

## РАЗРАБОТКА СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ ЖИДКИХ БЛАГОРОДНЫХ ГАЗОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА УПРУГОГО КОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРИНО НА АТОМНЫХ ЯДРАХ

© 2020 г. А. В. Кумпан\*, коллаборация COHERENT<sup>1</sup>

Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”  
Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

\*e-mail: avkumpan@gmail.com

Поступила в редакцию 19.03.2020 г.

После доработки 08.04.2020 г.

Принята к публикации 09.04.2020 г.

Открытый в 2017 г. процесс упругого когерентного рассеяния нейтрино (у.к.р.н.) на тяжелых ядрах нуждается в детальном исследовании, поскольку играет важную роль в процессе формирования Вселенной и может найти важное практическое применение в деле повышения безопасности атомной энергетики и поддержания международных программ по нераспространению ядерного оружия. В данной работе рассматривается развитие технологии сцинтилляционных детекторов на основе жидкого аргона, проводимое коллаборацией COHERENT с целью создания высокоэффективных детекторов для наблюдения и исследования процесса у.к.р.н. в ускорительном эксперименте.

DOI: 10.31857/S0032816220050183

### ВВЕДЕНИЕ

Процесс упругого когерентного рассеяния нейтрино (у.к.р.н.) на атомном ядре был предсказан в рамках Стандартной модели элементарных частиц и взаимодействий более 40 лет назад [1, 2]. Для тяжелых ядер сечение процесса у.к.р.н. более чем на 2 порядка величины превосходит сечение других известных процессов взаимодействия нейтрино низких энергий с барионным веществом – обратного бета-распада и рассеяния нейтрино на электронах атомных оболочек.

Этот канал взаимодействия играет важную роль во Вселенной в процессах, сопровождающихся интенсивными потоками нейтрино. Так, например, при взрыве сверхновой звезды около 99% выделяющейся при этом энергии уносится нейтрино и может передаваться разлетающемуся барионному веществу через у.к.р.н., тем самым оказывая существенное влияние на динамику этого процесса.

Дифференциальное сечение упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре можно представить как упрощенную формулу для четно-четных ядер с нулевым спином [3]:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{G_F^2}{4\pi} M Q_W^2 \left(1 - \frac{MT}{2E_\nu^2}\right) F_{nucl}^2(Q^2),$$

где  $G_F$  – константа Ферми;  $T$  – энергия ядра отдачи ( $T \ll E_\nu$ );  $E_\nu$  – энергия нейтрино;  $M$  – масса ядра;  $Q_W = [Z(1 - \sin^2 \theta_W) - N]$  – слабый заряд ядра;  $\theta_W$  – угол Вайнберга;  $F_{nucl}^2(Q^2)$  – форм-фактор ядра;  $Q^2$  – переданный четырех-импульс;  $N$  – количество нейтронов в ядре. Поскольку  $\sin^2 \theta_W \approx 0.25$ , вклад протонов в полное сечение рассеяния невелик, и  $Q_W \approx N$ , а  $d\sigma/dT \sim N^2$ .

Таким образом, сечение рассеяния (вероятность взаимодействия) по сравнению с взаимодействием с отдельными нуклонами значительно возрастает – примерно, как квадрат числа нейтронов в ядре. Полное сечение взаимодействия  $\sigma$ , см<sup>2</sup>, может быть представлено в упрощенном виде как:

$$\sigma \approx 0.4 \cdot 10^{-44} N^2 (E_\nu)^2,$$

где  $E_\nu$ , МэВ – энергия нейтрино [4, 5].

Важным фактором, который стимулирует исследование процесса у.к.р.н. на атомном ядре, является возможное использование этого процесса в качестве инструмента для дистанционного контроля над процессами, происходящими в ядерном реакторе [5, 6]. В первую очередь это обусловлено тем, что при использовании в качестве рабочего вещества детектора элементов с атомной массой порядка 100 и более (ксенона, напри-

<sup>1</sup> <https://sites.duke.edu/coherent/for-the-public/#collaboration>

мер) сечение процесса у.к.р.н. превосходит в несколько сотен раз сечение обратного бета-распада, традиционно применяемого для регистрации электронных антинейтрино от ядерных реакторов.

Платой за большое сечение процесса у.к.р.н. является необходимость регистрации очень слабых сигналов. Так, в случае использования ядерного реактора как источника нейтрино и ядер ксенона в качестве мишени энерговыделение в акте у.к.р.н. не превышает в среднем 1 кэВ на ядро. При этом, в силу малости абсолютной величины сечения у.к.р.н. ( $\sim 10^{-4.1}$  см<sup>2</sup>), необходимо использовать детектор, обладающий значительной массой рабочего вещества.

Детальное экспериментальное исследование процесса у.к.р.н. необходимо не только для подтверждения правильности Стандартной модели, но также в качестве возможного пути расширения наших знаний за ее пределами в случае обнаружения отклонения измеренной величины сечения от предсказанного значения.

Цель настоящей работы — показать, что с использованием уже имеющихся детекторных технологий и импульсного ускорительного источника нейтрино с энергией до 50 МэВ возможно создание детекторов для исследования процесса у.к.р.н. с хорошей статистической точностью.

## ПЕРВОЕ НАБЛЮДЕНИЕ

В первом успешном эксперименте по наблюдению у.к.р.н. использовался импульсный источник нейтрино — ускорительный комплекс SNS (Spallation Neutron Source, <https://neutrons.ornl.gov/sns>) [7] Окриджской национальной лаборатории, а в качестве детектора — сцинтилляционный детектор CsI[Na] массой 14.57 кг [8]. Сцинтиллятор CsI[Na] отличается высоким световыходом (64 фотона/кэВээ, где кэВээ — электрон-эквивалентное энерговыделение) и наилучшим образом согласуется со спектральной чувствительностью фотоэлектронных умножителей типа Hamamatsu R5912-02MOD. Кроме того, сцинтиллятор CsI[Na] не имеет значительного послесвечения, характерного для CsI[Tl] [9], что особенно важно в случае поиска слабых сцинтилляционных сигналов в детекторе, работающем в условиях наземной лаборатории. Квенчинг-фактор (т.е. доля энерговыделения, регистрируемая как сцинтилляция) для ядер отдачи в этом материале в энергетическом диапазоне, представляющем интерес для эксперимента, тщательно исследован [8, 9].

Результаты первого экспериментального наблюдения процесса у.к.р.н. опубликованы в середине 2017 года международной коллаборацией COHERENT [10]. На ускорителе SNS интенсивный протонный пучок с энергией частиц порядка 1 ГэВ, сталкиваясь с ртутной мишенью (средняя

мощность, выделяемая на мишени,  $\sim 1$  МВт), генерирует  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезоны. Отрицательные пионы быстро захватываются атомными ядрами, а  $\pi^+$ -мезоны, останавливаясь, распадаются с испусканием монохроматических нейтрино  $\nu_\mu$  с энергией 30 МэВ и мюонов, которые с временем жизни 2.2 мкс распадаются с испусканием  $\bar{\nu}_\mu$  и  $\nu_e$  нейтрино с энергиями порядка нескольких десятков мегаэлектронвольт.

Энергетические спектры для нейтрино, образованных таким образом, показаны на рис. 1а. Вклад нейтрино от распадов  $\pi^+$ -мезонов на лету невелик, поэтому наблюдаемое размытие линии мюонных нейтрино с энергией 30 МэВ незначительно, что существенно облегчает выделение полезного сигнала над фоном. Временная структура нейтринного потока следующая: мюонные нейтрино ( $\nu_\mu$ ) генерируются непосредственно во время сброса протонов на мишень в течение порядка 0.7 мкс, а основная часть электронных нейтрино  $\nu_e$  и мюонных антинейтрино  $\bar{\nu}_\mu$  — после сброса, в течение нескольких микросекунд, с постоянной времени спада интенсивности потока, равной 2.2 мкс, которая определяется временем жизни мюона (рис. 1б). Частота повторения сбросов пучка протонов на мишень составляет 60 Гц. Такая импульсная временная структура потока нейтрино, привязанная к моменту сброса протонов на мишень, является важным фактором, используемым для подавления внешнего радиационного фона, не связанного с работой ускорителя. Суммарный поток нейтрино всех трех типов на расстоянии 20 м от мишени при приведенных выше значениях энергии протонов и мощности, выделяемой на мишени, составляет  $4.3 \cdot 10^7$  нейтрино/см<sup>2</sup>/с.

Для повышения статистической точности в исследованиях процесса у.к.р.н. необходимы детекторы с массой рабочего вещества, составляющей сотни килограмм. Среди возможных массивных детекторов особенно привлекательны многотонные низкофоновые детекторы [11–13], создаваемые на основе моноатомных сжиженных благородных газов аргона и ксенона.

Первоначально для этой цели рассматривалась возможность использования двухфазного эмиссионного детектора на жидком ксеноне РЭД-100 [14], который продемонстрировал очень высокую чувствительность к слабым ионизационным сигналам, вплоть до одиночных электронов [15]. Однако для использования в ускорительном эксперименте такой прибор оказывается слишком медленным (время собирания электронов из рабочего объема детектора  $\sim 200$  мкс), что не позволяет пользоваться характерной временной структурой нейтринного сигнала для подавления фонов. Впрочем, следует отметить, что технически РЭД-100 может использоваться и как однофазный сцинтилляционный детектор, заполненный

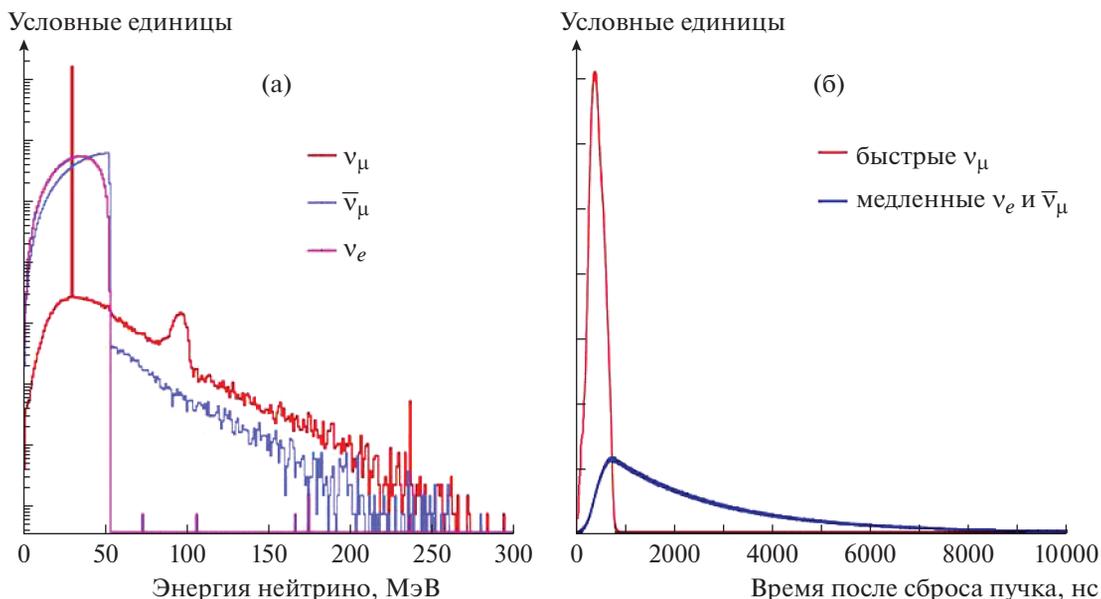


Рис. 1. Энергетические спектры нейтрино от распада остановившихся  $\pi^+$ -мезонов (а) и временная структура потока нейтрино разных типов (б) [8, 11].

либо жидким аргоном, либо жидким ксеноном в качестве рабочей среды. В настоящее время детектор РЭД-100 готовится к постановке эксперимента на Калининской АЭС с целью наблюдения эффекта у.к.р.н. для относительно низкоэнергичных ( $<8$  МэВ) реакторных электронных антинейтрино на ядрах ксенона.

Для исследования возможности использования однофазного сцинтилляционного детектора на основе жидкого аргона для регистрации процесса у.к.р.н. на ускорительном источнике SNS [16] был создан и испытан детектор CENNS-10.

### ЖИДКОАРГОНОВЫЙ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ДЕТЕКТОР CENNS-10

Выбор жидкого аргона в качестве рабочего вещества детектора (мишени) определялся по совокупности многих свойств, самыми важными из которых являются следующие:

1) коммерчески доступный аргон содержит практически один изотоп  $^{40}\text{Ar}$  (99.6%) — четное ядро с нулевым спином, для которого сечение упругого когерентного рассеяния рассчитывается с хорошей точностью вследствие отсутствия аксиальной составляющей;

2) аргон в сжиженном состоянии обладает значительной плотностью ( $1392 \text{ кг/м}^3$ ), что позволяет набрать значительную массу детектора, а также хорошими сцинтилляционными свойствами [17];

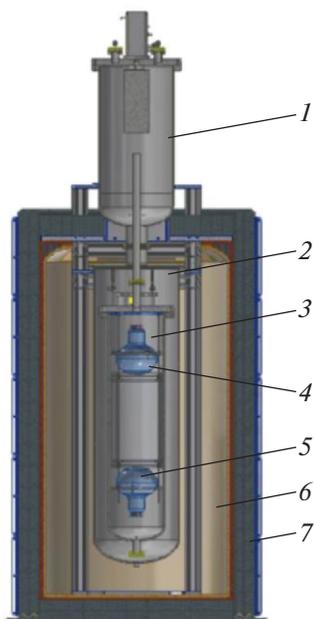
3) вследствие того что ядро аргона содержит относительно небольшое число нуклонов, ядер-

ный форм-фактор аргона не сильно отличается от единицы в рассматриваемом диапазоне энергий налетающих нейтрино, что важно для оценки вклада в величину сечения процессов, выходящих за рамки Стандартной модели;

4) относительно легкое ядро аргона имеет достаточно высокую кинетическую энергию отдачи для рассматриваемого диапазона энергий налетающих нейтрино, что существенно снижает требования к энергетическому порогу регистрации детектора;

5) сцинтилляционный сигнал в жидком аргоне имеет две компоненты — быструю и медленную — с временами спада 6 нс и 1.5 мкс соответственно [2]; отношение интенсивностей быстрой и медленной компонент для сцинтилляционных сигналов от ядер отдачи в жидком аргоне существенно отличается от аналогичного отношения интенсивностей для сцинтилляционных сигналов, вызванных электронами, что позволяет использовать анализ формы сигнала для подавления событий от  $\beta$ - и  $\gamma$ -источников.

К сожалению, в естественной смеси изотопов аргона, производимого из воздуха, присутствует радиоактивный изотоп  $^{39}\text{Ar}$ , который образуется в атмосфере Земли из  $^{40}\text{Ar}$  под действием нейтронной компоненты космических лучей. Этот изотоп распадается по каналу бета-распада с энерговыделением 565 кэВ и периодом полураспада 269 лет, создавая существенный фон (на уровне  $\sim 1 \text{ Бк/кг}$  [1]), в том числе давая вклад в область энергий, где должны регистрироваться ядра отдачи от процесса у.к.р.н. Этот внутренний фон может быть подавлен с использованием анализа формы сиг-



**Рис. 2.** Схема устройства детектора CENNS-10. 1 – криогенная головка системы охлаждения; 2 – вакуумная камера; 3 – камера с жидким аргоном; 4 и 5 – фотоэлектронные умножители Hamamatsu R5912-02MOD; 6 – водная защита, окруженная слоем меди; 7 – свинцовая защита.

нала. В принципе, для уменьшения бета-фона детектор можно заполнять аргоном, обедненным по изотопу  $^{39}\text{Ar}$ . Производство такого аргона из подземных газовых источников налажено для детекторов темной материи [10].

Детектор CENNS-10 (рис. 2) содержит 56.7 кг жидкого аргона, из которых 24 кг являются чувствительной мишенью для наблюдения процесса у.к.р.н. [18]. Рабочий объем 3 детектора представляет собой цилиндр, заполненный жидким аргоном и просматриваемый с торцов двумя 8-дюймовыми фотоумножителями (ф.э.у.) Hamamatsu R5912-02MOD (4, 5), специально разработанными для криогенных условий эксплуатации.

Цилиндр диаметром 21 см и длиной 61 см изготовлен из тефлона и покрыт изнутри спектросместителем тетрафенилбутadiensом (ТФБ) для конвертации ультрафиолетового сцинтилляционного света жидкого аргона (128 нм) в область спектральной чувствительности ф.э.у. Оптические входные окна фотоумножителей также покрыты ТФБ.

Для охлаждения детектора используется криогенный охладитель 1, установленный сверху на криостате. Аргон подвергается непрерывной циркуляционной очистке через горячий циркониевый геттер для очистки до уровня  $<1$  ppb от примесей, поглощающих ультрафиолет. Детектор помещен в защиту от нейтронного и  $\gamma$ -фона, которая представляет собой слой воды толщиной 23 см,

окруженный слоем меди 6 толщиной 1.2 см и свинца 7 толщиной 10 см. Компьютерное моделирование показало, что такая защита понижает интенсивность ожидаемого фона от радиоактивности окружающих материалов в достаточной для регистрации эффекта у.к.р.н. степени.

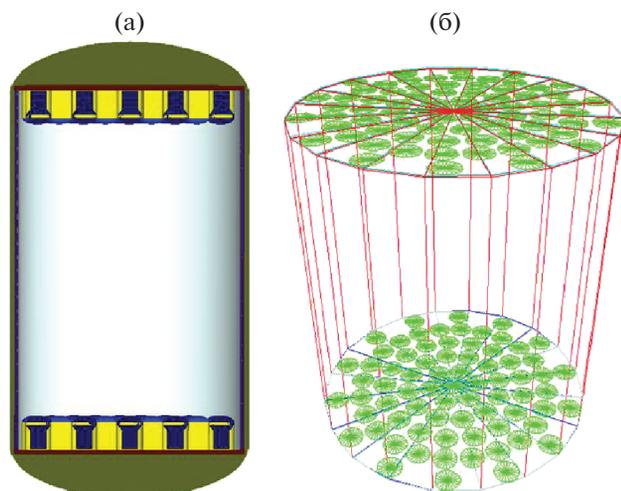
CENNS-10 был установлен на расстоянии 27.5 м от мишени [16], и эффект у.к.р.н. на жидком аргоне был обнаружен. В этом эксперименте было зарегистрировано  $>100$  полезных событий и определено сечение этого процесса, которое составило  $(2.2 \pm 0.7) \cdot 10^{-39}$  см<sup>2</sup>, что с точностью до  $2\sigma$  согласуется с предсказаниями Стандартной модели [19–21].

### ПРОЕКТ МАССИВНОГО ЖИДКОАРГОНОВОГО ДЕТЕКТОРА

Для повышения статистической точности наблюдения процесса у.к.р.н. на ядрах аргона разработан проект сцинтилляционного детектора на жидком аргоне с массой рабочего вещества порядка 1 т, работа которого основана на принципах регистрации, проверенных с помощью детектора CENNS-10 [22]. Диаметр внутреннего холодного сосуда криостата составляет  $\sim 76$  см, толщина стенки около 1 см. По аналогии с детектором РЭД-100 в криостате предполагается разместить регистрирующую структуру, состоящую из двух матриц 3-дюймовых ( $\sim 7.5$  см) фотоумножителей, входные окна которых покрыты тонким слоем тетрафенилбутadiensом. Фотоумножители просматривают цилиндрический рабочий объем, окруженный тефлоновым отражателем, также покрытым тетрафенилбутadiensом в качестве волнового сместителя спектра. Расстояние между матрицами фотоумножителей составляет  $\sim 90$  см, диаметр рабочего объема – около 70 см. Рабочий объем детектора, заполняемый жидким аргоном, равен  $\sim 0.35$  м<sup>3</sup>. Таким образом, масса аргона в рабочей области будет больше в  $\sim 20$  раз и составит около 500 кг.

Для моделирования методом Монте-Карло большого детектора в условиях работы в “нейтринной аллее” [16] ускорительного комплекса SNS была разработана Geant4-модель (рис. 3). Модель включает в себя основные конструктивные элементы внутреннего объема криостата и светособирающей системы. В процессе моделирования разыгрывался фон, образованный распадом бета-активного изотопа  $^{39}\text{Ar}$ , и процесс образования ядер отдачи аргона при взаимодействии с ними нейтрино всех трех типов, возникающих при работе SNS.

Результат моделирования сильно зависит от оптических свойств детектора и среды, влияющих в итоге на удельный (отнесенный к единице энерговыделения) выход фотоэлектронов (ф.э.). На начальном этапе моделирования среднее зна-



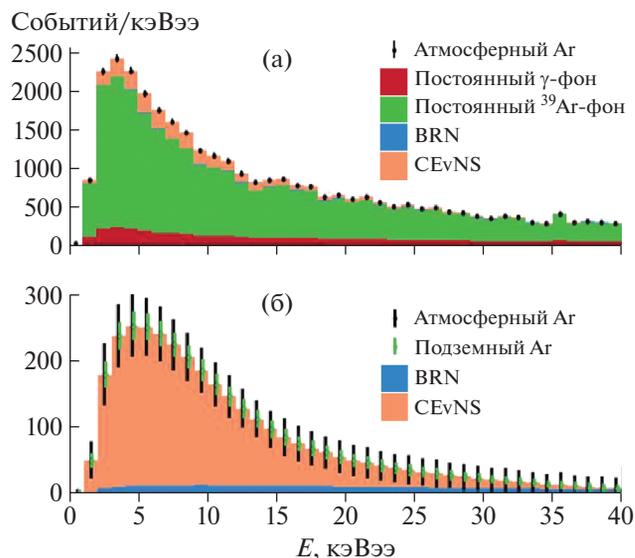
**Рис. 3.** Модель большого жидкоаргонового детектора, использованная при компьютерном моделировании, (а) и оптическая модель светособирающей системы (б).

чение этой величины по объему детектора было принято равным 5 ф.э./кэВэ, что является консервативной оценкой по сравнению с действующими аналогичными жидкоаргоновыми детекторами темной материи (см., например, [23, 24]).

Для сцинтилляционной вспышки, произведенной ядром отдачи аргона, доля света в быстрой компоненте сигнала существенно выше по сравнению со сцинтилляцией, произведенной электроном и имеющей равную по величине полную интенсивность [25]. Энергетические шкалы электронов и ядер отдачи обычно связывают между собой величиной  $L_{eff}$  (относительная сцинтилляционная эффективность), усредненное значение которой принято равным 0.28 [26].

Как было показано в работе [8], нейтронный фон, коррелированный с моментом сброса протонов на мишень, является самым существенным для детектора на жидком аргоне вследствие того, что он может имитировать сигнал полезного события. С помощью детектора CENNS-10 проведено исследование данного фона, результаты которого были использованы при анализе данных CENNS-10 [27, 19, 20], а также заложены в модель Монте-Карло.

Результат компьютерного моделирования ожидаемого эффекта и основных фонов в детекторе представлен на рис. 4 для экспозиции 1 год живого времени. Ожидаемое количество событий у.к.р.н. составляет примерно 3000 за 1 год экспозиции детектора при фоне ~800 событий. Таким образом, при работе на коммерчески доступном аргоне с естественной смесью изотопов может быть обеспечена статистическая точность измерения сечения процесса у.к.р.н. на атомном ядре аргона порядка 2.3%. При использовании “под-



**Рис. 4.** Ожидаемое распределение событий упругого когерентного рассеяния на ядрах аргона (CEvNS) по величине сигнала в килоэлектронвольтах электронного эквивалента за 1 год экспозиции большого аргонового детектора, установленного в “нейтринной аллее” SNS: а – в случае заполнения детектора промышленно выпускаемым аргоном (атмосферный Ar) в сравнении с постоянным фоном от  $\gamma$ -квантов (постоянный  $\gamma$ -фон), фоном от ускорителя (BRN), фоном от изотопа  $^{39}\text{Ar}$ , который содержится в промышленно выпускаемом аргоне (постоянный  $^{39}\text{Ar}$ -фон); б – то же распределение за вычетом постоянных фонов в сравнении с распределением фоновых событий от ускорителя для двух версий заполнения детектора: атмосферным и подземным аргоном [22].

земного” [10] аргона, обедненного по изотопу  $^{39}\text{Ar}$ , фон от  $\beta$ -распада  $^{39}\text{Ar}$  может быть снижен примерно на два порядка величины.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сцинтилляционные детекторы на жидком аргоне являются привлекательной технологией для прецизионного исследования процесса у.к.р.н. в условиях ускорительного эксперимента благодаря возможности создания детектора большой массы и достаточно хорошему временному разрешению. Первый эксперимент с двухканальным сцинтилляционным детектором CENNS-10 показал реальность такого подхода в условиях проведения эксперимента в “нейтринной аллее” ускорительного комплекса SNS.

При использовании многоканального сцинтилляционного детектора с рабочим объемом ~0.35 м<sup>3</sup> в чувствительной области, заполненным атмосферным аргоном, ожидаемое число событий за 1 год наблюдения составит ~3000 при фоне ~800 событий от бета-распадов изотопа  $^{39}\text{Ar}$ , что

позволит получить статистическую точность определения сечения процесса у.к.р.н.  $\sim 2.3\%$ . Детектор такого типа может быть также заполнен жидким ксеноном, атомный номер которого в три раза превышает атомный номер аргона, и, соответственно, ожидаемое количество взаимодействий будет на порядок превосходить количество взаимодействий на аргене.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 18-32-00910 мол\_а от 02.04.2018 г. в рамках международного сотрудничества с коллаборацией COHERENT.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Stoenner R.W., Schaeffer O.A., Katcoff S.* // Science. 1965. V. 148. Issue 3675. P. 1325. <https://doi.org/10.1126/science.148.3675.1325>
2. *Hitachi A., Takahashi T., Funayama N., Masuda K., Kikuchi J., Doke T.* // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. P. 5279. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.27.5279>
3. *Freedman D.Z., Schramm D.N., Tubbs D.L.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1977. V. 27. P. 167. <https://doi.org/10.1146/annurev.ns.27.120177.001123>
4. *Freedman D.Z.* // Phys. Rev. D. 1974. V. 9. P. 1389. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.9.1389>
5. COHERENT collaboration, *Akimov D.Yu.* // JINST. 2013. V. 8. P10023. arXiv: 1212.1938. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/10/P10023>
6. *Kim Y.* // Nucl. Eng. Technol. 2016. V. 48. P. 285. <https://doi.org/10.1016/j.net.2016.02.001>
7. *Scholberg K.* // Journal of Physics: Conference Series. 2015. V. 606. P012010. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/606/1/012010>
8. COHERENT collaboration, *Akimov D. et al.* // Science. 2017. V. 357. Issue 6356. P. 1123. <https://doi.org/10.1126/science.aao0990>
9. *Collar J.I., Fields N.E., Hai M., Hossbach T.W., Orrell J.L., Overman C.T., Perumpilly G., Scholz B.* // Nucl. Instrum. and Methods. A. 2015. V. 773. P. 56. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.11.037>
10. *Back H.O., Calaprice F., Condon C., de Haas E., Ford R., Galbiati C., Goretti A., Hohman T., Inanni An., Loer B., Montanari D., Nelson A., Pocar A.* First Large Scale Production of Low Radioactivity Argon From Underground Sources // 1 May 2012. arXiv: 1204.6024[astro-ph.IM]
11. *Акимов Д.Ю., Белов В.А., Болоздыня А.И., Ефременко Ю.В., Коновалов А.М., Кумпан А.В., Рудик Д.Г., Сосновцев В.В., Хромов А.В., Шакиров А.В. и др.* // УФН. 2019. Т. 189. С. 173. <https://doi.org/10.3367/UFN.2018.05.038356>
12. DUNE collaboration, *Cuesta C.* // European Physical Society Conference on High Energy Physics EPS-HEP2019. (10–17 July, 2019) 22 Oct. 2019. arXiv: 1910.10115v1
13. *Aalseth C.E., Acerbi F., Agnes P., Albuquerque I.F.M., Alexander T., Alici A., Alton A.K., Antonioli P., Arcelli S., Ardito R., Arnquist I.J., Asner D.M., Ave M., Back H.O., Barrado Olmedo A.I. et al.* // Eur. Phys. J. Plus. 2018. V. 33. Issue 131. <https://doi.org/10.1140/epjp/i2018-11973-4>
14. COHERENT collaboration, *Akimov D. et al.* The COHERENT Experiment at the Spallation Neutron Source // 4 Apr. 2016. arXiv: 1509.08702v2[physics.ins-det]
15. *Akimov D.Y., Belov V.A., Bolozdynya A.I., Dolgolenko A.G., Efremenko Y.V., Etenko A.V., Galavanov A.V., Gouss D.V., Gusakov Y.V., Kdib D.E., Khromov A.V., Konovalov A.M., Kornoukhov V.N., Kovalenko A.G., Kozlova E.S et al.* // Journal of Instrumentation. 2020. V. 15. P02020. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/02/P02020>
16. COHERENT collaboration, *Akimov D. et al.* COHERENT 2018 at the Spallation Neutron Source // 3 Apr. 2018. arXiv: 1803.09183v2[physics.ins-det]
17. *Aprile E., Bolotnikov A., Bolozdynya A., Doke T.* Noble Gas Detectors. Weinheim, Germany: Wiley-VCH Verlag, 2006.
18. COHERENT collaboration, *Taylor R.* // JINST. 2018. V. 13. № 4. C04005. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/04/C04005>
19. COHERENT collaboration, *Zettlemoyer J.* New Results from a CEvNS Search with the CENNS-10 Liquid Argon Detector. Fermilab seminars. Jan. 10, 2020. <https://theory.fnal.gov/events/event/new-results-from-coherent>
20. COHERENT collaboration, *Kumpan A.* The COHERENT experiment with LAr. INSTR'20. Novosibirsk, Russia, Feb. 2020. <https://indico.inp.nsk.su/event/20/contributions/867/>
21. COHERENT Collaboration, *Akimov D. et al.* First Detection of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering on Argon // 3 Apr 2020. arXiv: 2003.10630[nucl-ex]
22. *Taylor R.* // 2019 Meeting of the Division of Particles and Fields of the American Physical Society. 29 July–3 August, 2019. <https://indico.cern.ch/event/782953/sessions/302476/#20190801>
23. *Agnes P., Alexander T., Alton A., Arisaka K., Back H.O., Baldin B., Biery K., Bonfini G., Bossa M., Brigatti A., Brodsky J., Budano F., Cadonati L., Calaprice F., Canci N. et al.* // Physics Letters B. 2015. V. 743. P. 456. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.03.012>
24. *Amaudruz P.A., Baldwin M., Batygov M., Beltran B., Bina C.E., Bishop D., Bonatt J., Boorman G., Boulay M.G., Broerman B., Bromwich T., Bueno J.F., Burghardt P.M., Butcher A., Cai B. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121. P071801. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.071801>
25. *Regenfus C., Allkofer Y., Amsler C., Creus W., Ferella A., Rochet J., Walter M.* // J. Phys. Conf. Ser. 2012. V. 375. P012019. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/375/1/012019>
26. *Agnes P., Dawson J., De Cecco S., Fan A., Fiorillo G., Franco D., Galbiati C., Giganti C., Johnson T.N., Korga G., Krynn D., Lebois M., Mandarano A., Martoff C.J., Navrer-Agasson A.* // Phys. Rev. D. 2018. V. 97. P112005. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.97.112005>
27. COHERENT collaboration, *Akimov D. et al.* // Physical Review D. 2019. V. 100. P115020. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.115020>