

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Упругое когерентное рассеяние нейтрино на атомном ядре — недавно обнаруженный тип взаимодействия нейтрино низких энергий

Д.Ю. Акимов, В.А. Белов, А.И. Болоздыня, Ю.В. Ефременко, А.М. Коновалов,
А.В. Кумпан, Д.Г. Рудик, В.В. Сосновцев, А.В. Хромов, А.В. Шакиров

Представлены недавно полученные результаты эксперимента по первому наблюдению процесса упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре, а также дан обзор других экспериментов, нацеленных на регистрацию и исследование данного процесса.

Ключевые слова: взаимодействие нейтрино, упругое когерентное рассеяние нейтрино на атомном ядре, Стандартная модель, детекторы нейтрино

PACS number: 13.15.+g

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.05.038356>

Содержание

1. Введение (173).
2. Упругое когерентное рассеяние нейтрино на атомном ядре (174).
3. Источники нейтрино (175).
 - 3.1. Реактор.
 - 3.2. Ускоритель.
4. Обзор методик регистрации и экспериментов (177).
 - 4.1. Газовые низкопороговые детекторы.
 - 4.2. Полупроводниковые детекторы.
 - 4.3. Низкотемпературные болометры.
 - 4.4. Детек-

Д.Ю. Акимов, В.А. Белов, Д.Г. Рудик. Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова, Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", ул. Большая Черёмушкинская 25, 117218 Москва, Российская Федерация; Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское шоссе 31, 115409 Москва, Российская Федерация
E-mail: akimov_d@itep.ru

А.И. Болоздыня, А.В. Кумпан, В.В. Сосновцев, А.В. Хромов, А.В. Шакиров. Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское шоссе 31, 115409 Москва, Российская Федерация
E-mail: AIBolozdynya@mephi.ru

Ю.В. Ефременко. University of Tennessee, 1408 Circle Dr. Knoxville, TN 37996-1200, USA

А.М. Коновалов. Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова, Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", ул. Большая Черемушкинская 25, 117218 Москва, Российская Федерация;

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское шоссе 31, 115409 Москва, Российская Федерация; Московский физико-технический институт (государственный университет)

Институтский пер. 9, 141700 Долгопрудный, Московская обл., Российская Федерация
E-mail: aleksei.konovalov@phystech.edu

Статья поступила 13 февраля 2018 г., после доработки 16 мая 2018 г.

тор на основе ПЗС-матрицы.

- 4.5. Детекторы на жидких благородных газах.
5. Мультидетекторный эксперимент COHERENT — первое наблюдение эффекта (181).
6. Дальнейшие исследования. Эксперимент РЭД-100 (183).
7. Заключение (185).

Список литературы (185).

1. Введение

В 2014 г. в честь 100-летия со дня рождения Б.М. Понтецкого в журнале *Успехи физических наук (УФН)* вышла большая серия статей, посвящённых нейтринным исследованиям [1–6]. Этой теме также посвящён обзор в *УФН*, вышедший к 60-летию Объединённого института ядерных исследований (ОИЯИ) [7]. Однако в этих работах не рассматривался процесс упругого когерентного рассеяния нейтрино (УКРН) на атомном ядре, предсказанный более 40 лет назад и недавно открытый международной коллаборацией COHERENT, в которую входят и авторы настоящей публикации. Статья [8], посвящённая этому открытию, была опубликована в журнале *Science* в 2017 г. (электронная версия — 3 августа, печатная — 15 сентября). Мы познакомим читателей с этим важным фундаментальным процессом и новейшими технологиями его наблюдения и дальнейшего исследования. Отметим, что как в российской, так и в зарубежной литературе отсутствуют обзорные работы по регистрации УКРН.

Процесс УКРН на атомном ядре предсказывается и описывается в рамках Стандартной модели фундаментальных взаимодействий. Возможность такого процесса впервые была рассмотрена практически одновременно российскими [9] и американским [10] учёными вскоре после обнаружения нейтрального слабого тока в нейтринных взаимодействиях с ядрами мишени [11]. Авторы пионерских работ указали на тот факт, что нейтрино и антинейтрино всех типов могут упруго когерентно взаимодей-

ствовать со всеми нуклонами ядра посредством нейтрального тока при условии малости переданного ядру импульса. Сечение такого процесса относительно велико, оно более чем на два порядка величины (для тяжёлых ядер) превосходит сечение других известных процессов взаимодействия нейтрино низких энергий. УКРН на атомном ядре превалирует при взаимодействии нейтрино с атомами и играет важную роль во Вселенной в процессах, сопровождающихся интенсивными потоками нейтрино. В качестве примера можно привести взрывы сверхновых звёзд, в процессе которых нейтрино уносят в виде кинетической энергии порядка 99 % энергии, выделяющейся при взрыве.

До недавнего времени, однако, не было экспериментальных подтверждений рассматриваемого процесса из-за больших технических трудностей его регистрации — энерговыделение при упругом когерентном рассеянии на тяжёлом ядре для нейтрино, имеющих энергию несколько десятков МэВ, происходит в кэВ-ной области, а для антинейтрино от ядерного реактора, средняя энергия которых составляет около 2 МэВ, — в области нескольких сотен электронвольт. При этом для регистрации УКРН необходим низкопороговый детектор с большой массой (более нескольких килограммов), работающий в условиях низкого радиационного фона. Регистрация процесса УКРН рассматривалась не только как ещё одна возможность подтверждения правильности Стандартной модели, но и в качестве возможного пути к физике за пределами этой модели.

Важным моментом, стимулирующим проведение экспериментов по регистрации УКРН, является возможность применения этого рассеяния как нового инструмента для прецизионного дистанционного мониторинга ядерных реакторов по нейтринному излучению. При использовании в качестве рабочего вещества детектора элементов с атомной массой порядка 100 и более сечение взаимодействия превышает сечение процесса обратного бета-распада, традиционно применяемого для регистрации антинейтрино от ядерного реактора, в несколько сотен раз.

Прогресс в экспериментальной физике нейтрино даётся с большим трудом, что, очевидно, обусловлено необычайной малостью сечений нейтринных взаимодействий. В связи с этим каждое открытие в данной области, с одной стороны, имеет большую фундаментальную значимость, а с другой стороны, является триумфом используемых детекторных технологий.

Значительная часть настоящей статьи посвящена первому наблюдению процесса УКРН в эксперименте, проводимом международной коллегией COHERENT в Окридской национальной лаборатории (США). Мы также представляем обзор экспериментов, нацеленных на регистрацию и исследование упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре, чтобы показать современное состояние исследований в данной области, и рассматриваем перспективы дальнейшего изучения и применения процесса УКРН.

2. Упругое когерентное рассеяние нейтрино на атомном ядре

Для разъяснения принципа когерентности при рассеянии нейтрино на атомном ядре в работе [12] рассматривается система, состоящая из A центров (в нашем случае — нуклонов), находящихся условно в точках \mathbf{x}_j , $j = 1, 2, \dots, A$, на которых рассеивается элементарная частица (нейтрино). Амплитуда рассеяния на такой системе частицы, имеющей импульсы \mathbf{k} в начальном состоянии и

\mathbf{k}' в конечном, может быть представлена как сумма амплитуд рассеяния $f_j(\mathbf{k}', \mathbf{k})$ на каждом из центров с соответствующими фазовыми факторами:

$$F(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = \sum_{j=1}^A f_j(\mathbf{k}', \mathbf{k}) \exp[i(\mathbf{k}' - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{x}_j]. \quad (1)$$

Величина дифференциального сечения, которая пропорциональна квадрату амплитуды, зависит от соотношения между величиной переданного импульса $q = |\mathbf{k}' - \mathbf{k}|$ и размером R системы ($R = \max_{i,j} |\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|$). Если безразмерная величина qR порядка единицы или более, то индивидуальные амплитуды рассеяния в значительной степени взаимно гасятся и результирующее сечение будет мало. Если $qR \ll 1$, то изменение фазы в пределах системы размером R невелико. В этом случае амплитуды $f_j(\mathbf{k}', \mathbf{k})$ складываются и результирующее сечение будет пропорционально величине $A^2 |\bar{f}(\mathbf{k}' - \mathbf{k})|^2$, где $\bar{f}(\mathbf{k}' - \mathbf{k})$ — усреднённая по системе амплитуда рассеяния.

Для тяжёлых ядер условие $qR \ll 1$ выполняется для всех углов рассеяния при энергиях нейтрино до нескольких МэВ. При больших энергиях рассеяние также будет когерентным, но только для выделенного диапазона малых углов, обеспечивающих выполнение этого условия.

В рамках Стандартной модели, по аналогии с упругим рассеянием нейтрино на протоне [13] и с учётом приведённого представления о когерентности, дифференциальное сечение процесса УКРН на атомном ядре описывается следующим образом [14]:

$$\frac{d\sigma_{coh}}{dT} = \frac{G_F^2 M}{2\pi} \left[(G_V + G_A)^2 + (G_V - G_A)^2 \times \left(1 - \frac{T}{E_v} \right)^2 - (G_V^2 - G_A^2) \frac{MT}{E_v^2} \right], \quad (2)$$

$$G_V = (g_V^p Z + g_V^n N) F_{nucl}^V(Q^2), \quad (3)$$

$$G_A = (g_A^p (Z_+ - Z_-) + g_A^n (N_+ - N_-)) F_{nucl}^A(Q^2), \quad (4)$$

где G_F — константа Ферми, M — масса ядра, T — энергия ядра отдачи, E_v — энергия нейтрино, $g_V^{n,p}$ и $g_A^{n,p}$ — векторные и аксиально-векторные константы связи нейтронов и протонов с Z -бозоном соответственно, Z и N — количество протонов и нейтронов в ядре, Z_\pm и N_\pm — числа протонов и нейтронов с противоположными спинами, Q — переданный четырёх-импульс; $F_{nucl}^V(Q^2)$ и $F_{nucl}^A(Q^2)$ — векторный и аксиальный формфакторы ядра, близкие к единице при малых значениях Q^2 ($|Q|R_A \ll 1$, где R_A — радиус ядра). Векторные константы g_V^n и g_V^p выражаются как

$$g_V^p = \rho_{vN}^{NC} \left(\frac{1}{2} - 2\hat{\kappa}_{vN} \sin^2 \theta_W \right) + 2\lambda^{uL} + 2\lambda^{uR} + \lambda^{dL} + \lambda^{dR}, \quad (5)$$

$$g_V^n = -\frac{1}{2} \rho_{vN}^{NC} + \lambda^{uL} + \lambda^{uR} + 2\lambda^{dL} + 2\lambda^{dR}, \quad (6)$$

где θ_W — угол электрослабого смешивания, $\rho_{vN}^{NC} = 1,0086$, $\hat{\kappa}_{vN} = 0,9978$, $\lambda^{uL} = -0,0031$, $\lambda^{dL} = -0,0025$, $\lambda^{dR} = 2\lambda^{uR} = 7,5 \times 10^{-5}$ — радиационные поправки. Для тяжёлых ядер вклад аксиальной составляющей мал, так как он определяется только непарными протонами и нейтронами, которых относительно немного по сравнению с полным числом нуклонов. Очевидно, что для ядер с нулевым спином этот вклад равен нулю. Для аксиальных констант связи нуклонов с Z -бозоном тогда можно

воспользоваться значением, приведённым в [13]:

$$g_A^p = 1,27/2, \quad g_A^n = -1,27/2.$$

Если пренебречь вкладом аксиальной составляющей, то тогда при $T \ll E_v$ можно записать

$$\frac{d\sigma_{coh}}{dT} = \frac{G_F^2}{4\pi} M Q_W^2 \left(1 - \frac{MT}{2E_v^2}\right) F_{nucl}^2(Q^2), \quad (7)$$

где $Q_W = [Z(1 - 4 \sin^2 \theta_W) - N]$ — слабый заряд ядра. Поскольку $\sin^2 \theta_W \approx 0,25$, величина $Q_W^2 \approx N^2$ и $d\sigma_{coh}/dT \sim N^2$. Таким образом, вероятность взаимодействия (сечение рассеяния) значительно возрастает по сравнению с вероятностью взаимодействия с отдельными нуклонами, примерно как квадрат числа нейтронов в ядре. Полное сечение взаимодействия может быть приближённо представлено как

$$\sigma \approx 0,4 \times 10^{-44} N^2 (E_v)^2 \text{ [см}^2], \quad (8)$$

где N — число нейтронов в атомном ядре, E_v — энергия нейтрино, выраженная в МэВ [15].

В последнее время активно рассматриваются модели, выходящие за пределы Стандартной модели [14, 16, 17]. В качестве примера приведём случай дополнительного взаимодействия электронного нейтрино с кварками. G_V представляется в следующем виде [14]:

$$G_V = \left[(g_V^p + 2\epsilon_{ee}^{uV} + \epsilon_{ee}^{dV}) Z + (g_V^n + \epsilon_{ee}^{uV} + 2\epsilon_{ee}^{dV}) N \right] F_{nucl}^V(Q^2), \quad (9)$$

где ϵ_{ee}^{uV} и ϵ_{ee}^{dV} — константы взаимодействия с u- и d-кварками (по аналогии может быть описано взаимодействие нейтрино других типов: v_μ и v_τ). Поэтому представляет интерес измерение сечения взаимодействия нейтрино с веществом детектора с точностью, которая позволит сделать вывод о правильности предсказания в рамках Стандартной модели либо о необходимости её расширения. Чувствительность эксперимента к добавкам такого рода в сечение взаимодействия может быть существенно улучшена в случае, когда в эксперименте используются детекторы (одновременно являющиеся мишениями) с различным элементным составом. Тогда взаимно исключаются систематические ошибки, связанные с неточностью определения интенсивности пучка нейтрино. Также лучше иметь в качестве мишени чётно-чётные ядра, для которых точность предсказания Стандартной модели наилучше высока ввиду отсутствия аксиальной части. Практически сразу после выхода статьи о первом наблюдении УКРН коллаборацией COHERENT в научной литературе появилась первая оценка ограничения вклада нестандартных взаимодействий [18].

Измерение сечения упругого рассеяния нейтрино на атомном ядре даёт возможность независимо оценить угол θ_W при низких энергиях. Угол θ_W измерен с хорошей точностью в ряде экспериментов в основном при больших энергиях (> 100 МэВ, в PDG (Particle Data Group) приводится значение $\sin^2 \theta_W = 0,23120$ [19], полученное при энергии около 100 ГэВ). Измерение этой величины при низких энергиях также может выявить указания на наличие новой физики, например, может позволить объяснить $(g - 2)_\mu$ -аномалию [20, 21].

Если нейтрино имеет большой магнитный момент, что также возможно в случае выхода за рамки Стандартной модели, то такой магнитный момент должен проявить себя и при УКРН на ядре. Измерение формы энергетического спектра ядер отдачи при низких энергиях должно дать ограничение на величину магнитного момента нейтрино. В рамках Стандартной модели магнитный момент

для дираковского нейтрино [22]:

$$\mu_v = \frac{3eG_F m_v}{8\sqrt{2}\pi^2} \approx 3,2 \times 10^{-19} \left(\frac{m_v}{1 \text{ эВ}}\right) \mu_B,$$

где μ_B — магнетон Бора. Современные ограничения, накладываемые на величину магнитного момента электронного нейтрино, полученные из анализа экспериментальных данных v_e -е-рассеяния, порядка $3 \times 10^{-11} \mu_B$ [23, 24]. Форма энергетического спектра ядер отдачи при УКРН на ядре чувствительна к несколько большим величинам магнитного момента — порядка нескольких единиц $10^{-10} \mu_B$ [25], что близко к ограничениям для мюонного нейтрино, полученным из анализа v_μ -е-рассеяния [26], однако важность информации будет состоять в том, что данные будут получены с использованием другого канала взаимодействия.

Весьма необычной выглядит возможность использования УКРН на атомном ядре для определения функции распределения нейтронов в ядре — ядерного формфактора [27, 28]. Такая возможность появляется благодаря тому, что протонная часть слабого заряда ядра практически обнуляется вследствие близости величины $\sin^2 \theta_W$ к 0,25 и энергетический спектр ядер отдачи даёт информацию о нейтронной составляющей ядерного формфактора. Так, в работе [29] впервые оценён нейтронный радиус для ядер Cs и I на основе энергетического спектра ядер отдачи в кристалле CsI[Na], полученного коллаборацией COHERENT.

3. Источники нейтрино

3.1. Реактор

"Традиционным" источником нейтрино (точнее, электронного антинейтрино) является реактор атомной электростанции (АЭС). Тепловая мощность современных энергоблоков АЭС превышает 3 ГВт. Антинейтрино испускаются в β^- -распадах перегруженных нейтронами осколков деления. Учитывая, что при одном акте деления ядерного топлива выделяется энергия ~ 200 МэВ и испускается в среднем около 6 антинейтрино, получим общий поток антинейтрино от трёхгигаваттного реактора $\sim 6 \times 10^{20} \text{ с}^{-1}$. На рисунке 1 [30] представлен энергетический спектр от различных компонентов ядерного топлива: ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu и ^{238}U . Из рисунка видно, что энергетические спектры антинейтрино для различных компонентов

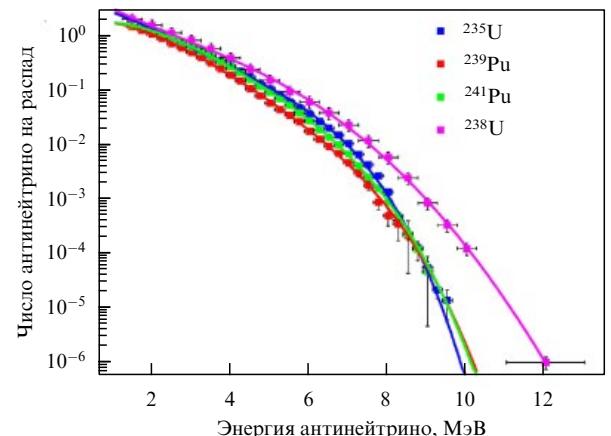


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Энергетический спектр реакторных антинейтрино для различных компонентов ядерного топлива. (Из работы [30].)

топлива отличаются друг от друга. Различаются и значения средней выделившейся энергии на распад. В процессе работы ядерного реактора со временем изменяется относительный состав топлива — происходит "выгорание" урана и наработка плутония, который в свою очередь также делится. При поддержании мощности реактора на постоянном уровне эти факторы приводят к изменению потока и формы энергетического спектра реакторного антинейтрино, что даёт возможность дистанционного мониторинга ядерного реактора с помощью нейтринного детектора [31, 32]. Реакторы, являющиеся источниками антинейтрино в экспериментах по наблюдению процесса УКРН, представлены в разделе 4 в табл. 2.

3.2. Ускоритель

Остановившиеся π^+ -мезоны, образующиеся при сбросе ускоренных протонов на мишень, являются другим подходящим источником нейтрино для исследования рассматриваемого процесса. Интенсивный протонный пучок с энергией протонов порядка 1 ГэВ, сталкиваясь с мишенью, генерирует π^+ - и π^- -мезоны. Последние быстро захватываются атомными ядрами, а π^+ -мезоны, останавливаюсь, распадаются с испусканием монохроматических нейтрино ν_μ с энергией 30 МэВ и мюонов с временем жизни 2,2 мкс, которые распадаются, испуская нейтрино $\bar{\nu}_\mu$ и ν_e с энергиями порядка нескольких десятков МэВ (рис. 2) [33]. Вклад нейтрино от распадов π^+ -мезонов на лету невелик, поэтому размытие линии 30-МэВ-ных мюонных нейтрино незначительно. Временная структура следующая: мюонные нейтрино генерируются непосредственно во время сброса протонов на мишень, а основная часть электронных нейтрино и мюонных антинейтрино образуется после сброса в течение нескольких микросекунд с постоянной времени спада интенсивности потока, равной 2,2 мкс, которая определяется временем жизни мюона. Средний поток нейтрино при выделяемой на мишени мощности порядка 1 МВт в несколько миллионов раз меньше, чем от ядерного реактора, однако сечение взаимодействия в несколько сотен раз больше вследствие большей энергии нейтрино (сечение взаимодействия возрастает как квадрат энергии нейтрино в соответствии с формулой (8)).

Важным фактором, используемым для подавления внешнего радиационного фона, не связанного с работой

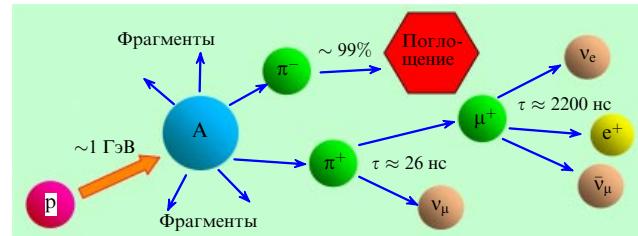


Рис. 2. Схема образования нейтрино при взаимодействии ускоренных протонов с мишенью. (Из работы [33].)

ускорителя, является импульсная временная структура потока нейтрино. Сравнительные характеристики планируемых и работающих сейчас ускорительных комплексов, которые являются мощными источниками нейтрино, образующихся в распадах π^+ -мезонов, приведены в табл. 1 (взята с доработками из работы [34]). Из числа работающих ускорительных комплексов наилучшие условия с точки зрения общей интенсивности (выделяемой мощности на мишени) и фактора подавления фона, определяемого отношением длительности промежутка времени, в течение которого испускаются нейтрино, к интервалу между сбросами, обеспечиваются в MLF (Нейтронный центр J-PARC — Japan Proton Accelerator Research Complex) и SNS (Окриджская национальная лаборатория).

В ускорительном комплексе SNS, основной задачей которого является генерация интенсивных нейтронных пучков для прикладных задач, протоны сбрасываются на мишень из быстро циркулирующей (со скоростью $\approx 300 \text{ кг с}^{-1}$) жидкой ртути. Длительность протонного пучка около 700 нс, частота импульсов 60 Гц, т.е. интервал между сбросами 16,7 мс. Если рассматривать интервал наблюдения ~ 15 мкс, равный длительности импульса плюс несколько времён жизни мюона, то фактор подавления фона составит примерно 1:1000. В течение временного интервала, соответствующего сбросу протонов на мишень, должна наблюдаться быстрая 30-МэВ-ная ν_μ -компоненты от распада π^+ -мезонов, а $\bar{\nu}_\mu$ - и ν_e -компоненты должны наблюдаться с характерным 2,2-микросекундным экспоненциальным убыванием интенсивности вследствие распада мюонов. Такая временная структура явля-

Таблица 1. Характеристики имеющихся и планируемых нейтринных источников на основе распадающихся π^+ -мезонов

Ускорительный комплекс	Местоположение	Энергия протонов, ГэВ	Мощность на мишени, МВт	Временная структура банча	Частота повторения, Гц
LAMPF (Los Alamos Meson Physics Facility)	США (Лос-Аламосская национальная лаборатория)	0,8	0,8	600 мкс	120
Isis	Великобритания (Лаборатория Резерфорда — Эплтона)	0,8	0,16	2 × 200 нс	50
BNB (Booster Neutrino Beam)	США (Национальная лаборатория Ферми)	8	0,032	1,6 мкс	5–11
SNS (Spallation Neutron Source)	США (Окриджская национальная лаборатория)	1	1,4	700 нс	60
MLF (Material and Life science experimental Facility)	Япония (Нейтронный центр J-PARC)	3	1	2 × (60–100) нс	25
CSNS (China Spallation Neutron Source)	Китай (планируемый)	1,6	0,1	< 500 нс	25
ESS (European Spallation Source)	Швеция (планируемый)	1,3	5	2 мс	17
DAEδALUS (Decay-At-rest Experiment for δ_{CP} studies At the Laboratory for Underground Science)	Планируемый	0,7	~ 7	100 мс	2

ется дополнительным критерием для выделения нейтринного сигнала в детекторе.

4. Обзор методик регистрации и экспериментов

Спустя примерно десятилетие после опубликования работы [10] о возможности УКРН на атомном ядре появилась первая работа [15], в которой рассматривалась возможная реализация эксперимента по регистрации этого процесса с использованием детектора на сверхпроводящих гранулах. Детектор такого типа вскоре стал также первым в списке предлагаемых инструментов для поиска гипотетических слабовзаимодействующих массивных частиц —WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) — частиц тёмной материи во Вселенной [35].

Идея детектора состояла в том, что в сверхпроводящей коллоидной системе имеются мелкие (микрометрового размера) метастабильные сверхпроводящие гранулы. Детектор помещён в магнитное поле, и температура детектора подбирается так, что даже при очень небольшом энерговыделении, которое производит ядро отдачи при рассеянии на нём нейтрине, часть гранул теряет сверхпроводимость. Это приводит к измеряемому изменению магнитного поля, что должно дать информацию о выделившейся в детекторе энергии. Хотя данная идея не была реализована, она стимулировала развитие целого направления низкопороговых низкофоновых детекторов для поиска тёмной материи. В большинстве случаев разработчики детекторов для поиска тёмной материи являлись и авторами предложений по применению этих детекторов в экспериментах по обнаружению процесса УКРН на атомном ядре, поскольку в обоих случаях речь шла о регистрации ядер отдачи низких энергий (порядка или менее 10 кэВ для детекторов тёмной материи и порядка 1 кэВ или менее для нейтринных детекторов). Перечень рассматриваемых ниже экспериментов и используемых в них реакторов представлен в табл. 2.

Таблица 2. Ядерные реакторы, использующиеся в качестве источников антineйтрин

Реактор, название АЭС	Местоположение	Тип	Тепловая мощность реактора, МВт	Эксперимент/расстояние, м
SONGS (San Onofre Nuclear Generating Station)*	Калифорния (США)	АЭС	3000	CoGeNT/25
Куошен (Kuo-Sheng)	Ванли (Тайвань)	АЭС	3000	TEXONO (Taiwan EXperiment On Neutrino)/28
Калининская АЭС	Удомля (Тверская обл., Россия)	АЭС	3000	vGeN/10–12, РЭД-100**/19
Брокдорф (Brokdorf)	Брокдорф (земля Шлезвиг-Гольштейн, Германия)	АЭС	3900	CONUS (COherent elastic NeUtrino nucleus Scattering)/17
Шо (Chooz)	Шо (Арденны, Франция)	АЭС	4300 × 2	Ricochet/355,4; 468,8
MITR (Massachusetts Institute of Technology Research Reactor)	Массачусетский технологический институт, Кембридж, США	Исследовательский	5,5	Ricochet/7
Nuclear Science Center (NSC) Texas A&M University	Техасский университет А&М (США)	Исследовательский (TRIGA***)	1	MINER (Mitchell Institute Neutrino Experiment at Reactor)/2
Анgra	Анgra-дус-Рейс (Бразилия)	АЭС	4000	CONNIE (COherent Neutrino-Nucleus Interaction Experiment)/30

* Выведена из эксплуатации.

** Планируемый; РЭД — аббр. от Российский эмиссионный детектор (Russian Emission Detector — RED).

*** Training, Research, Isotopes, General Atomics.

Рассмотрим известные предложения и эксперименты.

4.1. Газовые низкопороговые детекторы

Детекторы, в которых рабочим веществом (мишенью), на атомных ядрах которого рассеиваются нейтрине, является газ, привлекли внимание в первую очередь. Причина заключалась в том, что в таких детекторах удаётся существенно снизить энергетический порог регистрации ионизационного сигнала благодаря значительно меньшей рекомбинации образовавшихся носителей заряда по сравнению с таковой в более плотных жидких и твёрдых средах, а также газовому усилинию, позволяющему регистрировать сигналы, вызванные одиночными электронами. Теоретически порог будет близок к средней энергии, затрачиваемой на образование одной электрон-ионной пары. Однако ядро отдачи передаёт в тепло значительную часть своей кинетической энергии в столкновениях с другими атомами, поэтому для тяжёлого ядра отдачи средняя энергия образования электрон-ионной пары существенно выше, чем, например, для электронов.

Для создания газовых детекторов, способных регистрировать процесс УКРН на атомном ядре, предлагались появившиеся в конце 1990-х годов структуры MICROMEGAS (Micro-MEsh GAseous Structure) [36] и GEM (Gas Electron Multiplier) [37], позволяющие производить лавинное размножение электронов. Также предлагался традиционный газовый пропорциональный счётчик с цилиндрической геометрией, в котором усиление происходит на центральной проволоке — аноде (см. работу [38]).

В указанных работах, по существу, рассматривались только способы регистрации сигнала, позволяющие обеспечить низкий энергетический порог. В то же время такие важные моменты, как концепции построения полномасштабных детекторов, оценки фоновых условий, эффективностей и т.п., не затрагивались.

В целом очевидно, что газовый детектор достаточно трудно сделать массивным, вследствие чего существенно ограничиваются его возможности. По этой причине коли-

чество предложений с использованием газового детектора в чистом виде невелико.

4.2. Полупроводниковые детекторы

Германиевый детектор с "точечным" контактом открыл новую эру в низкофоновых исследованиях. Низкий порог в нём обеспечивается низким уровнем эквивалентного шума вследствие рекордно малой величины электрической ёмкости детектора. Энергетический порог такого детектора может составлять $\sim 0,2\text{--}0,3$ кэВ и даже менее.

Пионерами в предложении эксперимента по регистрации УКРН на атомном ядре детектором этого типа являются коллаборации CoGeNT и TEXONO.

В эксперименте CoGeNT [39, 40] установка располагалась на расстоянии 25 м от одного из реакторов АЭС SONGS (см. табл. 2) в галерее, в которой сходятся и закрепляются концы металлических армирующих тросов куполов (в англоязычной литературе — tendon gallery). Эквивалентная толщина бетона над установкой составляла приблизительно 30 м водного эквивалента (в.э.). Во время сеанса 2009 г. были измерены фоновые условия. Было показано, что энергетический порог детектора ~ 400 эВ был слишком высок для регистрации эффекта УКРН при измеренном в интересующей области уровне фона (~ 20 отсчётов на 1 кэВ \times кг \times сут). Впоследствии экспериментальная группа переключилась на поиск тёмной материи, для которого не требуется столь низкий энергетический порог.

Эксперимент TEXONO [41] проводится в нейтринной лаборатории АЭС Куошен на Тайване. Установка находится на расстоянии 28 м от центра реактора первого энергоблока. В настоящее время коллаборация располагает несколькими низкопороговыми детекторами с "точечным" контактом (см. [42]). Показано, что энергетический порог составляет порядка 200 эВ, а при меньших энергиях эффективность регистрации плавно убывает от 100 % до нуля при 100 эВ. Установка — многозадачная, одной из приоритетных задач, на решении которой коллаборация сосредоточилась в настоящее время, является поиск тёмной материи.

В отличие от экспериментов CoGeNT и TEXONO, два других эксперимента с детекторами такого же типа, vGeN [43, 44] и CONUS [45], нацелены исключительно на изучение реакторных антинейтрино, и можно ожидать, что в ближайшем будущем они должны дать результат¹.

Эксперимент vGeN проводится на Калининской АЭС в помещении, расположенном под энергоблоком № 3 (реактор ВВЭР-1000, тепловая мощность 3 ГВт) (ВВЭР — водоводянной энергетический реактор). Бетонные перекрытия здания энергоблока, сам реактор, бассейны выдержки топлива, расположенные над этим помещением, создают защиту от космического фона общей эквивалентной толщиной ≈ 70 м в.э. Установка включает в себя четыре германиевые детектора, каждый весом ≈ 400 г, разработанных и изготовленных совместно ОИЯИ (Дубна) и BSI (Baltic Scientific Instruments) (Рига, Латвия). Детекторы установлены в единый криостат, охлаждаемый жидким азотом. Криостат помещён в многослойную пассивную защиту из борированного полиэтилена, свинца и бескислородной меди, а также в активную защиту из NaI(Tl) непосредственно вокруг детекторов и активное мюонное вето снаружи пассивной защиты. Всё это, а также тща-

тельный подбор материалов позволили достичь в области энергий менее 1 кэВ индекса фона < 1 отсчёта на 1 кэВ \times кг \times сут. Порог детекторов ~ 350 эВ. Отличительной особенностью установки является её размещение на перемещаемой платформе, позволяющей варьировать расстояние от центра реактора от 10 до 12 м, что даёт возможность лучше учсть фон при выделении эффекта УКРН.

Эксперимент CONUS проводится на АЭС Брокдорф (Германия). Тепловая мощность реактора 3,9 ГВт. Установка состоит из четырёх детекторов общей массой около 4 кг, помещённых в пассивную защиту из свинца и борированного полиэтилена и активное мюонное вето. Установка находится на расстоянии ≈ 17 м от центра активной зоны. Измеренный фон — менее 1 отсчёта на 1 кэВ \times кг \times сут, однако приводится он для области энергий 45–50 кэВ, довольно далёкой от интересующей области. Данных об энергетическом пороге не приводится, однако оценена величина сигнала для трёх значений порога: 0,18, 0,24 и 0,30 кэВ, которая составляет от нескольких событий в сутки для самого высокого порога до нескольких десятков событий для самого низкого.

4.3. Низкотемпературные болометры

В низкотемпературных болометрах для регистрации энерговыделения, произведённого заряженной частицей, используется проявляющийся при низких температурах эффект очень резкого снижения теплоёмкости материала с уменьшением температуры. Теплоёмкость диэлектрика определяется согласно закону Дебая:

$$C = \lambda_D \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3, \quad (10)$$

где $\lambda_D = 1944$ Дж моль $^{-1}$ К $^{-1}$, T — температура в кельвинах, Θ_D — температура Дебая. Для Ge, например, $\Theta_D = 374$ К. При $T \sim 20$ мК (когда Ge практически полностью становится диэлектриком) теплоёмкость $C_{\text{Ge}} \sim 1$ кэВ моль $^{-1}$ мкК $^{-1}$. Таким образом, при кэВ-ном энерговыделении изменение температуры ΔT составляет несколько миллионных долей кельвина и, чтобы его измерить, необходимы специальные термисторы. Для сильноионизирующих частиц большая часть выделившейся энергии переходит непосредственно в тепло, т.е. в случае твёрдого тела — в колебания кристаллической решётки (фононы).

Эксперимент Ricochet [46] с использованием низкотемпературных болометров планируется проводить на АЭС Chooz во Франции. На этой станции проводится эксперимент Double Chooz с детекторами на основе жидкого сцинтиллятора по наблюдению нейтринных осцилляций [47]. Авторы эксперимента предлагают использовать болометры на основе германия и металлического цинка с максимальной полной массой детекторов 10 кг. В работе [46] предлагается разместить детектор в защите "ближнего" детектора Double Chooz, расположенного на расстояниях 355,4 и 468,8 м от двух реакторов суммарной мощностью 8,54 ГВт. Ожидаемая скорость счёта детекторов (5 кг Ge и 5 кг Zn) в диапазоне энергий от 0,1 до 1 кэВ должна составить около пяти событий в сутки при фоне, приблизительно в три раза превосходящем сигнал. В связи с тем, что такая скорость счёта не позволит детально исследовать процесс УКРН, в настоящее время рассматривается возможность расположения детектора в точке, находящейся между реакторами (≈ 80 м от каждого реактора) [48]. Также обсуждается возможность регистрации процесса УКРН вблизи исследовательского реактора Массачусетского технологического института [49].

¹ Уже после приёма статьи в печать на Международной конференции Neutrino-2018 группа CONUS объявила о возможном присутствии сигнала, обусловленного эффектом УКРН, в экспериментальных данных.

Эксперимент MINER [50, 51], находящийся в настоящее время в стадии разработки в Техасском университете A&M, планируется проводить на исследовательском реакторе мегаваттного класса TRIGA в Научном ядерном центре этого университета. Конструкция ядерного реактора позволяет расположить детектор на довольно близком расстоянии (около 2 м) от активной зоны реактора, которую в свою очередь можно перемещать в горизонтальном направлении внутри водяного бассейна. Последнее позволит проводить сравнительные измерения на различных расстояниях от источника при неизменных условиях по отношению к космическому фону. В эксперименте планируется применить низкотемпературные болометры на основе герmania и кремния, использующие эффект Неганова–Трофимова–Люка (NTL) для усиления фононного сигнала (см. [52] и приведённые там ссылки). Это позволит существенно уменьшить энергетический порог — вплоть до ~ 10 эВ. Ожидаемая величина скорости счёта от взаимодействий нейтрино с детектором должна составить от 5 до 20 отсчётов на 1 кэВ \times кг \times сут в зависимости от расстояния до реактора. Измерения нейтронного и гамма-фона в планируемом месте расположения установки показали, что в диапазоне энергий от 10 эВ до 1 МэВ фон детектора при его нахождении на расстоянии 2,3 м от активной зоны может быть доведён до приемлемого значения порядка 100 отсчётов на 1 кэВ \times кг \times сут, которое уже должно позволить выделить сигнал от взаимодействия нейтрино с детектором.

Ещё одно недавно появившееся (до опубликования сообщения коллаборации COHERENT) предложение по наблюдению УКРН — эксперимент *v-cleus* [53], который основывается на снижении энергетического порога низкотемпературного болометра вплоть до минимальных значений ~ 10 эВ благодаря уменьшению массы кристалла, поскольку ширина на полувысоте энергетического разрешения, определяемая тепловыми флуктуациями, пропорциональна квадратному корню из теплоёмкости кристалла. Наращивание общей массы установки должно происходить путём увеличения количества индивидуальных кристаллов и их объединения в слои. Предлагается использовать кристаллы CaWO_4 и Al_2O_3 и технологию, разработанную в известном эксперименте по поиску тёмной материи CRESST (Cryogenic Rare Event Search with Superconducting Thermometers).

4.4. Детектор на основе ПЗС-матрицы

Использование детектора, представляющего собой набор ПЗС-матриц (ПЗС — прибор с зарядовой связью), является, по всей видимости, очень перспективным для регистрации редких событий с низким энерговыделением. В настоящее время такой подход используется в эксперименте CONNIE [54]. Детектор, который представляет собой стопку из нескольких 8-мегапиксельных ПЗС-матриц, работает, по сути, как трековая камера. События, обусловленные взаимодействием нейтрино или, например, WIMPs тёмной материи, а также нейтронов, в нём выглядят точечно-подобными, т.е. регистрируются отдельными ячейками матрицы, в то время как взаимодействия заряженных частиц: альфа-частиц, электронов (в том числе вызванных гамма-квантами) и мюонов, — выглядят как протяжённые треки. Это обеспечивает очень сильный фактор подавления фона от заряженных частиц. К сожалению, масса отдельной матрицы, используемой в начальных тестах, слишком мала (около 5 г) для того, чтобы получить достаточную чувствительность к процессу УКРН на атомном ядре даже при работе с несколькими матрицами. Тем не менее проект заслуживает пристального

внимания, поскольку данная технология является многообещающей при наращивании массы детектора. В настоящее время коллаборацией CONNIE проводятся исследования с тестовой установкой на реакторе АЭС Анgra (Бразилия). Установка расположена на расстоянии 30 м от активной зоны реактора мощностью около 4 ГВт.

4.5. Детекторы на жидкых благородных газах

В исследовании УКРН решающую роль должны сыграть детекторы на основе жидких благородных газов, как это уже было в такой сложной экспериментальной области, как поиск WIMPs. Начиная приблизительно с 2005 г. скорость продвижения в установлении предела сечения спин-независимого взаимодействия WIMPs с веществом детектора резко увеличилась именно благодаря началу использования эмиссионных детекторов на жидком ксеноне. В первую очередь это связано с тем, что такие детекторы довольно легко поддаются масштабированию — увеличению размеров без секционирования. Последнее, а также трёхмерная (3D) координатная чувствительность дают возможность выделить внутри детектора некоторый объём (в англоязычной литературе — *fiducial volume* — FV), хорошо защищённый активным слоем рабочего вещества детектора от внешней радиоактивности, — концепция так называемого бесстеночного детектора [55].

В эмиссионном детекторе, предложенном в 1970-х годах российскими физиками [56], основным рабочим веществом является жидккая фаза благородного газа, а регистрирующей частью детектора служит газовая фаза, в которую электрическим полем вытягиваются ионизационные треки. В газовой фазе удобно применять различные хорошо отработанные методы регистрации заряда. Это своего рода время-проекционная камера с наполнением жидким благородным газом, в которой координата вдоль направления дрейфа заряда (вертикальная) определяется исходя из времени его дрейфа, при этом начальную отметку даёт сцинтилляционный сигнал. Положение события в горизонтальной плоскости определяется с помощью позиционно-чувствительного детектора, расположенного в газовой фазе, — как правило, это матрица фотоумножителей, регистрирующая сигнал электролюминесценции (пропорциональной сцинтилляции, как принято называть в иностранной литературе).

4.5.1. Жидкий аргон. Несмотря на то что в начале 2000-х годов активно велась разработка детекторов тёмной материи на жидком ксеноне, в первом предложении эксперимента по наблюдению УКРН [57] предлагалось использовать жидкогоаргоновый двухфазный эмиссионный детектор. Причиной этому, несмотря на значительно меньшее сечение взаимодействия нейтрино с ядром аргона, по всей видимости, являлось представление о том, что в жидким аргоне существенно легче зарегистрировать ядро отдачи, поскольку оно будет иметь приближительно в три раза большую кинетическую энергию, чем в детекторе на жидком ксеноне, вследствие меньшей массы ядра аргона.

Группа из Ливерморской национальной лаборатории (США) провела довольно большую исследовательскую работу по разработке эмиссионного двухфазного аргоно-вого детектора, используя небольшую тестовую камеру [58]. С помощью этой камеры и радиоактивного изотопа ^{37}Ar (K- и L-захват, 2,82 и 0,27 кэВ соответственно), содержащегося в рабочем газе детектора, впервые была продемонстрирована работа двухфазного аргонового детектора в кэВ-ной области энергий и при энергиях менее 1 кэВ э.э. (электронного эквивалента) [59]. Другим важ-

ным этапом стало первое для жидкого аргона измерение удельного ионизационного выхода для ядер отдачи с кинетической энергией 6,7 кэВ [60]. Было показано, что его величина составляет от 3,6 до 6,3 электронов на 1 кэВ для напряжённости электрического поля от 0,24 до 2,13 кВ см⁻¹. Этот результат продемонстрировал принципиальную возможность регистрации процесса УКРН на атомном ядре с помощью жидкогоаргнового детектора. В России эмиссионный двухфазный детектор на жидком аргоне для задач поиска тёмной материи и регистрации УКРН разрабатывает группа из Института ядерной физики им. Г.И. Буддера (ИЯФ) СО РАН (Новосибирск) [61].

Жидкий аргон обладает также таким важным для регистрации частиц свойством, как возможность эффективного разделения частиц разного сорта с помощью анализа формы импульса сцинтилляционного сигнала как в однофазных, так и в двухфазных детекторах. Такая возможность обеспечивается благодаря очень большой разнице времён жизни синглетного и триплетного состояний и, соответственно, времён высвечивания быстрой (~ 7 нс) и медленной (~ 1600 нс) компонент [62]. Для ядер отдачи отношение величины быстрой компоненты к величине медленной компоненты больше, чем для электронов отдачи. Для метода разделения частиц, в котором анализируется форма импульса, такое соотношение времён высвечивания является избыточным. Уменьшение медленной компоненты до значения порядка нескольких сотен наносекунд дало бы следующие преимущества: общее уменьшение фоновой засветки за счёт "хвостов" от предшествующих сигналов большой величины и наличие более компактной медленной части сигнала в случае малых энерговыделений (когда медленная компонента представлена одиночными фотоэлектронами, не накладывающими друг на друга во времени). В настоящее время ряд научных групп изучает возможность уменьшения длительности сцинтилляционного сигнала жидкого аргона посредством добавки в аргон небольшого количества (нескольких десятков миллионных долей) ксенона [63, 64]. К сожалению, натуральный аргон обладает достаточно высокой степенью радиоактивности (≈ 5 мБк кэВ⁻¹ кг⁻¹) [57], связанной с бета-распадом космогенного изотопа ³⁹Аг, что даёт фон, существенно превосходящий темп счёта, обусловленный процессом УКРН, при расположении детектора вблизи ядерного реактора. Этот бета-фон не может быть режектирован в эксперименте с реакторными антинейтринами, так как сцинтилляционный сигнал для характерных энерговыделений от них слишком мал — на уровне одиночных фотоэлектронов. Тем не менее при регистрации нейтрин, произведённых при распаде пионов в эксперименте на ускорителе (см. выше), когда энерговыделение существенно больше, этот метод может быть успешно применён.

Первое предложение по регистрации процесса УКРН на ускорителе SNS приведено в работе [65]. Детектор на основе жидкого аргона (LAr) или неона (LNe) предлагалось разместить на расстоянии 46 м от мишени. Детектор с активной массой 456 (391) кг LAr (LNe) предполагалось поместить в бак диаметром 24 фута (7,3 м) и высотой 16 футов (4,9 м), наполненный водой и просматриваемый фотоэлектронными умножителями (ФЭУ), — активное и пассивное вето. Активная часть детектора должна была просматриваться двумя матрицами фотоумножителей (по 19 ФЭУ в каждой) с нанесённым на фотокатоды тетрафенил-бутадиеном, который переизлучает сцинтилляционный свет из области длин волн 125 нм для LAr и 80 нм для LNe в видимую область спектра. Для интегрального времени набора данных на SNS $2,4 \times 10^7$ с в год при

работе ускорителя на мощности 1,4 МВт планировалось наблюдать сигнал от УКРН для LAr (LNe) на уровне 890 (340) событий в год для медленной нейтринной компоненты и 210 (110) событий в год для быстрой при энергетическом пороге 20 (30) кэВ. Радиоактивный фон, включая нейтронную компоненту и наиболее существенный фон от бета-активного ³⁹Аг, пониженный на несколько порядков величины посредством отбора сигналов по форме импульса, ожидался на уровне, много меньшем сигнала от УКРН.

В настоящее время на SNS осуществляет набор статистики детектор на основе жидкого аргона CENNS-10 с активной массой 22 кг [66]. В детекторе производится режекция фона бета-частиц методом анализа формы импульса. Детектор CENNS-10 был построен в качестве прототипа для проекта CENNS по наблюдению УКРН в Национальной ускорительной лаборатории Ферми (США) [67].

4.5.2. Жидкий ксенон. После публикаций о выделении в двухфазном ксеноновом эмиссионном детекторе сигналов, которые были интерпретированы как сигналы, производимые одиночными ионизационными электронами [68, 69], появились первые предложения по использованию детектора такого типа для регистрации УКРН на атомном ядре [70, 71]. В то время ещё не было экспериментальных данных о величине удельного ионизационного выхода (количество ионизационных электронов на 1 кэВ) для ядер отдачи в жидким ксеноне в кэВ- и суб-кэВ-ной областях энергии. Тем не менее возрастание удельного ионизационного выхода с уменьшением энергии, наблюдавшееся при приближении к этой области энергии ядер отдачи (см., например, [72]), вселяло большие надежды. Такое поведение удельного ионизационного выхода с уменьшением плотности ионизации оказалось неожиданным, поскольку для полупроводниковых детекторов, регистрирующих ионизационный сигнал, наблюдалась обратная картина. Объяснение этого эффекта нашёл с учётом рассмотрения физики процессов термализации электронов и их рекомбинации с ионами в жидким благородном газе после их образования заряженной частицей в модели, предложенной в [73] (box model). Идея состоит в том, что с уменьшением энергии ионизирующей заряженной частицы с какого-то момента размеры её трека становятся меньше характерной длины термализации электронов, образовавшихся в процессе ионизации. Поскольку рекомбинировать с ионами могут только термализовавшиеся электроны, а ионное облако за время термализации практически не успевает расплыться, это и приводит к снижению относительной доли рекомбинировавших электрон-ионных пар с уменьшением размеров трека, а следовательно, и энергии частицы. При более высоких энергиях, когда размер трека частицы превосходит длину термализации электронов, наступает "классический" режим Биркса — удельный выход убывает с уменьшением энергии вследствие возрастания плотности ионизации, что приводит к увеличению скорости рекомбинации электронов и ионов. Этот механизм имеет место как для жидкого ксенона, так и для жидкого аргона, а также для частиц разного сорта — электронов и ядер отдачи. В последнем случае возрастание удельного ионизационного выхода с уменьшением энергии начинается при больших энергиях ядер отдачи вследствие разного характерного масштаба треков.

В настоящее время физика взаимодействия заряженных частиц с жидкими благородными газами достаточно хорошо изучена, параметризована и заложена в пакет NEST (Noble Element Simulation Technique) [74] (см. также

интернет-страницу NEST [75]) для моделирования сцинтиляционного и ионизационного отклика жидкого благородного газа для ядер отдачи и электронов (гамма-квантов) при различных энергиях.

Эмиссионный двухфазный детектор на жидком ксеноне (см. раздел 6, посвящённый детектору второго поколения РЭД-100) является перспективным для исследования процесса УКРН благодаря следующим наиболее важным преимуществам:

- жидкий ксенон в качестве рабочей среды является одним из наиболее тяжёлых элементов, используемых в детекторах, что даёт возможность получить максимально большое сечение взаимодействия и тем самым одновременно достичь низкого энергетического порога ($\sim 0,3$ кэВ);

- этот детектор позволяет регистрировать сверхмалые ионизационные сигналы, величиной вплоть до одиночных электронов, и проводить их спектрометрию, т.е. получать распределение величин сигналов в виде раздельных (при достаточно эффективном светосборе) пиков, соответствующих одному, двум, трём и т.д. ионизационным электронам в сигнале;

- в жидком ксеноне полностью отсутствуют какие-либо долгоживущие радиоактивные изотопы;

- жидкий ксенон обладает высокой плотностью и большим Z , что позволяет использовать внешний слой в качестве эффективной активной и пассивной защиты.

5. Мультидетекторный эксперимент COHERENT — первое наблюдение эффекта

Международная коллаборация COHERENT была образована в 2014 г. с целью экспериментального обнаружения и дальнейшего исследования эффекта УКРН. Эксперимент проводится на ускорительном комплексе SNS. Стратегия построена на использовании нескольких детекторов разного типа — с различным элементным составом, для того чтобы подтвердить зависимость $\sigma \sim N^2$. В первоначальном предложении, которое было опубликовано в работе [76], рассматривались три детекторные подсистемы: детектор на основе CsI[Na], двухфазный эмиссионный детектор на жидком ксеноне и германиевый детектор с "точечным" контактом. В окончательном варианте [66] вместо двухфазного ксенонового детектора используется жидкоаргоновый однофазный детектор CENNS-10. Детекторы установлены в подвалном помещении мишленного здания ускорителя — устоявшееся среди членов коллаборации название этого места — "нейтринная аллея". Подвал находится на глубине, соответствующей толщине ≈ 8 м в.з., и на минимальном расстоянии (около 19 м) от мишени. Расположение детекторов показано на рис. 3 [66]. Расстояния между детекторами и мишенью следующие: 28,4 м для жидкоаргонового детектора (CENNS-10), 21,1 м для германиевого детектора (планируемого) и 19,3 м для детектора CsI[Na]. Помимо перечисленных детекторов в "аллее" расположены также следующие детекторы: NaI-детектор, находящийся в стадии запуска и подключения дополнительных модулей (в настоящее время его масса 185 кг), детекторы neutron scatter camera, Scibath и MARS (Multiplicity And Recoil Spectrometer) на основе жидкого сцинтиллятора для исследования нейтронного фона и детекторы NIN Cubes для исследования реакций образования нейтронов вследствие взаимодействия нейтрино с веществом (NIN — Neutrino Induced Neutrons). Последнее исследование чрезвычайно важно для оценки вклада в нейтронный фон нейтронов, образовавшихся вследствие взаимодействия нейтрино внутри нейтронной защиты детектора.

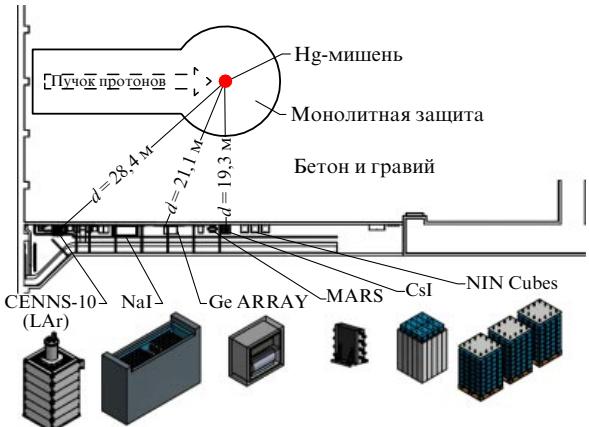


Рис. 3. Расположение детекторов в "нейтринной аллее" на ускорителе SNS. (Из работы [66].)

Первое наблюдение УКРН было осуществлено с помощью детектора CsI. Заметим, что этому способствовал не столько прогресс в технологии детектирования частиц (в эксперименте использовался традиционный сцинтиляционный детектор), сколько удачный выбор источника нейтрино и местоположения детектора. Установка расположена в подвале, защищённом толстым слоем грунта от нейтронов, вылетающих из мишени, а также в значительной степени от нейтронной компоненты космических лучей. Результаты эксперимента были представлены по набору экспериментальных данных, который осуществлялся в течение 15 мес. В настоящее время эксперимент продолжается с целью увеличения статистической точности.

Детектор CsI (предварительный вариант) подробно описан в работе [77]. В окончательном варианте установка дополнена внутренним слоем полиэтилена высокой плотности толщиной 7,5 см непосредственно вокруг детектора (б на рис. 4). Назначение этого слоя — подавление фона от NIN более чем на порядок величины. Затем идёт слой 5 специального низкорадиоактивного свинца с активностью по изотопу $^{210}\text{Pb} \sim 10$ Бк kg^{-1} толщиной 5 см и далее — 10-санитметровый слой обычного свинца 4. Эта пассивная защита окружена сверху и сбоку сцинтиляционным вето-детектором 3 толщиной 5 см и эффективностью 99,6 %. Снаружи установка окружена нейтронным замедлителем: внизу — 15-санитметровым слоем полиэтилена высокой плотности 7, являющимся постаментом установки, а свер-

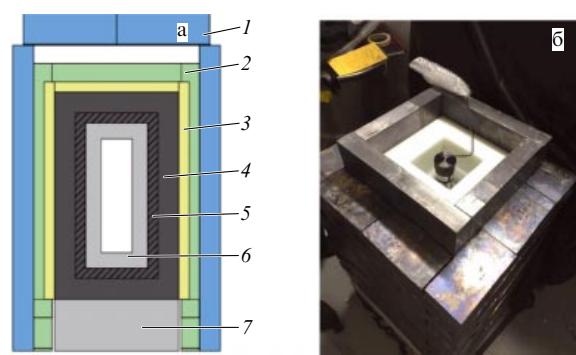


Рис. 4. Схема (а) и общий вид (б) радиационной защиты детектора CsI на SNS [78, 79]: 1 — вода, 2 — алюминиевая рама, 3 — мюонное вето, 4 — свинец, 5 — низкорадиоактивный свинец, 6, 7 — полиэтилен высокой плотности, внутренний слой и основание соответственно.

ху и сбоку — контейнерами *I* толщиной более 9 см, заполненными водой. Кристалл CsI[Na], выращенный из специально отобранного низкорадиоактивного сырья в компании Amcrys (Институт монокристаллов Национальной академии наук Украины) (Харьков) массой 14,57 кг, высотой 34 см и диаметром 11 см просматривается одним низкофоновым ФЭУ Hamamatsu R877-100 с высокой квантовой эффективностью (супербищелочная фотокатод).

Детектор данного типа был выбран ввиду сочетания ряда параметров. Кристалл CsI, активированный Na, содержит тяжёлые атомные ядра цезия и йода, которые приблизительно равны по массе и количеству нейтронов (74 и 78 соответственно), что сильно упрощает интерпретацию экспериментальных данных. Среди детектирующих свойств стоит выделить большой световой выход, около 45 фотонов на 1 кэВ э.э., в спектральной области, наилучшим образом совпадающей со спектральной характеристикой бищелочного фотокатода, а также меньшее время высвечивания по сравнению с таковым для CsI[Tl]. Последнее очень важно при измерениях слабых сцинтиляционных сигналов на фоне хвостов от больших сигналов, образованных значительным внешним фоном (преимущественно космическими мюонами).

Важнейшей характеристикой сцинтиляционного детектора при измерении энерговыделения, вызванного тяжёлым ядром отдачи, является так называемый квичинг-фактор (quenching factor — QF) — величина, показывающая, какая доля выделившейся энергии переходит в энергию световой вспышки. Поскольку для гамма-квантов или электронов эта доля близка к единице, при калибровке гамма-квантами детектора, предназначенного для регистрации ядер отдачи, обычно говорят о шкале электронного эквивалента (кэВ э.э.).

Для измерения QF использовался кристалл меньшего объёма (22 см^3) от того же производителя, выращенный по идентичной технологии. Измерения проводились на монохроматическом пучке нейтронов с энергией $3,8 \pm 0,2 \text{ МэВ}$ в лаборатории TUNL (Triangle Universities Nuclear Laboratory) [80]. Энергия ядра отдачи при упругом рассеянии нейтрана на атомном ядре задавалась углом рассеяния нейтрана, который определялся с помощью системы нейтрановых счётчиков, расположенных под разными углами. В двух независимых сериях измерений с одним и тем же кристаллом, но при разных геометриях выделения рассеянных нейтранов и процедурах анализа данных получены несколько различающиеся между собой значения QF, по которым было проведено усреднение, а различие было принято за неопределенность этой величины ($QF = 8,78 \pm 1,66\%$).

Сигналы с установки (с кристалла CsI и суммарный сигнал со всех панелей сцинтиляционного вето) оцифровывались с помощью двухканального аналогово-цифрового преобразователя (АЦП) NI-5153 с частотой дискретизации 500 МГц. Временной диапазон оцифровки был привязан к триггеру, соответствующему моменту сброса протонов на мишень SNS. Ширина окна записи составляла 70 мкс, при этом временное положение триггера приходилось на 55 мкс от начала окна. Зона вблизи триггера была разбита на два окна по 12 мкс до и после триггера, в которых сигналы анализировались полностью идентичным образом — интегрированием в окне длительностью 3 мкс начиная от момента появления сигнала. Сигнал от нейтрано может появиться только во втором 12-микросекундном окне, называемом "окном совпадений", а первое окно ("окно антисовпадений") использовалось для измерения фона. Перед каждым из этих двух окон также устанавливались еще более широкие "предтрековые" ("pre-trace")

40-микросекундные окна, в которых отслеживалось появление "хвостов" от предшествующих близко стоящих по времени сигналов с большим энерговыделением. В случае появления в предтрековом окне числа импульсов ФЭУ (которые при отсутствии наложения импульсов соответствуют одиночным фотоэлектронам), превышающего пороговое значение, дальнейший анализ импульсов не проводился. По этому признаку было отброшено около 25 % записей оцифрованных сигналов.

Часть записанных событий, не удовлетворяющая требованиям "качества" данных, также была исключена из анализа. Среди них — совпадающие по времени с сигналом от мюонного вето, блокированные линейными воротами для предотвращения насыщения ФЭУ, а также включающие сигнал, выходящий за пределы диапазона оцифровки АЦП. При анализе сигналов, обнаруженных в окнах совпадений и антисовпадений, вводился дополнительный порог на количество импульсов ФЭУ в промежутке интегрирования рассматриваемого окна. Эффективность такого порога относительно ожидаемого сигнала была получена на основе калибровочных данных. Пара пороговых значений — для числа импульсов ФЭУ в предтрековом окне и самому окну совпадений или антисовпадений — определялась посредством оптимизации отношения ожидаемого сигнала от УКРН с учётом эффективности введённых порогов к наблюдаемому фоновому счёту в окне антисовпадений. Значения порогов, приведённые в работе [8], — максимум 3 импульса в предтрековом окне и минимум 8 импульсов в соответствующем анализируемом окне (совпадений или антисовпадений). Последнее из этих значений определяет порог детектора, равный приблизительно энергии 7 кэВ ядра отдачи.

Рассмотрение сигналов, обнаруженных в окнах совпадений и антисовпадений, с учётом вышеописанных ограничений позволило получить спектры величин сигналов (интегралов, т.е. площадей, записанных сигналов за интервалы в 3 мкс), а также распределения сигналов по временем появления в каждом из окон как для периодов, в которые происходил сброс протонных пучков на мишень, так и для периодов, в которые ускоритель не работал. При дальнейшем анализе получены разностные спектры, показанные на рис. 5, для каждой из наблюдавших величин: из распределений, соответствующих окну совпадений, вычитались спектры, полученные для окна антисовпадений. Такая процедура позволила исключить вклад от постоянного (не имеющего выраженной временной структуры) фона. Полученные разностные распределения включают в себя сигнал от УКРН на ядрах материала детектора, а также вклад от фоновых процессов, коррелированных со сбросом протонного пучка на мишень ускорителя. Среди последних наибольшую опасность представляет фон от "прямых" (образованных в процессе взаимодействия протонов с мишенью) нейтранов, а также от NIN, упомянутых выше.

Измерение нейтранового фона в условиях, когда его величина очень мала, представляет собой довольно сложную задачу. С этой целью перед началом измерений с использованием детектора CsI[Na] в его защиту были установлены два детектора на основе жидкого сцинтиллятора EJ-301 объёмом 1,5 л каждый, обладающие возможностью выделения нейтрановых сигналов по форме импульса. При этом из защиты были удалены внутренний слой свинца толщиной 2,5 см, а также полизиэтилен. Детекторы набирали данные в течение около 170 сут работы ускорителя. Полученный с их помощью спектр энергий ядер отдачи в диапазоне от 30 до 300 кэВ фитировался с

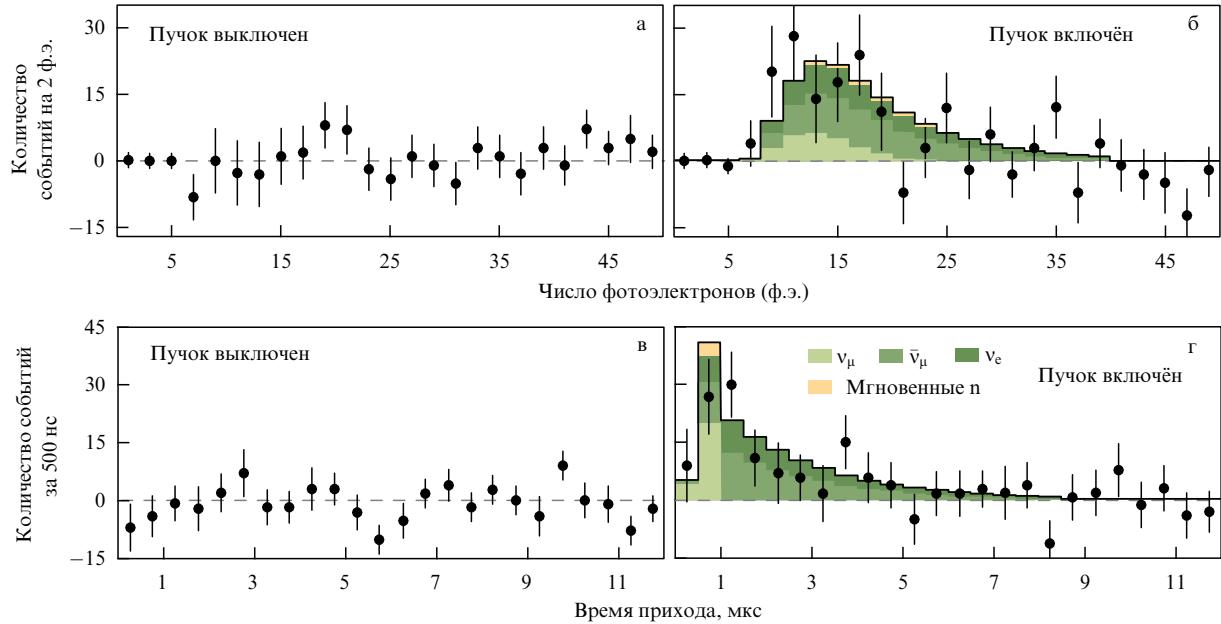


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Разностные (см. текст) амплитудное (а, б) и временнóе (в, г) распределения событий взаимодействия нейтрино в детекторе CsI при выключенном (а, в) и включённом (б, г) пучке ускорителя (результат анализа, проведённого российской группой коллаборации COHERENT); гистограмма — предсказание Стандартной модели.

целью определения общего потока и спектра нейтронного фона вне защиты. При этом предполагалось, что форма энергетического спектра имеет степенной вид. Такое предположение обосновано данными жидкосцинтилляционных детекторов Scibath [81] и neutron scatter camera [82], с помощью которых измерялся нейтронный фон в различных частях "нейтринной аллеи". Чувствительность этих детекторов позволила оценить нейтронный поток в диапазоне энергий от 1 до 100 МэВ вблизи месторасположения защиты CsI[Na] величиной порядка $1,5 \times 10^{-7} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Часть процедуры фильтрования спектра ядер отдачи сцинтиллятора EJ-301, включающая в себя моделирование распространения заданного нейтронного потока через защиту и генерацию ядер отдачи, производилась с помощью пакета программ MCNP-X-PoLiMi [83]. Результатом указанной процедуры стала оценка $1,09 \times 10^{-7} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ для нейтронного потока вне защиты, значение показателя степенного спектра составило $-1,6$. Моделирование нейтронного фона внутри защиты в рабочей конфигурации (см. рис. 4) с учётом полученного нейтронного спектра вне защиты показало, что вклад от нейтронного фона примерно в 25 раз меньше ожидаемого сигнала от УКРН.

Возможный вклад от NIN можно определить, используя распределение времён появления сигналов в детекторах EJ-301 относительно момента сброса пучка протонов на мишень. Основной источник такого фона — $^{208}\text{Pb}(\nu_e, e^-xn)$ -реакция [84, 85] с участием "медленной" компоненты нейтринного потока SNS. Характерный временной профиль рождения "распадных" ν_e позволяет отделить вклад NIN от потока "прямых" нейтронов. Фильтрование временного распределения, полученного с помощью детектора EJ-301, позволяет заключить, что вклад NIN много ниже (в ~ 47 раз) ожидаемого сигнала, обусловленного эффектом УКРН.

Из разностных спектров, представленных на рис. 5 [8], видно, что для периодов работы ускорителя наблюдаются превышения на спектре величин сигналов и на временнóм распределении, согласующиеся с ожидаемым вкладом от УКРН на атомных ядрах материала детектора. В то же

время подобного превышения на разностных спектрах, соответствующих периодам, в которые ускоритель не работал, не обнаружено. Для определения значимости наблюдаемого эффекта была осуществлена процедура фильтрования двумерных экспериментальных распределений (по величине и времени появления сигналов) с учётом вкладов "прямых" нейтронов и постоянного фона. Определённая таким образом статистическая значимость наблюдения процесса УКРН — $6,7\sigma$. Полное количество зарегистрированных событий, соответствующее максимальному значению функции правдоподобия, составило 134 ± 22 , в то время как предсказание Стандартной модели — 173 ± 48 событий.

Основной вклад в неопределённость предсказания вносит погрешность измерения QF для CsI[Na] ($\sim 25\%$). Кроме того, значимым является вклад от неопределённостей в величинах потока нейтрино от SNS ($\sim 10\%$), ядерного формфактора ($\sim 5\%$), а также эффективности введённых в анализ порогов ($\sim 5\%$). Таким образом, доступная на настоящий момент точность предсказания составляет около 28 %.

Сейчас эксперимент COHERENT продолжает набор данных с помощью детектора CsI[Na]. Этот факт, а также планируемое коллаборацией дополнительное измерение QF кристалла позволяют надеяться на увеличение в скопом времени статистической точности количества наблюдавшихся событий и уменьшение неопределённости предсказанной величины эффекта.

6. Дальнейшие исследования. Эксперимент РЭД-100

После первого наблюдения процесса УКРН на атомном ядре стало совершенно очевидным, что исследования будут продолжены с использованием более чувствительных детекторов, а также в области более низких энергий, характерной для реакторного антинейтрино. Эта область является наиболее трудной, но, с другой стороны, и наиболее интересной с научной и практической точек

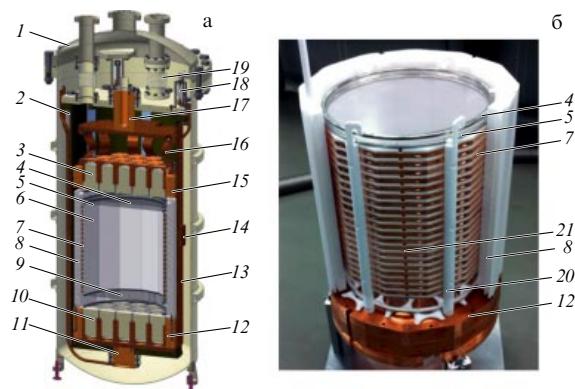


Рис. 6. Схема детектора РЭД-100 в поперечном разрезе (а) и фотография внутренних элементов детектора во время сборки (б): 1 — наружный (тёплый) криостат, 2 — внутренний (холодный) криостат, 3 — верхняя матрица из 19 ФЭУ Hamamatsu R11410-20, 4 — сетчатый анод, 5 — сетчатый эмиссионный электрод, 6 — тefлоновый отражатель, 7 — поле-формирующие кольца, 8 — тefлоновые вытеснители, 9 — сетчатый катод, 10 — нижняя матрица из 19 ФЭУ, 11 — нижний термосифонный охладитель, 12 — медный корпус нижней матрицы ФЭУ, 13 — медный корпус холодного криостата, 14 — один из двух боковых термосифонных охладителей, 15 — медный корпус верхней матрицы ФЭУ, 16 — гибкий тепловой мост, 17 — верхний термосифонный охладитель, 18 — подвеска с тепловой развязкой, 19 — сильфонная тепловая развязка газовых линий, 20 — тefлоновые держатели, 21 — резисторный делитель напряжения.

зрения (нейтринный мониторинг ядерных реакторов). В разделе 4 проведён обзор экспериментов, в основном использующих реактор в качестве нейтринного источника. Поскольку задача первого наблюдения данного процесса уже перестаёт быть актуальной, ставка должна делаться на детекторы большой массы, с помощью которых можно проводить детальные исследования с большой статистической значимостью.

Детектором такого класса, готовым к установке вблизи ядерного реактора, является эмиссионный двухфазный детектор на жидком ксеноне РЭД-100 (рис. 6) [86]. Для поддержания рабочей среды (ксенона) в жидком состоянии используется вакуумно-герметичный титановый криостат 1, 2. Внутри криостата расположена электродная структура для приложения однородного электрического поля к жидкому ксенону, который заключён в объёме диаметром ≈ 380 мм и высотой ≈ 410 мм. Этот объём ограничивается сверху эмиссионным электродом 5, сбоку — полеформирующими кольцами 7, а снизу — катодом 9. Анод 4 расположен на 19 мм выше эмиссионного электрода. Уровень поверхности жидкого ксенона поддерживается на середине расстояния между эмиссионным электродом и анодом. Разность между потенциалами анода и эмиссионного электрода ≈ 11 кВ для обеспечения величины напряжённости электрического поля в газовой фазе ≈ 8 кВ см $^{-1}$. Система подачи высокого напряжения на катод рассчитана до величины ~ 40 кВ, что соответствует напряжённости электрического поля в области дрейфа около 1 кВ см $^{-1}$.

Анод, эмиссионный электрод и катод представляют собой плоские сетки с гексагональными ячейками (с оптическим коэффициентом пропускания $\approx 0,83$), изготовленные из нержавеющей фольги электролитическим способом. Через эти ячейки объём с жидким ксеноном просматривается верхней (3) и нижней (10) группами фотумножителей (по 19 ФЭУ в каждой). Перед входными окнами ФЭУ располагаются сетки с такой же гексагональ-

ной структурой, которые заземлены, чтобы минимизировать электростатическое влияние анодного и катодного электродов на работу ФЭУ. Фотумножители типа R11410-20 специально разработаны компанией Hamamatsu (Япония) для низкофоновых детекторов на основе жидкого ксенона. Эти ФЭУ, рассчитанные на работу при криогенных температурах (-100 °С), чувствительны к люминесцентному свету в вакуумной ультрафиолетовой области (175 нм) жидкого ксенона с квантовой эффективностью около 30 %.

Детектор планируется разместить под одним из энергоблоков ВВЭР-1000 Калининской АЭС, тепловая мощность которого составляет 3 ГВт. Под реактором имеются технологические помещения, одно из которых, находящееся на "нулевой" отметке, т.е. на уровне земли, может быть использовано для проведения эксперимента. Поток нейтрино в месте расположения детектора на расстоянии 19 м от активной зоны составляет $1,35 \times 10^{13}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$. Бетонные перекрытия здания энергоблока, сам реактор, бассейны выдержки топлива, расположенные сверху, обеспечивают достаточно надёжную защиту от космического фона, общей эквивалентной толщиной порядка 60 м в.э., которая значительно превышает толщину защиты в зарубежных АЭС, где, как правило, размещение установок в зонах под ядерным реактором не представляется возможным.

При минимально возможном пороге детектора, при котором регистрируются два ионизационных электрона, что соответствует энергии приблизительно 300 эВ, ожидаемый темп счёта детектора в FV, равном 100 кг, должен составить около 3300 событий в сутки [86], что на два порядка превышает ожидаемый темп счёта в установках с германиевым детектором [43–45]. Моделирование детектора показало, что основным источником фона являются космические нейтроны, спектр которых оказывается достаточно жёстким и простирается в область энергий до нескольких сотен МэВ. Такие нейтроны, упруго рассеиваясь на атомных ядрах под очень малыми углами, производят ядра отдачи с кэВ- и суб-кэВ-нными энергиями. На рисунке 7 [86] показан минимальный вариант пассивной защиты (10-санитметровый слой свинца и 15-санитметровый слой воды), при которой, согласно оценкам, нейтронный фон и нейтринный сигнал будут иметь один и тот же порядок величины. Фоновые условия могут быть изменены в период остановки (около 1 мес) реактора для перегрузки топлива.

Таким образом, детектор РЭД-100 позволит зарегистрировать процесс УКРН на атомном ядре с очень высокой

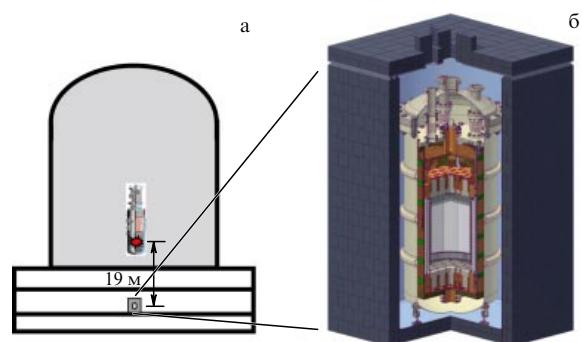


Рис. 7. Планируемое расположение детектора РЭД-100 (а) на Калининской АЭС и размещение детектора (б) в пассивной защите (слой свинца толщиной 10 см и примерно 15-санитметровый слой воды).

статистической точностью. Одновременно могут решаться и другие задачи нейтринной физики, такие как поиск стерильного нейтрино [87] (в случае обеспечения возможности перемещения детектора по вертикали в пределах нескольких метров) и существенное улучшение пределов периода полураспада в безнейтринной и двухнейтринной модах $2\beta^+$ - и $K\beta^+$ -распадов изотопов ^{124}Xe и ^{78}Kr [88, 89]. Последний может быть добавлен в ксенон в количестве около 100 г, не влияющем существенно на характеристики детектора.

Следующим этапом эксперимента могло бы стать масштабирование детектора РЭД-100 в 10 раз, до массы чувствительного объёма порядка 1 т [90]. Заметим, что переход к масштабу 1 т не является фантастическим — такие детекторы уже используются в экспериментах по поиску тёмной материи [91, 92], и в настоящее время разрабатываются и создаются детекторы с массой жидкого ксенона более нескольких тонн [93, 94]. Темп счёта такого 1-тонного детектора будет на порядок выше — около 0,5 Гц, т.е. детектор будет "считать" нейтрино почти как счётчик Гейгера, а уровень радиационного фона в нём будет существенно ниже благодаря самоэкранированию. Такой темп счёта должен обеспечить в случае набора данных в течение 10 сут статистическую точность, достаточную для того, чтобы увидеть изменение за этот же период потока нейтрино, обусловленное процессами, рассмотренными в разделе 4.1.

7. Заключение

Процесс упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре, предсказанный более 40 лет назад, наконец обнаружен экспериментально. Это было осуществлено на протонном ускорителе SNS Окридской национальной лаборатории международной коллаборации COHERENT, в которую входят авторы настоящей статьи. Экспериментальные данные получены на установке на основе сцинтилляционного кристалла CsI[Na], размещенной в 20 м от мишени ускорителя, которая является мощным источником нейтрино трёх типов: мюонного нейтрино и антинейтрино и электронного нейтрино.

После первого экспериментального подтверждения данного процесса актуальным становится его исследование с помощью детекторов с иным элементным составом — с другим количеством нуклонов в атомных ядрах, а также в других диапазонах энергий. Следующим значимым шагом станет наблюдение процесса УКРН для электронного антинейтрино с использованием энергетического ядерного реактора в качестве его источника. Эксперимент такого рода позволит получить сечение процесса с использованием "чистого" потока антинейтрино. Развитие детекторной технологии регистрации реакторного антинейтрино в настоящее время позволяет провести такой эксперимент и открывает большие перспективы для создания систем независимого нейтринного мониторинга ядерных объектов. Разрабатываемый коллективом эмиссионный двухфазный детектор на жидком ксеноне РЭД-100 обладает рекордно большой массой рабочего вещества и порогом менее 0,5 кэВ, что обеспечивает ему рекордно высокую чувствительность к данному процессу.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (контракт № 18-12-00135, 12.04.18), Программы повышения конкурентоспособности Национального исследовательского ядерного университета (НИЯУ) МИФИ (02.a03.21.0005). Работа по анализу данных с детекторами CsI и CENNS-10 поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 17-02-01077_а. Детек-

тор РЭД-100 построен благодаря поддержке государственного контракта НИЯУ МИФИ и Министерства образования и науки РФ № 11.G34.31.0049 от 19 октября 2011 г. в рамках гранта правительства РФ по постановлению № 220. Авторы являются членами научной коллаборации COHERENT и выражают огромную благодарность остальным её участникам. Авторы выражают благодарность М.И. Высоцкому (Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт") за консультации по теоретическим вопросам.

Список литературы

1. Куденко Ю Г УФН **184** 502 (2014); Kudenko Yu G *Phys. Usp.* **57** 462 (2014)
2. Барабаш А С УФН **184** 524 (2014); Barabash A S *Phys. Usp.* **57** 482 (2014)
3. Биленький С М УФН **184** 531 (2014); Bilenky S M *Phys. Usp.* **57** 489 (2014)
4. Ольшевский А Г УФН **184** 539 (2014); Olshevskiy A G *Phys. Usp.* **57** 497 (2014)
5. Горбунов Д С УФН **184** 545 (2014); Gorbunov D S *Phys. Usp.* **57** 503 (2014)
6. Дербин А В УФН **184** 555 (2014); Derbin A V *Phys. Usp.* **57** 512 (2014)
7. Бедняков В А, Наумов Д В, Смирнов О Ю УФН **186** 233 (2016); Bednyakov V A, Naumov D V, Smirnov O Yu *Phys. Usp.* **59** 225 (2016)
8. Akimov D et al. *Science* **357** 1123 (2017)
9. Копелиович В Б, Франкфурт Л Л *Письма в ЖЭТФ* **19** 236 (1974); Kopeliovich V B, Frankfurt L L *JETP Lett.* **19** 145 (1974)
10. Freedman D Z *Phys. Rev. D* **9** 1389 (1974)
11. Hasert F J et al. *Phys. Lett. B* **46** 138 (1973)
12. Freedman D Z, Schramm D N, Tubbs D L *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **27** 167 (1977)
13. Beacom J F, Farr W M, Vogel P *Phys. Rev. D* **66** 033001 (2002)
14. Barranco J, Miranda O G, Rashba T I *JHEP* **2005** (12) 021 (2005)
15. Drukier A, Stodolsky L *Phys. Rev. D* **30** 2295 (1984)
16. Barranco J, Miranda O G, Rashba T I *Phys. Rev. D* **76** 073008 (2007)
17. Dutta B et al. *Phys. Rev. D* **93** 013015 (2016)
18. Liao J, Marfatia D *Phys. Lett. B* **775** 54 (2017)
19. Eidelman S et al. (Particle Data Group) *Phys. Lett. B* **592** 1 (2004)
20. Bennett G W et al. (Muon g-2 Collab.) *Phys. Rev. D* **73** 072003 (2006)
21. Jegerlehner F, Nyffeler A *Phys. Rep.* **477** 1 (2009)
22. Fujikawa K, Shrock R E *Phys. Rev. Lett.* **45** 963 (1980)
23. Cañas B C et al. *Phys. Lett. B* **753** 191 (2016)
24. Beda A G et al. *Adv. High Energy Phys.* **2012** 350150 (2012)
25. Kosmas T S et al. *Phys. Rev. D* **92** 013011 (2015)
26. Auerbach L B et al. (LSND Collab.) *Phys. Rev. D* **63** 112001 (2001)
27. Amanik P S, McLaughlin G C *J. Phys. G* **36** 015105 (2009)
28. Patton K et al. *Phys. Rev. C* **86** 024612 (2012)
29. Cadeddu M et al. *Phys. Rev. Lett.* **120** 072501 (2018)
30. Ardellier F et al., hep-ex/0405032
31. Mikaelyan L A, in *Proc. of the Intern. Conf. on Neutrino Physics and Neutrino Astrophysics Neutrino-77, 18–24 June 1977, Baksan Valley Vol. 2* (Moscow: Nauka, 1978) p. 383
32. Климов Ю В и др. *Атомная энергия* **76** 130 (1994); Klimov Yu V et al. *Atom. Energy* **76** 123 (1994)
33. ν-SNS Collab., Proposal for a Neutrino Facility at the Spallation Neutron Source (Oak Ridge, Tenn.: Physics Division of the Oak Ridge National Laboratory, 2005); <http://www.phy.ornl.gov/nusns/proposal.pdf>
34. Scholberg K *J. Phys. Conf. Ser.* **606** 012010 (2015)
35. Goodman M W, Witten E *Phys. Rev. D* **31** 3059 (1985)
36. Collar J I, Giomataris Y *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **471** 254 (2001)
37. Barbeau P S et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **50** 1285 (2003)
38. Kopylov A V et al. *Adv. High Energy Phys.* **2014** 147046 (2014)
39. Barbeau P S, Collar J I, Tench O *JCAP* **2007** (09) 009 (2007)

40. Cabrera-Palmer B, Reyna D "Development of Coherent Germanium Neutrino Technology (CoGeNT) for Reactor Safeguards", Sandia Report SAND2012-8021 (Albuquerque, N.Mex., Livermore, Calif.: Sandia National Laboratories, 2012)
41. Wong H T *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **138** 333 (2005)
42. Soma A K et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **836** 67 (2016)
43. Belov V et al. *JINST* **10** P12011 (2015)
44. Medvedev D "Investigation of neutrino properties with Ge detectors on KNPP", in *Intern. Session–Conf. of the Section of Nuclear Physics of the Physical Sciences Department of the Russian Academy of Sciences "Physics of Fundamental Interactions" Dedicated to 50th Anniversary of Baksan Neutrino Observatory, Nalchik, Russian Federation, June 6–8, 2017*
45. Buck C et al. "The CONUS Experiment – COherent elastic Neutrino nucleus Scattering", in *15th Intern. Conf. on Topics in Astroparticle and Underground Physics, TAUP2017, Sudbury, Canada, July 24–28, 2017*
46. Billard J et al. *J. Phys. G* **44** 105101 (2017)
47. Abe Y et al. (Double Chooz Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **108** 131801 (2012)
48. Formaggio J A "Using low temperature bolometers for coherent neutrino scattering", in *Workshop on Table-Top Experiments with Skyscraper Reach, Cambridge, Mass., USA, August 9–11, 2017*
49. Leder A et al. *JINST* **13** P02004 (2018)
50. The MINER Experiment, <http://miner.physics.tamu.edu/index.html#>
51. Agnolet G et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **853** 53 (2017)
52. Chapellier M P *J. Low Temp. Phys.* **178** 237 (2015)
53. Strauss R et al. *Eur. Phys. J. C* **77** 506 (2017)
54. Aguilar-Arevalo A et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **761** 012057 (2016)
55. Bolozdynya A et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **42** 565 (1995)
56. Долгошенин Б А, Лебеденко В Н, Родионов Б У *Письма в ЖЭТФ* **11** 513 (1970); Dolgoshein B A, Lebedenko V N, Rodionov B U *JETP Lett.* **11** 351 (1970)
57. Hagmann C, Bernstein A *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **51** 2151 (2004)
58. Sangiorgio S et al. *Phys. Proc.* **37** 1266 (2012)
59. Joshi T H et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 171303 (2014)
60. Sangiorgio S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **728** 69 (2013)
61. Bondar A et al. *JINST* **12** C05016 (2017)
62. Hitachi A et al. *Phys. Rev. B* **27** 5279 (1983)
63. Wahl C G et al. *JINST* **9** P06013 (2014)
64. Akimov D et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **798** 012210 (2017)
65. Scholberg K et al., arXiv:0910.1989
66. Akimov D et al., arXiv:1803.09183
67. Brice S J et al. *Phys. Rev. D* **89** 072004 (2014)
68. Edwards B et al. *Astropart. Phys.* **30** 54 (2008)
69. Буренков А А и др. *Ядерная физика* **72** 693 (2009); Burenkov A A et al. *Phys. Atom. Nucl.* **72** 653 (2009)
70. Akimov D et al. *JINST* **4** P06010 (2009)
71. Santos E et al. (ZEPLIN-III Collab.) *J. High Energ. Phys.* **2011** 115 (2011)
72. Sorensen P et al. (XENON10 Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **601** 339 (2009)
73. Thomas J, Imel D A *Phys. Rev. A* **36** 614 (1987)
74. Szydagis M et al. *JINST* **6** P10002 (2011)
75. NEST. Noble Element Simulation Technique. UC Davis, Department of Physics, <http://nest.physics.ucdavis.edu/site/>
76. Akimov D et al. (COHERENT Collab.), arXiv:1509.08702
77. Collar J I et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **773** 56 (2015)
78. Konovalov A "Observation of CEvNS at SNS", in *18th Lomonosov Conf. on Elementary Particle Physics, Moscow, Russian Federation, August 24–30, 2017*
79. Efremenko Yu "First Observation of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering (CEvNS)", in *vEclipse 2017 Workshop: New Extensions of Coherent Scattering and other Lepton Interactions for New Physics Searches, Knoxville, Tenn., USA, August 20–22, 2017*
80. Bhatia C et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **757** 7 (2014)
81. Brice S J et al. *Phys. Rev. D* **89** 072004 (2014)
82. Mascarenhas N et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **56** 1269 (2009)
83. Pozzi S A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **694** 119 (2012)
84. Lazauskas R, Volpe C *J. Phys. G* **37** 125101 (2010)
85. Lazauskas R, Volpe C *J. Phys. G* **42** 059501 (2015)
86. Akimov D Yu et al. *JINST* **12** C06018 (2017)
87. Cañas B C et al. *Phys. Lett. B* **776** 451 (2018)
88. Bolozdynya A et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **44** 1046 (1997)
89. Bolozdynya A "Emission two-phase xenon detector RED-100 to search for coherent neutrino elastic scattering off xenon nuclei", in *Intern. Session–Conf. of the Section of Nuclear Physics of the Physical Sciences Department of the Russian Academy of Sciences "Physics of Fundamental Interactions" Dedicated to 50th Anniversary of Baksan Neutrino Observatory, Nalchik, Russian Federation, June 6–8, 2017*
90. Akimov D "The RED-100 experiment", in *The 2nd Intern. Conf. on Particle Physics and Astrophysics, ICPA 2016, Moscow, Russian Federation, October 10–14, 2016*
91. Cui X et al. (PandaX-II Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **119** 181302 (2017)
92. Aprile E et al. (XENON Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **119** 181301 (2017)
93. Aprile E et al. *JCAP* **2016** (04) 027 (2016)
94. Mount B J et al. (LZ Collab.), LBNL-1007256; arXiv:1703.09144

Coherent elastic neutrino-atomic nucleus scattering — recently discovered type of low-energy neutrino interaction

D.Yu. Akimov^(1,2), V.A. Belov^(1,2), A.I. Bolozdynya⁽²⁾, Yu.V. Efremenko⁽³⁾, A.M. Konovalov^(1,2,4), A.V. Kumpan⁽²⁾,

D.G. Rudik^(1,2), V.V. Sosnovtsev⁽²⁾, A.V. Khromov⁽²⁾, A.V. Shakirov⁽²⁾

⁽¹⁾ Alikhanov Institute for Theoretical and Experimental Physics, National Research Center "Kurchatov Institute", ul. Bol'shaya Cheremushkinskaya 25, 117218 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoe shosse 31, 115409 Moscow, Russian Federation

⁽³⁾ University of Tennessee, 1408 Circle Dr, Knoxville, TN 37996-1200, USA

⁽⁴⁾ Moscow Institute of Physics and Technology (State University),

Institutskii per. 9, 141700 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russian Federation

E-mail: akimov_d@itep.ru, AIBolozdynya@mephi.ru, aleksei.konovalov@phystech.edu

We present recent results on the first experimental observation of the coherent elastic scattering of the neutrino on the atomic nucleus and review other experiments related to the detection and investigation of this process.

Keywords: neutrino interactions, coherent elastic neutrino-atomic nucleus scattering, Standard Model, neutrino detectors

PACS number: 13.15.+g

Bibliography — 94 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **189** (2) 173–186 (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.05.038356>

Received 13 February 2018, revised 16 May 2018

Physics – Uspekhi **62** (2) (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.05.038356>