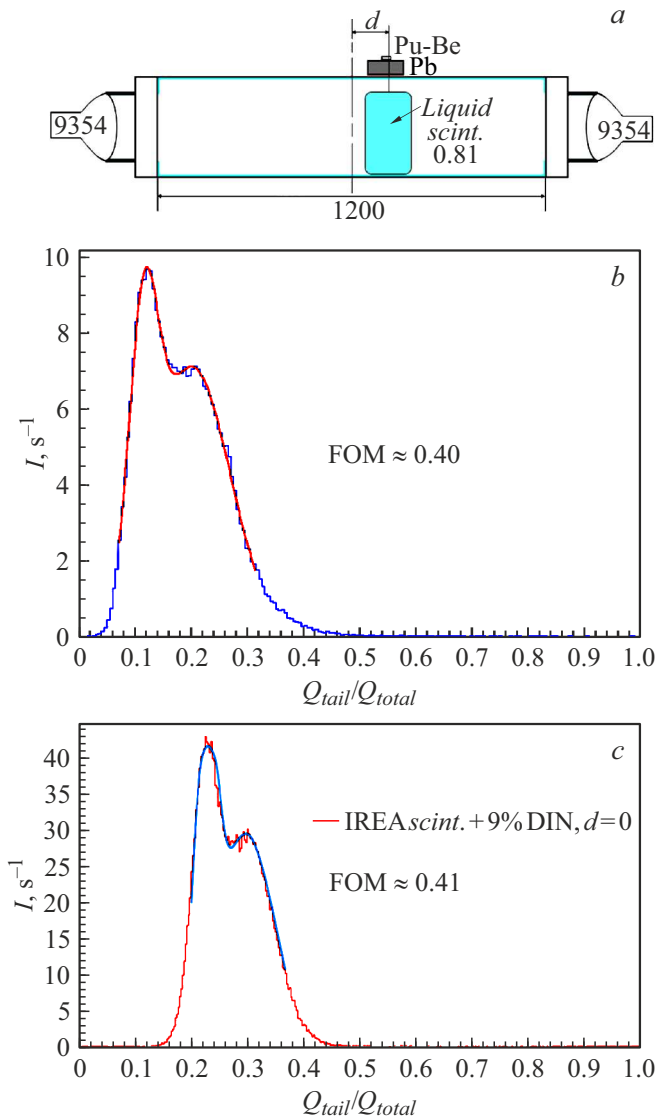
Также была исследована зависимость FOM от концентрации DIN для сцинтиллятора ИРЕА на основе линейного алкилбензола (ЛАБ), которая показана на рис. 5.

Разделение сигналов по форме зависит не только от сцинтиллятора, но и от конструкции детектора в целом. Система, которая использовалась при выборе состава сцинтиллятора, имеет конструкцию, оптимальную для получения максимально возможного разделения импульсов. Для реальной секции детектора разделение будет хуже из-за сглаживания фронта сигнала в связи с увеличением длины световода. На рис. 6 показана схема измерения параметров PSD, которая позволяет оценить, каким будет действительное разделение сигналов для реальной секции. Эта схема соответствует схеме одной секции детектора. Прозрачная емкость с жидким сцинтиллятором устанавливалась внутри световода секции с двумя ФЭУ (рис. 6).

Сравнивая результаты, полученные при измерениях на секции для сцинтиллятора ИРЕА с добавлением 9% DIN и для сцинтиллятора NEOS (рис. 6), можно сделать заключение о том, что сцинтиллятор ИРЕА является полноценной заменой сцинтиллятору NEOS, от которой можно ожидать требуемого уровня подавления коррелированного фона быстрых нейтронов за счет разделения сигналов по форме импульса.



**Рис. 5.** Зависимость разделения сигналов по форме импульса по FOM от концентрации DIN для сцинтилляторов NEOS и ИРЕА.



**Рис. 6.** *a* — схема измерения параметра PSD для сцинтиллятора внутри секции детектора; *b* — для сцинтиллятора NEOS внутри секции. *c* — распределение  $\frac{Q_{tail}}{Q_{total}}$  для сцинтиллятора IPEA с 9% DIN

### 7. Исследование схемы с двумя фотоумножителями

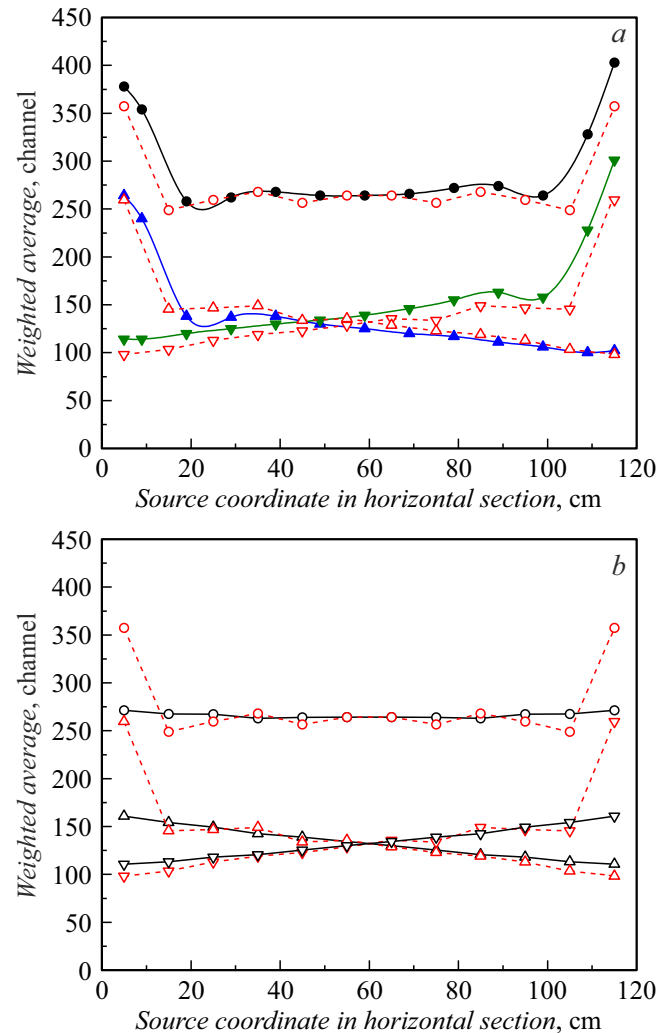
Идея использовать схему с двумя ФЭУ преследует две цели: улучшить качество светосбора благодаря симметричной геометрии и уменьшить уровень шумов благодаря использованию схемы совпадений.

В этих исследованиях использовалась модель одной секции, схема которой изображена на рис. 6. Световод был заполнен сцинтиллятором, а в качестве источника света использовался сцинтиллятор ГАГГ (гадолиний–алюминий–галлиевый гранат легированный церием от АО „Фомос-Материалы“, Москва), внутри которого находился  $^{241}\text{Am}$ , являющийся источником  $\alpha$ -частиц с энергией 5.5 MeV. Сигнал от этого источника

света имеет распределение по амплитуде с полушириной 8%, а форма импульса обладает отличительной особенностью, а именно содержит медленную компоненту, что позволяет отбирать эти сигналы по форме импульса.

Данный источник перемещался вдоль оси световода. Была измерена зависимость распределения амплитуды сигналов для каждого ФЭУ и для их суммы от положения источника света. Такие же зависимости были рассчитаны для источника света вдоль оси световода и для поперечного сечения световода.

Можно видеть, что благодаря симметрии схемы происходит компенсация эффективности светосбора для разных точек детектора. Исключения составляют крайние точки, которые находятся на оси световода. Однако расчеты для поперечного сечения показывают, что этот



**Рис. 7.** *a* — зависимость средневзвешенного значения сигналов источника света от расстояния вдоль оси световода как для суммарного сигнала совпадений, так и для каждого ФЭУ в отдельности, но при наличии совпадений (заполненные треугольники — эксперимент, пустые треугольники — расчет); *b* — такой же расчет зависимости для поперечного сечения световода (результаты расчета для поперечного сечения соединены сплошной линией, для оси — штриховой линией).



эффект исчезает. Дело в том, что прямоугольный световод на торцах закрыт зеркальной стенкой с отверстием диаметром, равным диаметру ФЭУ. Поэтому свет за пределами этой диафрагмы не попадает в ФЭУ. Это компенсирует избыток света в ближайшей к ФЭУ зоне (рис. 7).

Таким образом, для схемы с двумя ФЭУ светосбор достаточно однороден по поперечному сечению световода. Это хороший результат. Но, как будет показано ниже, энергетическое распределение для регистрации нейтринных событий определяется в основном неполной регистрацией гамма-квантов 511 keV в пределах секции.

## 8. Моделирование эксперимента

### 8.1. Энергетическое разрешение детектора

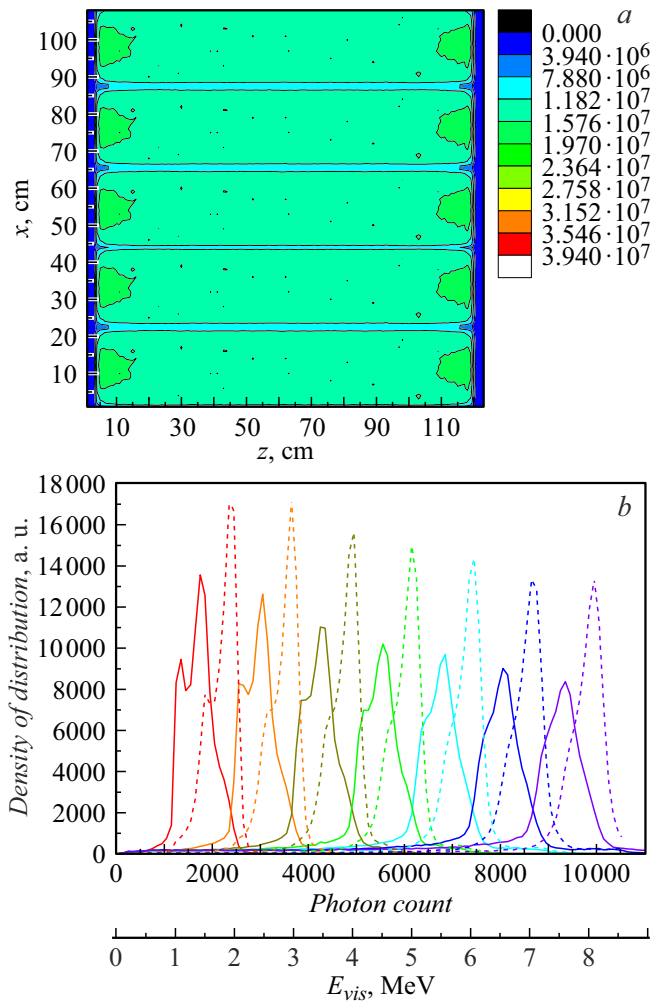
Для моделирования эксперимента разработана Монте-Карло модель, в которой рассчитывается траектория каждого фотона, которые появляются при регистрации позитрона от реакции обратного бета распада, т.е. при поглощении антинейтрино протоном. При расчетах использовался реакторный спектр антинейтрино для урана-235. Направление вылета позитронов принято изотропным. Экспоненциальная длина пробега фотонов в сцинтилляторе при расчете составляет 4 м. Фотоны отражаются от стенок зеркально с вероятностью отражения 0.95.

На рис. 8, *a* в виде цветной диаграммы показана амплитуда сигнала ФЭУ в зависимости от места позитронного события с энергией позитрона 4 MeV. Эффективность транспортировки света для прямых углов падения на зеркальные стенки световода хуже из-за многократного переотражения между стенками, поэтому свет с дальних позиций доходит до ФЭУ хуже, чем с ближних. Однако в схеме с двумя ФЭУ с противоположных сторон, включенных на совпадение, этот эффект компенсируется. Исключение составляют области вблизи ФЭУ.

На рис. 8, *b* представлено распределение счета ФЭУ (число зарегистрированных фотонов) от позитронов разных энергий при неполной регистрации энерговыделения от 2 гамма-квантов по 511 keV. Ширина распределения практически не зависит от энергии позитрона и составляет 500 keV. Это определяется в основном неполным поглощением гамма-квантов в пределах секции. Расщепление распределения на два пика при малых энергиях также объясняется этим обстоятельством. Используя данные с рис. 8, можно установить связь между счетом фотонов и энергией позитрона.

### 8.2. Моделирование потока антинейтрино, матрицы событий и осцилляционной кривой

В эксперименте используется метод, основанный на относительных измерениях, при которых исключается



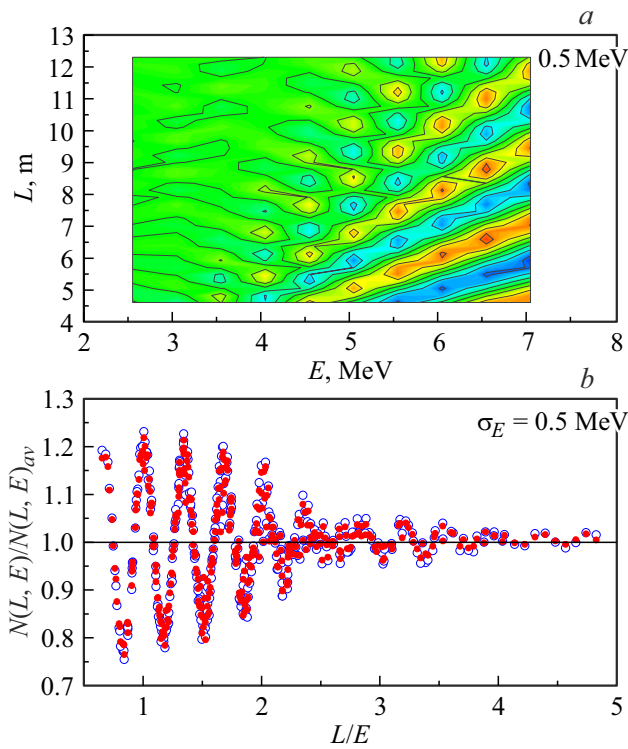
**Рис. 8.** *a* — цветная диаграмма, счет ФЭУ секций детектора в зависимости от места позитронного события с энергией позитрона 4 MeV; *b* — распределение счета ФЭУ от позитронов с энергией от 1 до 7 MeV с учетом неполной регистрации гамма квантов 511 keV — сплошная линия. Учет сигналов от гамма квантов 511 keV в соседних секциях позволяет улучшить энергетическое разрешение при регистрации антинейтрино — штриховая линия (порог регистрации в соседних секциях 100 keV).

форма спектра, т.е. модельно-независимый анализ данных. Метод основан на использовании уравнения

$$R_{ik}^{\text{exp}} = (N_{ik} \pm \Delta N_{ik}) L_k^2 / K^{-1} \sum_k^K (N_{ik} \pm \Delta N_{ik}) L_k^2,$$

где  $R_{ik}$  — элемент матрицы событий, числитель в правой части — счет антинейтринных событий с заданной энергией с поправкой на геометрический множитель  $L^2$ , знаменатель — счет антинейтринных событий с той же заданной энергией, усредненный по всем расстояниям,  $i$  — номер интервала по энергии,  $k$  — номер интервала по расстоянию.

Поток антинейтрино был смоделирован с учетом размеров активной зоны реактора и ее пространственного

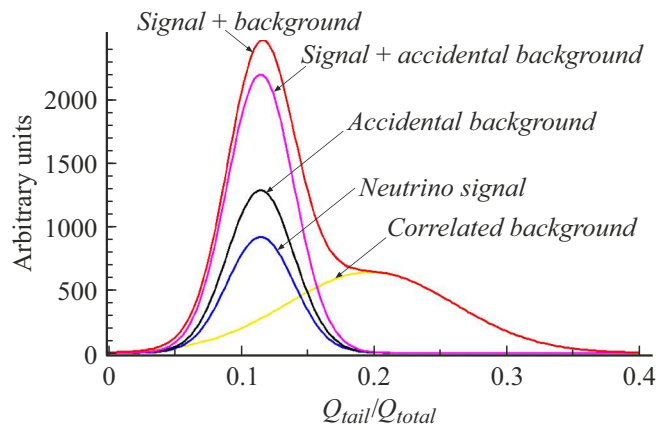


**Рис. 9.** *a* — матрица событий — вероятность регистрации антинейтрино в зависимости от энергии и расстояния; *b* — осцилляционная кривая, красные точки (в онлайн версии) соответствуют реальной геометрии с конечными размерами активной зоны ( $42 \times 42 \times 35$  см) и секций детектора ( $21.6 \times 21.6 \times 116.6$  см), синие кружочки (в онлайн версии) соответствуют практически идеальному случаю, т.е. с размерами, на порядок величины меньшими;  $\sigma_E$  — энергетическое разрешение.

расположения по отношению к детектору антинейтрино. Антинейтрино равномерно рождаются в объеме активной зоны реактора с изотропным направлением вылета. Было принято, что пучок антинейтрино направлен параллельно оси детектора. Такое допущение возможно при удалении детектора от активной зоны реактора на расстояние 6–15 м. Моделирование проведено по всему расстоянию с шагом перемещения детектора 0.23 м и разрешением по энергии антинейтрино 0.5 MeV.

В результате моделирования была получена матрица событий. На рис. 9, *a* в форме цветной диаграммы показано распределение вероятности регистрации антинейтринных событий в зависимости от энергии и расстояния.

Выборку данных необходимо проводить по параметру  $L/E$ , так как именно от него зависит эффект осцилляций. Это метод так называемого когерентного сложения результатов измерений, который благодаря выборке данных по переменной  $L/E$  дает возможность прямого наблюдения антинейтринных осцилляций. Суммируя события при одинаковых значениях  $L/E$ , можно



**Рис. 10.** Ожидаемое распределение PSD-параметра для коррелированных сигналов в новом нейтринном детекторе на реакторе CM-3.

получить осцилляционную кривую, которая представлена на рис. 9, *b*.

Количество осцилляций на кривой определяется энергетическим разрешением. При моделировании осцилляционной кривой использовалось энергетическое разрешение 500 keV, которое, как было показано ранее, практически не зависит от энергии позитрона и определяется в основном неполным поглощением гамма-квантов в пределах секции. При таком энергетическом разрешении число наблюдаемых осцилляций составляет 4–5.

Эффект затухания осцилляций в основном определяется энергетическим разрешением детектора. Влияние конечных размеров зоны и размеров секций на эффект затухания осцилляций значительно меньше по отношению к влиянию энергетического разрешения детектора (рис. 9, *b*).

### 9. Расчет точности эксперимента по обнаружению осцилляций

В новых детекторах планируется задействовать ранее не использовавшиеся методы подавления коррелированного фона и фона космического излучения. Секционная структура, реализованная в действующем детекторе, позволила улучшить соотношение эффект/фон с 0.3 до 0.6 и частично подавить случайные совпадения (в 2.5 раза). Применение схемы с двумя ФЭУ с каждой стороны секции, наряду с использованием сцинтиллятора с хорошими свойствами разделения сигналов по форме, даст возможность задействовать эту методику для отделения нейтринных событий от фоновых событий, связанных с быстрыми нейтринами.

Кроме того, в этом сцинтилляторе концентрация гадолиния в 2 раза выше, чем в том, что используется сейчас. Сравнение сцинтиллятора с концентрацией гадолиния 0.1% и аналогичного сцинтиллятора с концентрацией 0.2% показало, что за счет пропорционального

**Таблица 3.** Факторы, улучшающие точность измерения в новой лаборатории по сравнению с действующей

Метод	Последствие применения	Коэффициент
4 детектора	Объем в 3 раза выше	1.6
Концентрация Gd 0.2%	Случайные совпадения в 2 раза ниже	1.3
Форма импульса	Коррелированные совпадения в 4 раза ниже	1.3
Итого		2.7

уменьшения временного окна на поиск задержанного сигнала фон случайных совпадений в одинаковых условиях уменьшается почти в 2 раза.

Как показывают измерения с макетом секции нового детектора, применение метода разделения сигналов от тяжелых и легких частиц позволит улучшить соотношение эффект/фон до 2 раз. То есть подавление коррелированного фона составит уже 4 раза. Трехкратное увеличение объема сцинтиллятора соответственно позволит ускорить набор статистики.

Влияние перечисленных факторов, улучшающих точность измерения в новой лаборатории по сравнению с действующей, вместе с итоговой оценкой повышения точности, приведены в табл. 3.

## Заключение

В работе представлены результаты подготовительных экспериментов для создания нового детектора для второй нейтринной лаборатории на реакторе СМ-3.

Исследования пассивной защиты детектора антинейтрино от гамма-излучения показали, что, хотя использование свинца является весьма эффективным, особенно в низкоэнергетической части спектра, но не является приемлемым, поскольку быстрые нейтроны, которые рождаются при взаимодействии мюонов космического излучения и ядер свинца, являются источником коррелированного фона. Тем не менее внешняя гамма защита необходима и как компромисс можно использовать железо или медь.

Исследования нейтронной защиты показали, что применение только борированного полиэтилена (5%) является недостаточным, нужно использовать дополнительно борированную резину (40%) внутри полости, чтобы поглотить тепловые нейтроны, возникающие после термализации быстрых нейтронов внутри полиэтилена.

Использование АЗ внутри пассивной защиты является предпочтительным, так как она более компактна и понижает уровень загрузки детекторов сигналами. При наличии внешней ПЗ (6 см свинца и 3 см стали) фон случайных совпадений при включении внутренней АЗ подавляется в 3 раза, а совместно с прямым эффектом ПЗ фон случайных совпадений уменьшается в 10 раз.

Что касается скорости счета коррелированных совпадений, то его сложнее всего подавить. Фон коррели-

рованных совпадений увеличивается при использовании ПЗ, особенно внутренней ПЗ. Но это увеличение может быть скомпенсировано включением АЗ.

Фон коррелированных совпадений исключительно вреден, потому нужно применять другой метод — разделение сигналов по форме импульса. Сцинтиллятор на основе ЛАБ с добавлением DIN, изготовленный в ИРЕА, не уступает сцинтиллятору NEOS, который планировалось использовать ранее.

Схема детекторных секций с двумя ФЭУ с каждой стороны секции, наряду с использованием сцинтиллятора с хорошими свойствами разделения сигналов по форме, даст возможность задействовать методику отделения нейтринных событий от фоновых событий, связанных с быстрыми нейтронами.

Все эти преимущества дают возможность увеличения точности эксперимента в 2.7 раза, что позволит достигнуть уровня достоверности больше  $5\sigma$ . Благодаря созданию второй нейтринной лаборатории на реакторе СМ-3 и нового детектора будет получен окончательный ответ в вопросе о существовании стерильного нейтрино с параметрами осцилляций, наблюдаемыми в эксперименте „Нейтрино-4“.

## Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-12-00079) и при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Соглашение № 075-11-2021-073 от 16.09.2021).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] A. Aguilar, L.B. Auerbach, R.L. Burman, D.O. Caldwell, E.D. Church, A.K. Cochran, J.B. Donahue, A. Fazely, G.T. Garvey, R.M. Gunasingha, R. Imlay, W.C. Louis, R. Majkic, A. Malik, W. Metcalf, G.B. Mills, V. Sandberg, D. Smith, I. Stancu, M. Sung, R. Tayloe, G.J. VanDalen, W. Vernon, N. Wadia, D.H. White, S. Yellin. Phys. Rev. D, **64**, 112007 (2001). DOI: 10.1103/PhysRevD.64.112007

- [2] A.A. Aguilar-Arevalo, B.C. Brown, L. Bugel, G. Cheng, J.M. Conrad, R.L. Cooper, R. Dharmapalan, A. Diaz, Z. Djurcic, D.A. Finley, R. Ford, F.G. Garcia, G.T. Garvey, J. Grange, E.-C. Huang, W. Huelsnitz, C. Ignarra, R.A. Johnson, G. Karagiorgi, T. Katori, T. Kobilarcik, W.C. Louis, C. Mariani, W. Marsh, G.B. Mills, J. Mirabal, J. Monroe, C.D. Moore, J. Mousseau, P. Nienaber, J. Nowak, B. Osmanov, Z. Pavlovic, D. Perevalov, H. Ray, B.P. Roe, A.D. Russell, M.H. Shaevitz, J. Spitz, I. Stancu, R. Tayloe, R.T. Thornton, M. Tzanov, R.G. Van de Water, D.H. White, D.A. Wickremasinghe, E.D. Zimmerman. *Phys. Rev. Lett.*, **121**, 221801 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.221801
- [3] G. Mention, M. Fechner, Th. Lasserre, Th.A. Mueller, D. Lhuillier, M. Cribier, A. Letourneau. *Phys. Rev. D*, **83**, 073006 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevD.83.073006
- [4] W. Hampel, G. Heusser, J. Kiko, T. Kirsten, M. Laubenstein, E. Pernicka, W. Rau, U. Rönn, C. Schlosser, M. Wójcik, R.V. Ammon, K.H. Ebert, T. Fritsch, D. Heidt, E. Henrich, L. Stieglitz, F. Weirich, M. Balata, F.X. Hartmann, M. Sann, E. Bellotti, C. Cattadori, O. Cremonesi, N. Ferrari, E. Fiorini, L. Zanotti, M. Altmann, F.V. Feilitzsch, R. Mößbauer, G. Berthomieu, E. Schatzman, I. Carmi, I. Dostrovsky, C. Bacci, P. Belli, R. Bernabei, S. d'Angelo, L. Paoluzi, A. Bevilacqua, M. Cribier, L. Gosset, J. Rich, M. Spiro, C. Tao, D. Vignaud, J. Boger, R.L. Hahn, J.K. Rowley, R.W. Stoenner, J. Weneser. *Phys. Lett. B*, **420**, 114 (1998). DOI: 10.1016/S0370-2693(97)01562-1
- [5] J.N. Abdurashitov, V.N. Gavrin, S.V. Girin, V.V. Gorbachev, T.V. Ibragimova, A.V. Kalikhov, N.G. Khairnasov, T.V. Knodel, V.N. Kornoukhov, I.N. Mirmov, A.A. Shikhin, E.P. Veretenkin, V.M. Vermul, V.E. Yants, G.T. Zatsepin, Yu.S. Khomyakov, A.V. Zvonarev, T.J. Bowles, J.S. Nico, W.A. Teasdale, D.L. Wark, M.L. Cherry, V.N. Karaulov, V.L. Levitin, V.I. Maev, P.I. Nazarenko, V.S. Shkol'nik, N.V. Skorikov, B.T. Cleveland, T. Daily, R. Davis, Jr., K. Lande, C.K. Lee, P.S. Wildenhain, S.R. Elliott, J.F. Wilkerson. *Phys. Rev. C*, **59**, 2246 (1999). DOI: 10.1103/PhysRevC.59.2246
- [6] V.V. Barinov, S.N. Danshin, V.N. Gavrin, V.V. Gorbachev, D.S. Gorbunov, T.V. Ibragimova, Yu.P. Kozlova, L.V. Kravchuk, V.V. Kuzminov, B.K. Lubsandorzhev, Yu.M. Malyshkin, I.N. Mirmov, A.A. Shikhin, E.P. Veretenkin, B.T. Cleveland, H. Ejiri, S.R. Elliott, I. Kim, R. Massarczyk, D. Frekers, W.C. Haxton, V.A. Matveev, G.V. Trubnikov, J.S. Nico, A.L. Petelin, V.A. Tarasov, A.I. Zvir, R.G.H. Robertson, D. Sinclair, J.F. Wilkerson. *Phys. Rev. C*, **105**, 065502 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevC.105.065502
- [7] A.P. Serebrov, R.M. Samoilov, V.G. Ivochkin, A.K. Fomin, V.G. Zinoviev, P.V. Neustroev, V.L. Golovtsov, S.S. Volkov, A.V. Chernyj, O.M. Zherebtsov, M.E. Chaikovskii, A.L. Petelin, A.L. Izhutov, A.A. Tuzov, S.A. Sazontov, M.O. Gromov, V.V. Afanasiev, M.E. Zaytsev, A.A. Gerasimov, V.V. Fedorov. *Phys. Rev. D*, **104**, 032003 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevD.104.032003