

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Национальный исследовательский ядерный
университет «МИФИ»

Лаборатория экспериментальной ядерной физики

ЛЭЯФ НИЯУ МИФИ

СБОРНИК ТРУДОВ

Выпуск 5

Москва 2025

УДК 539.1(06)
ББК 22.383
С 23

ЛЭЯФ НИЯУ МИФИ. Сборник трудов. Вып. 5. – М.: НИЯУ МИФИ, 2025. – 140 с.

В пятый выпуск сборника трудов межкафедральной лаборатории экспериментальной ядерной физики (ЛЭЯФ) НИЯУ МИФИ включены статьи, подготовленные сотрудниками лаборатории для публикации в ведущих научных журналах в период с 2023 по 2025 г. Цель выпуска – своевременное информирование научных сотрудников и студентов, специализирующихся в области экспериментальной ядерной физики о работах лаборатории, для использования этой информации в фундаментальных и прикладных исследованиях, а также в учебном процессе.

Ответственный редактор В.В.Сосновцев

Материалы получены до 25 апреля 2025 г.

Статьи сборника издаются в авторской редакции.

ISBN 978-5-7262-3156-3 © *Национальный исследовательский
ядерный университет «МИФИ», 2025*

ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемый сборник трудов межкафедральной лаборатории экспериментальной ядерной физики НИЯУ МИФИ составлен из препринтов статей, подготовленных сотрудниками лаборатории для публикации в ведущих научных журналах в 2023–2025 гг. Это издание доступно в электронном виде на сайте <https://enpl.mephi.ru/> Цель выпуска – своевременное информирование научного сообщества и студентов, специализирующихся в области экспериментальной ядерной физики и методики ядерно-физического эксперимента, о последних работах лаборатории для использования этой информации в фундаментальных и прикладных исследованиях, а также в учебном процессе.

Авторы выражают благодарность руководству Института ядерной физики и технологий НИЯУ МИФИ, Российскому научному фонду и всем сотрудникам НИЯУ МИФИ и коллегам из родственных организаций за поддержку работ по развитию технологии двухфазных эмиссионных детекторов и постановке экспериментов по поиску эффекта упругого когерентного рассеяния реакторных электронных антинейтрино на тяжелых атомных ядрах, которые послужили основным источником содержания приведенных в сборнике препринтов

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие

3

D.Y. Akimov, I.S. Alexandrov, V.A. Belov, A.I. Bolozdynya, A.V. Etenko, A.V. Galavanov, Yu.V. Gusakov, A.V. Khromov, A.M. Konovalov, V.N. Kornoukhov, A.G. Kovalenko, E.S. Kozlova, A.V. Kumpan, B.O. Lavrov, A.V. Lukyashin, A.V. Pinchuk, O.E. Razuvaeva, D.G. Rudik, A.V. Shakirov, G.E. Simakov, V.V. Sosnovtsev, A.A. Vasin

Characterization of the ambient background in the RED-100 experiment location at Kalinin Nuclear Power Plant

6

D.Yu. Akimov, I.S. Alexandrov, V.A. Belov, A.I. Bolozdynya, A.V. Etenko, A.V. Galavanov, Yu.V. Gusakov, A.V. Khromov, A.M. Konovalov, V.N. Kornoukhov, A.G. Kovalenko, E.S. Kozlova, A.V. Kumpan, A.V. Lukyashin, A.V. Pinchuk, O.E. Razuvaeva, D.G. Rudik, A.V. Shakirov, G.E. Simakov, V.V. Sosnovtsev, A.A. Vasin

First constraints on the coherent elastic scattering of reactor antineutrinos off xenon nuclei

25

P. S. Barbeau, V. Belov, I. Bernardi, C. Bock, A. Bolozdynya, R. Bouabid, J. Browning, B. Cabrera-Palmer, E. Conley, V. da Silva, J. Daughettee, J. Detwiler, K. Ding, M. R. Durand, Y. Efremenko, S. R. Elliott, A. Erlandson, L. Fabris, M. Febbraro, A. Galindo-Uribarri, M. P. Green, J. Hakenmuller, M. R. Heath, S. Hedges, B. A. Johnson, T. Johnson, A. Khromov, A. Konovalov, E. Kozlova, A. Kumpan, O. Kzylova, J. M. Link, J. Liu, A. Major, K. Mann, D. M. Markoff, J. Mattingly, P. E. Mueller, J. Newby, N. Ogoi, J. O'Reilly, D. S. Parno, D. Perez-Loureiro, S. I. Penttila, D. Pershey, C. G. Prior, J. Queen, R. Rapp, H. Ray, O. Razuvaeva, D. Reyna, G. C. Rich, D. Rudik, J. Runge, D. J. Salvat, J. Sander, K. Scholberg, A. Shakirov, G. Simakov, W. M. Snow, V. Sosnovtsev, M. Stringer, T. Subedi, B. Suh, B. Sur, R. Tayloe, K. Tellez-Giron-Flores, Y.-T. Tsai, J. Vanderwerp, E. E. van Nieuwenhuizen, R. L. Varner, C. J. Virtue, G. Visser, K. Walkup, E. M. Ward, T. Wongjirad, Y. Yang, J. Yoo, C.-H. Yu, and A. Zaalishvili

Accessing new physics with an undoped, cryogenic CsI CEvNS detector for COHERENT at the SNS

50

И.С.Александров, В. А. Белов, А. И. Болоздыня, А.А. Васин, А. В. Галаванов, Ю.В.Гусаков, А.Г.Коваленко, Е.С.Козлова, А.М.Коновалов, В.Н. Корноухов, А.В.Кумпан, А.В.Лукьяшин, А.В.Пинчук, О.Е.Разуваева, Д.Г.Рудик, Г.Е.Симаков, В. В. Сосновцев, А. В. Хромов, А.В. Шакиров, А.В.Этенко

Циркуляционный насос для непрерывной очистки рабочей среды двухфазного эмиссионного детектора РЭД-100

85

И.С.Александров, В. А. Белов, А. И. Болоздыня, А.А. Васин, А. В. Галаванов, Ю.В.Гусаков, А.Г.Коваленко, Е.С.Козлова, А.М.Коновалов, В.Н. Корноухов, А.В.Кумпан, А.В.Лукьяшин, А.В.Пинчук, О.Е.Разуваева, Д.Г.Рудик, Г.Е.Симаков, В. В. Сосновцев, А. В. Хромов, А.В. Шакиров, А.В.Этенко

Модернизация системы криостатирования эмиссионного детектора РЭД-100 для работы с жидким аргоном 91

Александров И.С., Вагнер М.А., Козлова Е.С., Кумпан А.В., Пинчук А.В., Хромов А.В.

Устройство для измерения уровня на основе пластикового сцинтиллятора и кремниевых фотоумножителей 98

Галаванов А. В., Кумпан А.В. , Салахутдинов Г. Х., Сосновцев В.В., Шакиров А. В.

Установка для исследования газовых смесей для трехкаскадного газового электронного умножителя 109

А. А. Кньш, М.А. Кирсанов, В.В. Сосновцев , И. Р. Набиев П .С . Самохвалов

Принципы химического дизайна пластических сцинтилляторов на основе сти-
рола, допированных квантовыми точками 117

А.А . Кньш, В .В . Сосновцев, И .Р . Набиев, П .С . Самохвалов

Композитные материалы на основе квантовых точек и полимерных матриц для регистрации гамма-излучения в сцинтилляционных детекторах нового поколения 128

В.А.Белов, А.И.Болоздыня, А.А.Васин, А.В.Галаванов, Ю.В.Гусаков, А.Г.Коваленко, Е.С.Козлова, А.М.Коновалов, В.Н. Корноухов, А.В.Кумпан, Ф. Курбанова, А. Лсковян, А.В.Лукияшин, А.В.Пинчук, О.Е.Разуваева, Д.Г.Рудик, Г.Е.Симаков, В. В. Сосновцев, А.В. Шакиров, А.В.Этенко

Исследование процесса наработки изотопа ^{37}Ar для калибровки эмиссионного детектора 131

Characterization of the ambient background in the RED-100 experiment location at Kalinin Nuclear Power Plant

D.Y. Akimov^a, I.S. Alexandrov^{a,b}, V.A. Belov^{a,c}, A.I. Bolozdynya^a, A.V. Etenko^{a,c},
A.V. Galavanov^{a,d}, Yu.V. Gusakov^{a,d}, A.V. Khromov^{a,b}, A.M. Kononov^{a,e},
V.N. Kornoukhov^{a,f}, A.G. Kovalenko^{a,c}, E.S. Kozlova^a, A.V. Kumpan^{a,b}, B.O. Lavrova,
A.V. Lukyashin^{a,g}, A.V. Pinchuk^a, O.E. Razuvaeva^{a,c}, D.G. Rudik^a, A.V. Shakirova,
G.E. Simakov^{a,c}, V.V. Sosnovtsev^a, A.A. Vasin^a

^a*National Research Nuclear University "MEPhI" (Moscow Engineering Physics Institute) 31 Kashirskoe hwy, Moscow 115409, Russia*

^b*National Research Tomsk Polytechnic University, 30 Lenin av, Tomsk, 634050, Russia*

^c*National Research Center "Kurchatov Institute", 1 Akademika Kurchatova sq., Moscow, 123182, Russia*

^d*Joint Institute for Nuclear Research, 6 Joliot-Curie St, Dubna, Moscow region 141980, Russia*

^e*P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, 53 Leninskiy Prospekt, Moscow, 119991, Russia*

^f*Institute for Nuclear Research, 7a 60-letiya Oktyabrya ave, Moscow, 117312, Russia*

^g*Russian Technological University, Lomonosov Institute of Fine Chemical Technologies 86 Vernadsky Avenue, Moscow, 119571, Russia*

Abstract:

The RED-100 experiment with a liquid xenon target was carried out at Kalinin Nuclear Power Plant. The goal of the experiment is the detection and study of the coherent elastic neutrino nucleus scattering process (CE ν NS) for the low-energy antineutrinos in close vicinity to a reactor core. A good understanding of the external radioactive background is needed to achieve this goal. This paper describes the external background conditions for the RED-100 experiment at Kalinin Nuclear Power Plant.

Keywords: Neutrino detectors; Noble liquid detectors (scintillation, ionization, double-phase), very low-energy charged particle detectors, Neutron detectors, Gamma detectors

Contents

1. Introduction
2. The RED-100 experiment at KNPP
3. Gamma background
4. Neutron background
5. Radon background
6. Muon and muon-induced background
- 7 Conclusion

1. Introduction

The process of coherent elastic neutrino nucleus scattering ($\text{CE}\nu\text{NS}$) was predicted more than 45 years ago [1, 2], but was observed only recently by the COHERENT experiment [3, 4]. According to the Standard Model of elementary particles (SM), the cross section of this process depends quadratically on the number of neutrons in the nuclei. Therefore, for the heavy nuclei, the $\text{CE}\nu\text{NS}$ cross section is by two orders of magnitude higher than the cross section of the inverse beta decay. The prevailing cross section of $\text{CE}\nu\text{NS}$ over all other known neutrino interactions makes this process very interesting as a possible tool for nuclear reactor monitoring and nonproliferation tasks [5]. On the other hand, the small energy deposition of $\text{CE}\nu\text{NS}$ is challenging to detect [6]. There are several experiments around the World which are trying to measure $\text{CE}\nu\text{NS}$ at reactors [7–15]. RED-100 has the largest sensitive mass among other $\text{CE}\nu\text{NS}$ experiments at reactors, and it is the only detector with liquid xenon as a target. As with all other detectors, RED-100 meets extreme conditions at a reactor site. For example, very high temperature variations with reactor operation can cause the instability of electronics threshold levels and, consequently, result in deviations in background rate. For the reactor $\text{CE}\nu\text{NS}$ experiments it is very important to measure the ambient background. Reactor correlated background can cause events in the detectors which can mimic $\text{CE}\nu\text{NS}$ events [16]. It also should be noted that one could not just use the same background spectra and rates obtained during the reactor OFF period in order to get the background estimation during reactor ON since the rates and spectra could be different. Thus, independent continuous monitoring of different components of background is important. In this paper, we describe the result of ambient background measurements and monitoring during the RED-100 data taking period at the Kalinin Nuclear Power Plant (KNPP). In section 2, a short description of the RED-100 experiment and the experimental site is given. Section 3 is devoted – 1 – to the gamma background measurements and monitoring. Section 4 is about neutron background. In section 5, we discuss the limits on possible radon background. In section 6, we describe the main background in the region of interest (ROI) for RED-100 caused mainly by muons. We also show in this section our measurement of primary muons flux and the monitoring of the main background count rate. Finally, conclusions are presented in section 7.

2. The RED-100 experiment at KNPP

RED-100 is a two-phase liquid xenon detector that was built in order to detect CE ν NS in close vicinity of reactor core [17]. It was deployed under the 4th block of Kalinin Nuclear Power Plant (KNPP) at 19 m from the center of the active zone. The detailed description of the RED-100 setup can be found, for example, in ref. [18]. In this section, a brief overview of the experimental setup is performed with a focus on ambient background monitoring. RED-100 is located at the ground level, two levels below the active core of the standard 3GW thermal power WWER-1000 reactor unit. The estimated shielding from the cosmic background in a vertical direction is about 50 meters of water equivalent (m.w.e.) [19]. Also, this location is well shielded from the reactor itself by the biological shield, the thick ceilings of two levels, and the moderately high distance from the reactor. The passive shield of RED-100 consists of 5 cm of copper and about 70 cm of water in all direction. The study of passive shielding efficiency and its detailed description can be found elsewhere [20]. Although this shielding suppresses the ambient gamma background at least two orders of magnitude according to our previous study and it is almost opaque to the low energy neutrons, it is important, nevertheless, to monitor the fluxes of external backgrounds in order to monitor possible difference in count rate of the detector between the periods of Reactor ON and OFF. Four background monitoring detectors were installed and continuously operated during the RED-100 data taking period: two domestic radon indicators, the NaI[Tl] detector for gamma background monitoring, and the Bicron liquid scintillator (BC501A) detector for fast neutron background monitoring. The latter two detectors were placed close to the water tank of the RED-100 passive shield at ~ 180 cm above the floor, approximately at the level of the RED-100 sensitive volume center. Also, several additional campaigns were provided before and during RED-100 operation to measure and characterize the gamma and radon background in place. The gamma background was characterized with the bigger NaI[Tl] detector (see next section), which was used in our previous laboratory measurements [20]. The radon background was measured by the KNPP staff several times during RED-100 operation. According to these measurements, the radon background was below the sensitivity of their detectors which is 20 Bq/m³.

3. Gamma background

There were two independent sets of ambient gamma background measurements. The first one was provided before RED-100 and the supporting structure was deployed. The scintillator detector with NaI[Tl] cylindrical crystal of height 10 cm and diameter 15 cm was used to scan the experimental hall to find possible gamma background hot spots around the future detector location. Its characterization and performance were described in detail in [20]. During RED-100 data taking period the gamma background was continuously monitored with a smaller detector with NaI[Tl] crystal of 8 cm height and 8 cm diameter. It was located constantly at a height of about 180 cm from the floor, attached to the supporting frame of the RED-100 detector. In both cases, an independent electronics rack was used for the power supply and data taking. Signals from NaI[Tl] were amplified and shaped with the ORTEC 572A NIM unit with further digitization with ORTEC 927 MCA. The laptop with original MAESTRO Software was used to record and store amplitude spectra acquired during 20-minute long runs. These spectra were analyzed then offline. To check the stability of the response and to obtain the detector energy scale, NaI[Tl] was calibrated weekly with ^{60}Co and ^{137}Cs sources. Examples of spectra from these sources with subtracted backgrounds are given in figure 1. The light yield stability based on weekly calibration monitoring of the detector was at a level of $\sim 2\%$ through the all data taking period. This number was taken into account for the systematic uncertainty estimation for the count rate.

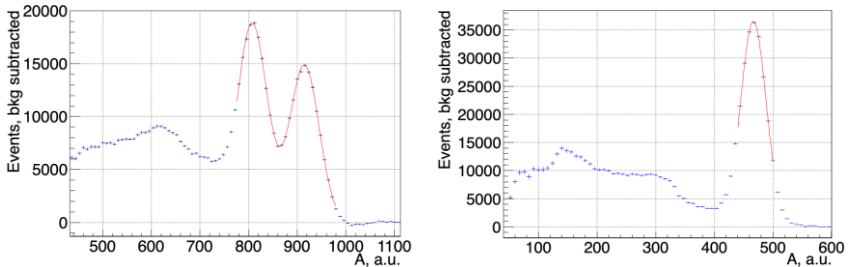


Figure 1. NaI[Tl] spectra from gamma sources: ^{60}Co on the left and ^{137}Cs on the right; background is subtracted.

To extend the energy calibration range, the line of 208Tl in the natural background with maximum energy was used. The example of NaI[Tl] calibration and energy resolution plots is presented in figure 2. Good linearity of the detector response in the energy range from 0.5 to 2.6 MeV was obtained. The detector resolution at the line of 137Cs is approximately 11%, which is enough for background monitoring purposes.

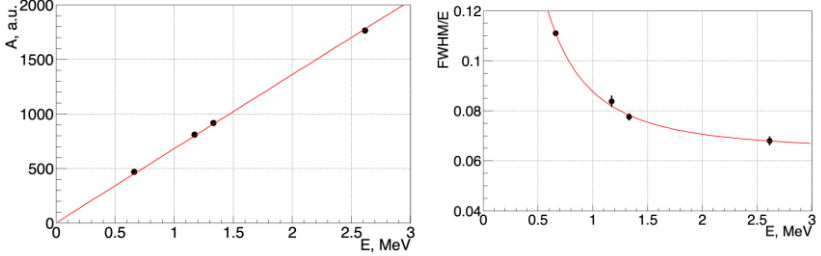


Figure 2. NaI[Tl] calibration and resolution

The energy resolution points were fitted according to the formula 3.1:

$$\frac{FWHM}{E} = \sqrt{a^2 + \left(\frac{b}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{c}{E}\right)^2}, \quad (3.1)$$

where a , b and c represent constant, stochastic, and noise terms with the obtained values 5.8%, 3.5%, and 5.5%, respectively. This energy resolution dependence was incorporated into the Geant4 [21] Monte Carlo (MC) model in order to determine components of the background spectrum.

The first set of measurements in different locations of the experimental hall has shown that the gamma background is mostly natural. In figure 3, there is a comparison between spectra obtained at KNPP (in red color) and during the laboratory tests at MEPhI (in blue color). Deviations in the 40K peak height can be explained by slightly different content of this isotope in the concrete at the laboratory and KNPP. The count rate at

KNPP is by a factor of 4.8 higher than that in the laboratory tests due to the much thicker concrete floor, ceiling, and walls. A lower count rate in the high energy region in the KNPP data is associated with the lower muons rate at KNPP due to almost 50 m.w.e. provided by the power unit building and the reactor itself above the experimental hall.

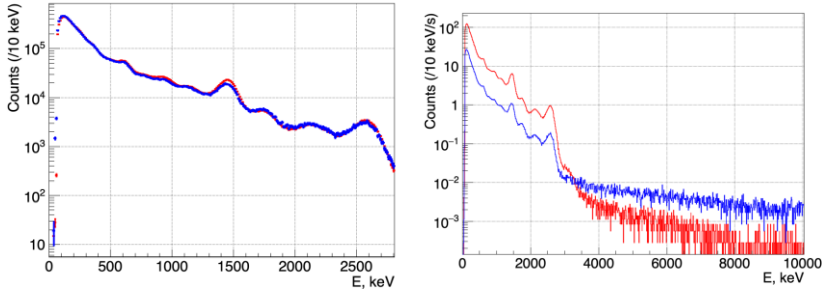


Figure 3. Comparison of the gamma NaI(Tl) spectrum obtained at KNPP (in red) with the one obtained in the laboratory measurements (in blue); on the left plot, normalization is performed by total integral, on the right plot, the spectra are normalized by count rate.

During the RED-100 experimental run, the small NaI(Tl) detector was used for continuous external background monitoring. The spectra, acquired over 20 minutes each, were stored during the detector operation. Calibration of the detector with gamma sources described above was done once a week for one hour per source. To get the plot of count rate versus time, calibration periods and bad-quality 20-minute data collecting bunches were excluded. These bad-quality data files originated rarely by manually switching off the data acquisition loop before calibrations or for the routine restart of the loop and their rate did not exceed one bad 20-minute file per 2–3 days. Then, the total amount of collected events was normalized to the data collecting live time for each day.

The result of the average count rate per second per whole energy range (0.05 – 10 MeV) during each day is in figure 4. As can be seen from figure 4, there was no influence of the reactor operation on the gamma-background in the RED-100 experimental hall. The increasing count rate trend started at the end of February and was caused by the draining of the water from the RED-100 passive shield.

Knowing that the count rate is independent of the reactor operation status, having spectrum and rate in hand, the RED-100 response on the gamma background can be simulated. The proportion of background components (K40, U238 and Th232) is considered to be the same as in our previous measurements [20]. Simulation of the RED-100 response for the background components will be published in upcoming papers.

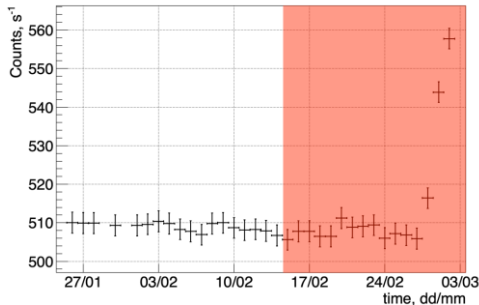


Figure 4. Averaged count rate per day during RED-100 experimental run; red transparent rectangle marks the reactor ON period; the increased count rate at the end of the monitoring cycle corresponds to the water draining from RED-100 passive shielding.

4. Neutron background

One of the most important backgrounds in reactor neutrino experiments is the neutron background. Neutrons can mimic CE ν NS signal in the ROI. It can provide a reactor-correlated background since the neutron flux may increase with the reactor turning on as it was shown in previous experiments [16]. The RED-100 experimental site is well shielded against slow neutrons originating in the reactor by the biological shield of thick concrete and by additional thick concrete ceilings at the level above. Background measurements at the level above can be found in paper [19]. The RED-100 passive water shield of 70 cm water in all directions eliminates neutrons background with energies below 1 MeV. Fast neutrons can be produced by cosmic muons interacting with the building constructions around the detector. As soon as different manipulations with water levels in the reactor and fuel water pools occur during the reactor OFF period, one might expect variations in the muon flux which can provide variations in the neutron flux as well. To measure and monitor the fast neutron background, a liquid scintillator BC501A Bicorn was

used. An important feature of a liquid scintillator detector is the presence of at least two components in the scintillation light with significantly different decay times. The ratio between fast and slow components intensity depends on the interaction particle type [22]. Thus, it is possible to use pulse shape discrimination (PSD) techniques to distinguish neutrons and gamma interactions [23]. To check the ability of our detector to distinguish neutrons from gammas, specially dedicated measurements were done in an adjoining room with reactor monitoring equipment containing a PuBe source. Two scatter plots in figure 5 represent measurements with and without PuBe source. PSD parameter was defined as the area of scintillation signal obtained at the event tail to the total event area. To increase the discrimination power of the PSD method the threshold between the event tail and the signal onset was varied taking the resolution between two bands as a figure of merit. The best threshold was found at 23 ns from the beginning of the scintillation signal.

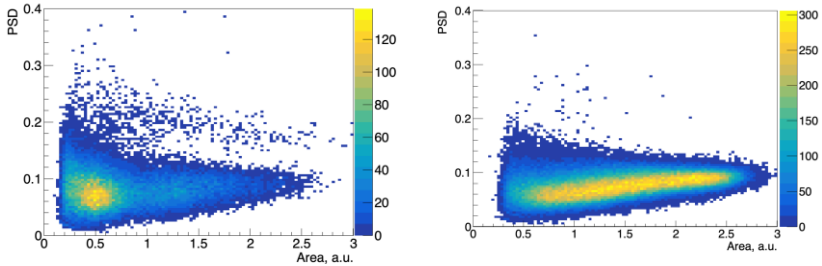


Figure 5. Dependence of PSD parameter on the area of the scintillation signal for the PuBe source (left) and the background at the RED-100 location (right).

In figure 5, two separate bands are clearly seen for the data obtained with and without the PuBe source. Only a few neutron events were observed for the same period of time without a PuBe source which can be associated with neutrons generated by cosmic muons at the detector location. Different energy spectra of gamma background at different sites explain the difference in intensities of gamma bands. Since the BC501A liquid scintillator is a light material it is hard to calibrate it using gamma sources [24]. There are no photo peaks in the pulse height spectra obtained with gamma sources, only Compton edges are visible. Therefore, to perform a fit of the Geant4 simulated spectra to the experimental ones, the energy scale and

resolution for each calibration source were varied simultaneously and iterative to minimize the χ^2/ndf fit parameter. The final versions of MC fit to the data for two gamma sources ^{60}Co and ^{137}Cs are shown in figure 6.

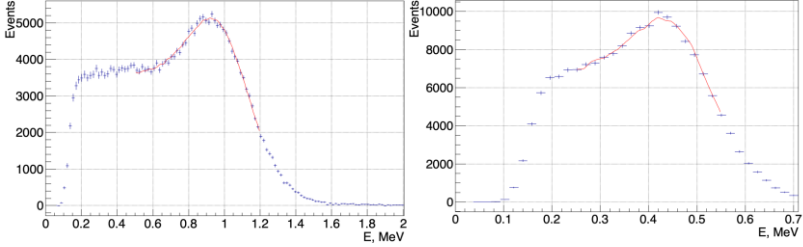


Figure 6. Calibration data obtained with ^{60}Co (left) and ^{137}Cs (right) sources with the Geant4 produced approximation.

A similar procedure was done to fit the gamma background spectrum in the energy region of the ^{208}Tl Compton edge. The spectra of the main background components (K40, U238 and Th232radioactive chains) were simulated. The background spectrum was fitted with all 3 components simultaneously using TFractionFitter ROOT class [25, 26]. The χ^2/ndf parameter was minimized in the iteration process to get the best fit of the measured background spectra with the simulated one.

Finally, a correspondence between the original event area obtained in the analysis and energy in MeV of electron recoils (MeVee) was established (see figure 7 on left) and the dependence of energy resolution (σ) was obtained (see figure 7 on right). Good linearity of the detector response was achieved for the whole calibration range. The stability of the Bicon detector during the data taking period was checked with a weekly calibration procedure. It was observed that the value of light yield decreased slightly during data taking reaching a maximum deviation of $\sim 5\%$. This was accounted for the systematic uncertainty estimation.

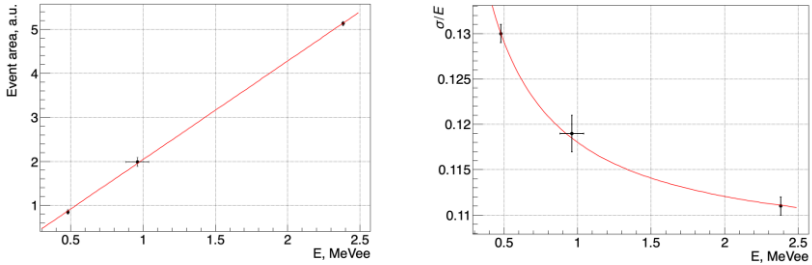


Figure 7. Bicorn scintillation detector calibration and resolution obtained with gamma sources and background data; the energy uncertainty for the ^{60}Co calibration point is enhanced to fulfill the fact of the presence of two unresolved Compton edges for this source.

To make a prediction of the neutron background in RED-100 one should know the neutron flux and the energy spectrum at the detector site. Since the energy deposition for neutrons and electrons of the same energy differs in liquid scintillators, one should use the quenching factor (QF) for re-scale energy from MeVee to MeV nuclear recoils (MeVnr). We use QF parametrization from ref. [27]. This parametrization along with the measured detector resolution was incorporated into Geant4 model of the Bicorn detector. With this model, a procedure of energy unfolding and flux normalization was performed. The limited experimental statistics of neutron events don't allow us to characterize possible features on the neutron energy spectrum. Thus, an unfolding procedure was simplified to get only a general behavior of the energy spectrum as a power law function of neutron energy [28–30]. To find the power law which provides the best fit of the simulated spectrum to the data the following iterative algorithm was used. Neutrons with a power-law energy spectrum were randomly generated in the Geant4 model from the flat square source of 2×2 meters, located at a distance of one meter from the edge of the detector. The angular distribution of the neutrons was isotropic in a solid angle of 2π to the same side where the detector was placed. The energy deposition for the neutron events was quenched according to the QF parametrization and additionally smeared by the obtained detector resolution. Then, the data was fitted with the simulated spectra in the energy region 0.6 – 4 MeVee. Low energy cut was used to avoid the region of low PSD power in order to avoid the reduction of efficiency due to the PSD cut. The best fit of the power-law spectrum was determined by minimizing χ^2/ndf and is equal to -2.9 ± 0.1 . The experimental neu-

trons spectrum was collected through all the data taking periods and the final MC spectrum is presented in figure 8.

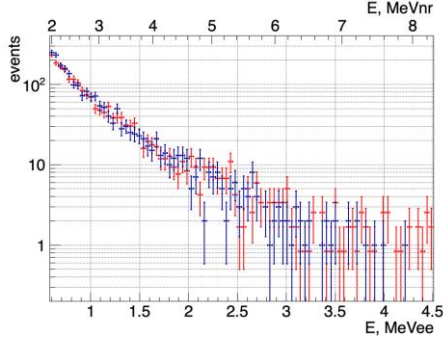


Figure 8. Experimental neutron energy deposition spectrum (blue) and the MC simulated one corresponded to a power-law neutron spectrum with $E^{-2.9}$; axis at the top represents energy in MeVnr scale with QF taken into account.

The number of MC neutrons, passed through the flat square counter of 2×2 cm, located at the central axis above the detector model in parallel with the source plane, was determined. Having this number of neutrons in hand, and the scaling factor from fitting the MC spectrum to the experimental one, the neutron flux at the experimental site normalized to the obtained neutron spectrum can be calculated. The problem is that in the energy range $0 - 0.6$ MeVee the neutrons and the electrons bands on the PSD plot are overlapping and it is impossible to calculate the exact number of neutrons in this region. At the same time it can't be lower than the number of neutrons passed PSD cuts, so this number was set as a lower limit of the neutron flux and was $(9,2 \pm 0,5) \times 10^{-5}$ neutr/cm² s. An upper limit was set in an assumption that the neutronspectrum continues to follow the $E^{-2.9}$ power law down to the neutron energy of about 1 MeVnr (~ 0.2 MeVee), which is at the edge of the Bicron sensitivity. Thus, an upper limit of neutrons flux was estimated as $(24.1 \pm 1.2) \times 10^{-5}$ neutr/cm² s.

Using the upper limit on the neutron flux and a neutron energy spectrum we estimated the associated background count rate in CEvNS ROI of RED-100. Preliminary Geant4 simulation suggests that it is about one event per day, which is of the same order of magnitude as the expected CEvNS signal. Therefore, possible variations of the neutron flux with the reactor operation have to be determined to estimate their potential influ-

ence on the RED-100 sensitivity to CE ν NS. For this purpose, the count rate of neutron interactions in the Bicorn detector corrected per unit of live time was plotted versus the astronomical time (Figure 9).

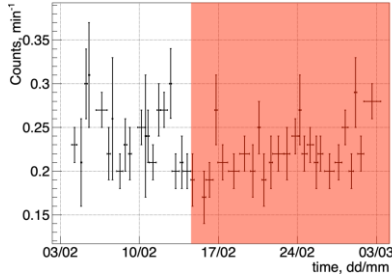


Figure 9. Count rate of neutron events obtained with the Bicorn liquid scintillator detector; the red transparent rectangle represents the reactor ON period; horizontal error bars show the duration of each run; the last point on the graph corresponds to the long run after the water shielding of RED-100 was drained.

One may notice that the mean neutron count rate during the reactor OFF period is slightly higher than during the reactor was ON which is actually unexpected. The difference is $\sim 10\%$ with about 2.3σ significance. At the same time, it is unlikely that the reactor power ramping up can reveal itself as a reduction in the ambient neutron flux. We suppose that some technical preparations made by the KNPP staff a day or so before the reactor was turned on could affect that. For example, it might be due to increased boron concentration inside the primary circuit reactor water. There are several stations to measure its concentration around the RED-100 locations. Each station is equipped with a PuBe neutron source. Thus, increasing the boron concentration can reduce the part of ambient neutrons background associated with these sources. According to the WWER-1000 reactor operation technology, the boron concentration should be increased if the new fuel is installed which happened in our case. We also have a confirmation from the reactor authority that the boron concentration has increased in that period.

5. Radon background

The ^{222}Rn level was controlled by two radon indicators RADEX MR107 and MR-107+ with a nominal sensitivity threshold of 30 Bq/m 3 . As it was reported in our previous paper [18], the measured radon level varied from the detection threshold of ~ 30 Bq to ~ 100 Bq with few peaks of up to ~ 300 Bq during the data taking. Now, we have got the full dataset

of NaI[Tl] detector analyzed. The calculated count rate of NaI[Tl] in the full energy range can constrain variations of ^{222}Rn level with time in both the water shield and the surrounding air. For that purpose Geant4 simulation was performed and ^{222}Rn concentration was limited at 95% confidence level based on the absence within the errors of the diurnal NaI[Tl] count rate variations. These concentrations are 189 ± 17 Bq/m³ for the air and 3.2 ± 0.3 Bq/L for water if we don't take into account the solubility of radon in water. At the same time, the radon solubility in water is quite low (0.0093 mol/kg/bar [31] at room temperature). The partitioning coefficient of ^{222}Rn between pure solvent and air is about 0.24 at room temperature [32]. This can further reduce the possible variations of ^{222}Rn in the water shield for an additional two orders of magnitude. Having NaI[Tl] count rate behaviour which is more reliable than the domestic indicators data the latter were additionally constrained. Averaging the measured level of ^{222}Rn in the air by RADEX detectors through all the data taking period, we estimated its rate as 41 ± 15 Bq/m³. Also, we didn't observe any correlation of the ^{222}Rn count rate with the reactor operational status.

6. Muon and muon-induced background

Operating at surface RED-100 is exposed to the high flux of atmospheric muons [33]. This background can be well identified and vetoed by the special blocking trigger described in our previous paper [18]. At the same time, muons cause secondary backgrounds. First, they can generate secondary neutrons in the copper shield [34] and RED-100 has only a few centimeters of water protection from these neutrons. Second, and the most dangerous for CE ν NS study, muons generate a huge energy deposition inside LXe followed by a long and intense tail of delayed single electron (SE) signals background. Multiple coincidences of these SE events can mimic CE ν NS events [35–37]. It was shown previously [17] that the latter kind of background dominated in the region of interest for the CE ν NS search. During the reactor OFF period and at the reactor turning ON the amount of water in the pools above the RED-100 location varied, which could cause changes in muon flux. Specially dedicated runs of RED-100 were carried out to measure muon flux within RED-100. The muon count rate observed in these runs is presented in figure 10, and it is about 7 times lower than in the laboratory test. We also didn't observe any correlations with the reactor operational status. Thus,

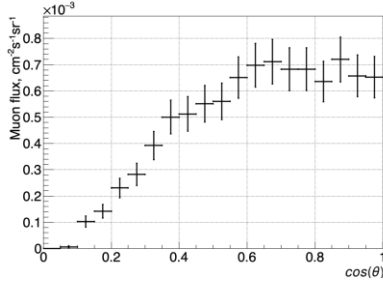


Figure 11. Muon angular distribution at the RED-100 location.

With this angular distribution, the number of muon tracks that pass through the copper shield but are invisible by the RED-100 detector was estimated with *geantinos* in *Geant4* simulation. The average path in copper per such tracks was calculated. Then, using the neutron yield per cosmic muon of 2.1×10^{-5} n/cm^2 and mean energy of 8.9 MeV [34] neutrons were randomly generated in the copper in *Geant4* model. This resulted in about 30 events per day in CEvNS ROI for RED-100. This background is expected to be stable following the muon flux stability.

To check if the muon-induced SE background is stable during the RED-100 data taking period, the single electron rate was measured in special runs using a random trigger. This random trigger was generated with a 2 Hz frequency by the generator, independently from any events in RED-100 except for muons veto. Waveforms with a duration of 300 μs were recorded. Then, single electron clusters were found on those waveforms and their rate was calculated. This rate is presented in figure 12.

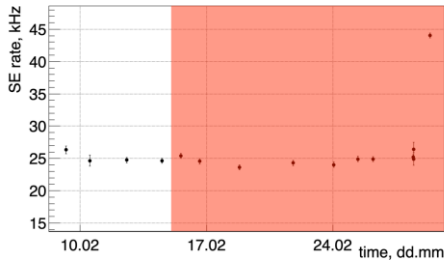


Figure 12. Single electron count rate measured with random trigger in RED-100; red shadowed rectangle corresponds to the reactor ON period.

It was rather stable during the data taking period. The difference between the reactor OFF and ON periods is $1.9 \pm 1.2\%$. The count rate reduction was about a factor of 9 in comparison with our laboratory test. The rising up of the count rate at the end of the data taking period corresponds to the water draining from the passive shield of the detector. The latter increased the amount of high-energy gammas passed through the detector which also contributed to the single electron noise. The higher suppression level with respect to the laboratory test of the SE background than that of the muon rate can be explained, particularly, by the passive shield around the detector at the KNPP which reduces the external background flux contributing to the SE noise rate.

7. Conclusion

In this paper, we presented the data analysis of the ambient background at the RED-100 location at KNPP. Having several supplementary detectors for the background study and monitoring we measured the fluxes of the most important backgrounds which will be used for the model of background in the CE ν NS search energy region of interest of RED-100. We have shown that the ambient background count rate didn't increase with the reactor turning ON for all measured types of background which could possibly mimic CE ν NS rate. At the same time, we observed that there was a decrease in the neutron background rate by about 10% around the date when the reactor was on. Of course, it can't mimic the increase of the count rate with reactor ON since the downshifting in rate is observed. Furthermore, ambient neutron flux provides about one event in the CE ν NS region of interest per day according to our preliminary computer modeling. Thus, $\sim 10\%$ decreasing of its flux seems to be not important for the CE ν NS observation but has to be taken into account for the precise CE ν NS study. We have also shown that the main source of background in the region of interest, a spontaneous single electron noise produced by large energy depositions in the detector, was stable and didn't depend on the reactor operational status. The count rate of this background decreased by a factor of ~ 9 in comparison with our measurement in the laboratory conditions. This decrease was mainly due to the decrease of the muon background at the RED-100 location in comparison with that at the laboratory.

Acknowledgments

The authors express their gratitude to the State Atomic Energy Corporation Rosatom (ROSATOM) and the Rosenergoatom Joint-Stock Company for administrative support of the RED-100 project, the JSC Science and Innovations (Scientific Division of the ROSATOM) for the financial support under contract No.313/1679-D dated September 16, 2019, the Russian Science Foundation for the financial support under contract No.22-12-00082 dated May 13, 2022, the administrations of the National Research Nuclear University MEPhI (MEPhI Program Priority 2030), the National Research Center “Kurchatov Institute”, the Institute of Nuclear Physics named after G.I. Budker SB RAS, the Tomsk Polytechnic University (Development Program of Tomsk Polytechnic University No. Priority-2030-NIP/EB-004-0000-2022) for support in the development of technology of two phase emission detectors. The work was supported by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation, Project “New Phenomena in Particle Physics and the Early Universe” FSWU-2023-0073. The authors are grateful to the staff of the Kalinin NPP for their comprehensive assistance in conducting the RED-100 experiment, as well as the scientists from DANSS, ν GeN, and iDREAM experiments at the Kalinin NPP, for assistance in organizing measurements.

References

1. V. Kopeliovich and L. Frankfurt, Isotopic and chiral structure of neutral current, JETP Lett. 19 (1974) 145.
2. D.Z. Freedman, Coherent effects of a weak neutral current, Physical Review D 9 (1974) 1389.
3. D. Akimov et al., Observation of coherent elastic neutrino-nucleus scattering, Science 357 (2017) 1123.
4. COHERENT collaboration, First measurement of coherent elastic neutrino-nucleus scattering on argon, Phys. Rev. Lett. **126** (2021) 012002.
5. A. Bernstein, N. Bowden, B.L. Goldblum, P. Huber, I. Jovanovic and J. Mattingly, Colloquium: Neutrino detectors as tools for nuclear security, Reviews of Modern Physics **92** (2020) 011003.
6. D.Y. Akimov et al., Coherent elastic neutrino scattering on atomic nucleus: recently discovered type of low-energy neutrino interaction, Physics-Uspekhi **62** (2019) 166.
7. H. Bonet, A. Bonhomme, C. Buck, K. Fylber, J. Hakenmüller, G. Heusser et al., Constraints on elastic neutrino nucleus scattering in the fully coherent regime from the conus experiment, Physical Review Letters **126** (2021) 041804.

8. J. Colaresi, J. Collar, T. Hossbach, A. Kavner, C. Lewis, A. Robinson et al., First results from a search for coherent elastic neutrino-nucleus scattering at a reactor site, *Physical Review D* **104** (2021) 072003.
9. G. Agnolet, W. Baker, D. Barker, R. Beck, T. Carroll, J. Cesar et al., Background studies for the miner coherent neutrino scattering reactor experiment, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **853** (2017) 53.
10. G. Angloher, F. Ardellier-Desages, A. Bento, L. Canonica, A. Erhart, N. Ferreira et al., Exploring $ce \nu ns$ with nucleus at the chooz nuclear power plant: Nucleus collaboration, *The European Physical Journal C* **79** (2019) 1018.
11. T. Salagnac, J. Billard, J. Colas, D. Chaize, M. De Jesus, L. Dumoulin et al., Optimization and performance of the cryocube detector for the future ricochet low-energy neutrino experiment, *Journal of Low Temperature Physics* (2023) 1.
12. L. Flores, E. Peinado, E. Alfonso-Pita, K. Allen, M. Baker, E. Behnke et al., Physics reach of a lowthreshold scintillating argon bubble chamber in coherent elastic neutrino-nucleus scattering reactor experiments, *Physical Review D* **103** (2021) L091301.
13. H.T.-K. Wong, Taiwan experiment on neutrino—history and prospects, *International Journal of Modern Physics A* **33** (2018) 1830014.
14. V. Belov, V. Brudanin, V. Egorov, D. Filosofov, M. Fomina, Y. Gurov et al., The vgen experiment at the kalinin nuclear power plant, *Journal of Instrumentation* **10** (2015) P12011.
15. A. Aguilar-Arevalo, X. Bertou, C. Bonifazi, G. Cancelo, B.A. Cervantes-Vergara, C. Chavez et al., Search for light mediators in the low-energy data of the connie reactor neutrino experiment, *Journal of High Energy Physics* **2020** (2020) 1.
16. J. Hakenmaller, C. Buck, K. Falber, G. Heusser, T. Klages, M. Lindner et al., Neutron-induced background in the conus experiment, *The European Physical Journal C* **79** (2019) 1.
17. [17] D.Y. Akimov et al., First ground-level laboratory test of the two-phase xenon emission detector red-100, *Journal of Instrumentation* **15** (2020) P02020.
18. D.Y. Akimov, I. Alexandrov, R. Alyev, V. Belov, A. Bolozdynya, A. Etenko et al., The red-100 experiment, *Journal of Instrumentation* **17** (2022) T11011.
19. I. Alekseev, V. Belov, V. Brudanin, M. Danilov, V. Egorov, D. Filosofov et al., Danss: Detector of the reactor antineutrino based on solid scintillator, *Journal of Instrumentation* **11** (2016) P11011.
20. D.Y. Akimov, I. Aleksandrov, V. Belov, A. Bolozdynya, Y.V. Efremenko, A. Etenko et al., A passive shield for the red-100 neutrino detector, *Instruments and experimental techniques* **64** (2021) 202.
21. S. Agostinelli, J. Allison, K.a. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce et al., Geant4 a simulation toolkit, *Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **506** (2003) 250.
22. J. Černý, Z. Doležal, M. Ivanov, E. Kuzmin, J. Švejda and I. Wilhelm, Study of neutron response and n - γ discrimination by charge comparison method for small liquid scintillation detector, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **527** (2004) 512.
23. C. Guerrero, D. Cano-Ott, M. Fernandez-Ordóñez, E. González-Romero, T. Martínez and D. Villamarín, Analysis of the bc501a neutron detector signals using the

true pulse shape, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **597** (2008) 212.

24. H. Klein and S. Neumann, Neutron and photon spectrometry with liquid scintillation detectors in mixed fields, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **476** (2002) 132.

25. R. Barlow and C. Beeston, Fitting using finite monte carlo samples, Computer Physics Communications **77** (1993) 219.

26. R. Brun and F. Rademakers, Root—an object oriented data analysis framework, Nuclear instruments and methods in physics research section A: accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment **389** (1997) 81.

27. F. Arneodo, P. Benetti, A. Bettini, A.B. Di Tigliole, E. Calligarich, C. Carpanese et al., Calibration of bc501a liquid scintillator cells with monochromatic neutron beams, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **418** (1998) 285.

28. R. Sanna and K. O'brien, Monte-carlo unfolding of neutron spectra, Nuclear Instruments and Methods **91** (1971) 573.

29. M. Reginatto, Overview of spectral unfolding techniques and uncertainty estimation, Radiation Measurements **45** (2010) 1323.

30. M. Matzke, Unfolding procedures, Radiation protection dosimetry **107** (2003)

31. M.W. Chase and N.I.S.O. (US), NIST-JANAF thermochemical tables, vol. 9, American Chemical Society Washington, DC (1998), 10.18434/T42S31.

32. V. Jobbgy, T. Altitzoglou, P. Malo, V. Tanner and M. Hult, A brief overview on radon measurements in drinking water, Journal of environmental radioactivity **173** (2017) 18.

33. G. Heusser, Low-radioactivity background techniques, Annual review of Nuclear and Particle science **45** (1995) 543.

34. R. Kneil, A. Caldwell, Q. Du, A. Empl, C. Gooch, X. Liu et al., Muon-induced neutrons in lead and copper at shallow depth, Astroparticle Physics **111** (2019) 87.

35. P. Sorensen and K. Kamdin, Two distinct components of the delayed single electron noise in liquid xenon emission detectors, Journal of Instrumentation **13** (2018) P02032.

36. E. Santos, B. Edwards, V. Chepel, H. Араньо, D.Y. Akimov, E. Barnes et al., Single electron emission in two-phase xenon with application to the detection of coherent neutrino-nucleus scattering, Journal of High Energy Physics 2011 (2011) 1.

37. D.Y. Akimov, V. Belov, A. Bolozdynya, A. Burenkov, Y.V. Efremenko, A. Etenko et al., Observation of delayed electron emission in a two-phase liquid xenon detector, Journal of Instrumentation **11**(2016) C03007.

First constraints on the coherent elastic scattering of reactor anti-neutrinos off xenon nuclei

D.Yu. Akimov¹, I.S. Alexandrov^{1,2}, V.A. Belov^{3,1}, A.I. Bolozdynya¹, A.V. Etenko^{3,1}, A.V. Galavanov¹, Yu.V. Gusakov⁴, A.V. Khromov¹, A.M. Kononov^{1,5}, V.N. Kornoukhov^{1,6}, A.G. Kovalenko^{3,1}, E.S. Kozlova¹, A.V. Kumpan¹, A.V. Lukyashin^{1,7}, A.V. Pinchuk¹, O.E. Razuvaeva¹, D.G. Rudik^{1,8}, A.V. Shakirov¹, G.E. Simakov^{1,3}, V.V. Sosnovtsev¹, and A.A. Vasin¹

(RED-100 collaboration)

¹ National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115 09, Russia

² National Research Tomsk Polytechnic University, 30 Lenin ave, Tomsk, 63050, Russia,

³ National Research Center “Kurchatov Institute”, 1 Akademika Kurchatova sq., Moscow, 123182, Russia

⁴ Joint Institute for Nuclear Research, 6 Joliot-Curie St, Dubna, Moscow region, Russia

⁵ P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, 53 Leninskiy Prospekt, Moscow, 119991, Russia

⁶ Institute for Nuclear Research, 7a 60-letiya Oktyabrya ave, Moscow, 117312, Russia

⁷ MIREA - Russian Technological University, Lomonosov Institute of Fine Chemical Technologies, 86 Vernadsky Avenue, Moscow, 119571, Russia

⁸ University of Naples Federico II, Corso Umberto I 10, Naples, 80138, Italy

Abstract

RED-100 is a two-phase emission detector with an active volume containing 126 kg of liquid xenon. The detector was exposed to the antineutrino flux of about $1.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ at a distance of 19 m from the 3.1 GW Kalinin Nuclear Power Plant (KNPP) reactor core. The comparison of data from 331 kg-days with the reactor on and 106 kg-days with the reactor off shows no statistically significant excess and allows to put constraints on coherent elastic interactions of antineutrinos with xenon nuclei.

I. INTRODUCTION

Coherent elastic neutrino-nucleus scattering (CEvNS) is a Standard model process mediated by the neutral current of the weak interaction [1,2]. The cross-section of this process dominates among other interactions of low energy neutrinos ($E_\nu < 50 \text{ MeV}$) with matter due to interference of neutrino-nucleon scattering amplitudes. The CEvNS cross-section [3] can be written as

$$\frac{d\sigma}{dT} \simeq \frac{G_F^2 Q_w^2 M}{4\pi} \left(1 - \frac{T}{T_{max}}\right) F_{nuc}^2(q^2), \quad (1)$$

where G_F is the Fermi constant, M is the mass of the nucleus and T is energy of a nuclear recoil. The weak charge of a nucleus is

$$Q_w = N - (1 - 4 \sin^2 d_w)Z, \quad (2)$$

where Z and N are the numbers of protons and neutrons in a target nucleus, while $\sin d_w$ is the electroweak mixing angle [4]. The cross-section vanishes for the backward neutrino scattering corresponding to the maximal energy of a nuclear recoil

$$T_{max} = 2 E_\nu / (M + 2E_\nu), \quad (3)$$

where E_ν is the incident neutrino energy.

The degree of interference of individual neutrino- nucleon scattering amplitudes is characterized by the value of a nuclear form factor $F_n 2_{uc}$ depending on the value of momentum transfer squared q^2 . This form factor reflects a spatial distribution of nucleons within a nucleus relative to the transferred momentum wavelength [5, 6].

The delay of more than forty years between the CEvNS prediction and its first observation [7] illustrates the challenge of finding a combination of a very bright neutrino source and an extremely sensitive detector. While the suitable energy spectrum and flux magnitude are required from the former, the latter should provide a sufficient target mass and a low energy threshold. The field of CEvNS research includes experiments at pion decay at rest sources (nDAR) [8-10], nuclear reactors [11-26] and underground dark matter search experiments able to probe solar neutrinos [27-30]. At the moment of writing, three CEvNS detection results are reported by the COHERENT collaboration [31] at the Spallation Neutron Source (CsI [7, 32], Ar [33], Ge [34]) and two from the dark matter search experiments with ton-scale two-phase xenon detectors [35, 36].

The experiments at nuclear reactors promise both valuable scientific and technological results. The former include constraints on non-standard neutrino interactions [37, 38] (particularly induced by low-mass mediators), while the latter are associated with the CEvNS detectors potential for nuclear nonproliferation [39-41]. The only CEvNS measurement at reactors to date is reported by the Dresden-II experiment [14] using a

germanium detector. A tension between this claim and the recent constraint from CONUS [12] is to be resolved by further measurements.

RED-100 [42] is a two-phase xenon detector [43, 44] with the largest sensitive mass and the heaviest target nucleus out of all reactor CEvNS experiments to date. Such a combination together with the sensitivity and scalability of the two-phase technique is promising for scientific research as well as reactor monitoring applications. Recently another experiment (RELICS) with a similar concept was proposed for CEvNS observation at the Sanmen Nuclear Power Plant [45]. This work is devoted to the first constraints on CEvNS from the RED-100 exposition at the Kalinin Nuclear Power Plant (KNPP) [46].

II. THE RED-100 EXPERIMENT

A. Experimental setup

The cylindrical sensitive volume of the RED-100 detector has a diameter of 36 cm and a height of 41.5 cm and contains about 130 kg of liquid xenon (LXe). Ionizing radiation produces both excitation and ionization of xenon atoms in the sensitive volume. The excitation leads to the scintillation flash coincident with the moment of interaction. The ionization electrons drift to the surface of the liquid and are extracted into the 0.9 cm thick gas gap filled with the xenon vapor at about 1.3 atm, where the electric field is strong enough to cause electroluminescence. It is generated all along the paths of electrons from the LXe surface to the anode electrode. The light is collected by a PMT array of 19 Hamamatsu R11410-20 units [47, 48] located above the anode. Seven PMTs of the bottom array facilitate the detection of primary scintillation. The scheme of PMTs positions is shown in fig. 1. The drift field strength in the largest part of the liquid volume but the upper 1.0 cm is about 218 V/cm corresponding to the maximal drift time of 265 μs to the gas gap. The electric field strength in the 1.0 cm of the liquid above the gate mesh electrode is 2.68 ± 0.04 kV/cm [49], and 4.96 ± 0.07 kV/cm in the gas gap. The latter accounts for the 2 μs duration of electroluminescence for a point-like charge.

The RED-100 setup was deployed at Unit 4 of KNPP in 2021 [42, 46]. The detector was exposed to the antineutrino flux of about $1.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ at a distance of 19 m under the center of the ~ 3.1 GW thermal power reactor core. The reactor building and construction materials of the unit provide about 50 m.w.e. overburden in the vertical direction and overall reduction of the muon flux by a factor of ~ 7 [51, 52]. The detec-

tor was surrounded by the 5-cm-thick copper layer and submerged into the water tank, providing about 70 cm of water in any direction [53].

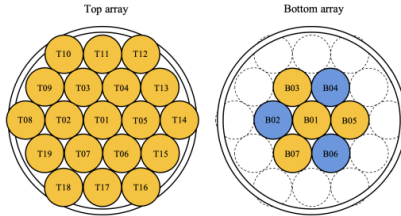


FIG. 1. The top-view scheme of the PMT arrays of RED- 100. PMTs B02, B04, and B06 (blue color) were operated at lower voltage (see text).

B. Data collection

CEvNS events produce very low energy depositions. For reactor antineutrinos and xenon targets, it is mostly below 1 keV, which results in only several ionization electrons. A single electron (SE) signal in RED-100 manifests itself as 20-30 single photoelectron (SPE) signals detected by PMTs and distributed almost uniformly across the electroluminescence duration [49]. Thus a CEvNS event consists of dozens to hundreds of SPE pulses distributed over a significant time span of 2 to 5 *ns* across 19 PMTs channels. These pulses are small with about 8 mV amplitude (after tenfold external amplification) and 20 ns duration. To effectively detect such signals a dedicated data acquisition system (DAQ) trigger based on pulse counting was developed [54]. Each PMT signal is fed to individual discriminators CAEN V895 with a threshold low enough to detect SPE pulses. The average measured SPE detection efficiency is about 60%. The signals from the discriminators are sent to the complex digital triggering circuit built using the CAEN V1495 module. The circuit counts SPE pulses from the top PMT array in a running 2 *ns* window which corresponds to the characteristic electroluminescence duration. The CEvNS-like trigger detection threshold is set to 57 counts, i.e. about 3 ionization electrons to provide the lowest possible energy threshold while keeping the total trigger rate below the 20 Hz maximum allowed by DAQ.

As was shown by RED-100 [55, 56] and several other groups [57, 58], the big energy deposition from the passing of cosmic muons through the detector is a strong source of the background single electron (SE) like

signals. This is important for the RED-100 detector operated with a low overburden. The electronic shutter was added to the RED-100 electrode structure in order to suppress this effect. It prevents ionization electrons from extraction to the gas gap after the muon passage through the detector by reversing the electric field direction (see details in [17]). The muons are identified by their extremely large scintillation. The signals from the bottom array PMTs (B01, B03, B05, B07 in figure 1) are sent to the high-threshold (~ 1 V) discriminator and then to the majority two-of-four logic. The shutter blocking duration varies in the range from 0.3 to 6 ms depending on the muon energy estimated using the width of a scintillation pulse measured by sum signal from PMTs (B02, B04, B06) operated at a lower voltage. The trigger is vetoed for a full shutter duration plus 10 ps. Also, the trigger is vetoed for 300 ps after gamma events detected by a sum of signals from the bottom PMT array. As an enhanced measure to suppress time periods with high SE emission rates in the detector (noisy periods), a dedicated veto looking for high SPE rate periods was developed. It counts SPE pulses from the top PMT array in the 50 ps period and vetoes the trigger if more than 50 pulses are observed. This threshold is chosen to minimize the rate of triggers connected to random coincidences of spontaneous SE signals down to the DAQ recording rate of 20 Hz.

To handle CEvNS-like events effectively, fast electronics is used, and detailed waveforms with a sampling period of 2 ns are recorded for all PMTs by DAQ for further processing and analysis [59]. The xenon scintillation light yield for nuclear recoils in the reactor CEvNS region of interest is quite low (~ 3 photons for a 1 keV recoil [60]) making the detection and identification of such a signal unlikely. We work in S2-only mode which means only the secondary electroluminescent signal originating from the ionization electrons is considered in further analysis. Hence, it is unnecessary to record data for the maximal ionization drift time of 265 μs . For CEvNS data the recorded waveform duration is reduced to 30 μs . This choice is made to increase the data readout rate by the cost of degrading the ability to suppress a background from multiple scattering of gamma rays and neutrons. The trigger location within the recorded waveform provides about 18 μs before the candidate to examine the isolation of a signal of interest. We implemented direct measurement of livetime during the acquisition by counting pulses from a 1 MHz pulser vetoed in the same way as trigger. The average livetime over

elapsed real time ratio with CEvNS trigger is about 60%. Accumulated statistics for data collected with CEvNS trigger during reactor OFF period is 2.5M events for the 0.84 days livetime, while during reactor ON period it is 10.5M events and livetime of 2.63 days.

III. CEvNS SIGNAL PREDICTION

Calculation of sensitivity of the RED-100 detector and evaluation of experimental limit require detailed simulation of CEvNS signals in the detector. Such a simulation uses a proper antineutrino energy distribution to obtain a nuclear recoil spectrum of interest. It should be converted then into a spectrum in the units of ionization electrons generated in xenon, which in turn can be recalculated to an observable light signal. In this section, we describe each of these steps.

A. Antineutrino energy spectrum

The importance of the reactor antineutrino energy spectrum for the CEvNS signal simulation is related to the challenge of low energy nuclear recoils detection. The part of the antineutrino flux with $E_\nu > 8$ MeV, even low in intensity, can result in nuclear recoils above the detector threshold facilitating CEvNS observation. Several models of reactor antineutrino energy distribution can be found in literature [50, 61-71]. In this work we consider spectra suggested by authors from Kurchatov Institute (KI) [63, 64], one of summation models (SM2018) [65, 66], results from Daya Bay (DB) [69, 70] and recent evaluation by authors from Institute for Nuclear Research (INR) [71] verified using the Double Chooz data [72]. The first (KI) was used in the calculation of a CEvNS count rate for the initial RED-100 sensitivity study [17] and lacks antineutrinos with energy above 8 MeV. The second (SM2018) represents the results of a summation approach. It includes the high energy part of the antineutrino spectrum and allows recalculation for the arbitrary fuel composition. We also compare these two models with the deconvolved antineutrino spectra of DB and INR, both including parts with $E_\nu > 8$ MeV, however different in intensity.

The calculations performed based on all of these models assume isotropic antineutrino flux produced by a 3.09 GW thermal power VVER-1000 reactor. All spectra except DB² are recalculated for the main fissile isotopes fractions of 71.7% (^{235}U), 6.8% (^{238}U), 18.4% (^{239}Pu) and 3.1% (^{241}Pu) provided by KNPP. These fractions were considered unchanged

throughout the 3 weeks data taking period with the active reactor. The average value of energy released per fission used in these calculations is 204.0 MeV [73, 74]. The spectra-averaged differential cross-section for each model was used to obtain the nuclear recoil spectra for the RED-100 as a differential count rate. The CEvNS nuclear recoil spectra calculated for each of the antineutrino energy distribution models are shown in figure 2. These nuclear recoil spectra are used as input for the simulation along with the properties of liquid xenon as a sensitive medium and the detector characteristics.

The original works [69, 70] provide a single antineutrino spectrum for the fractions of 56.4% (^{235}U), 7.6% (^{238}U), 30.4% (^{239}Pu) and 5.6% (^{241}Pu). As there are no spectra for each of the main fissile isotopes, the recalculation for an arbitrary fuel composition is not possible.

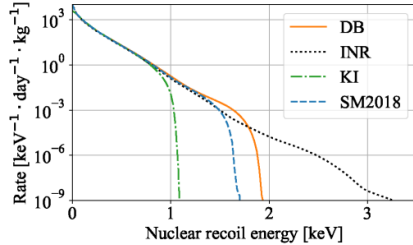


FIG. 2. Energy spectra of CEvNS xenon recoils for different models of reactor antineutrino energy distributions (see text).

B. CEvNS signal in RED-100

The simulation of liquid xenon response to nuclear recoils is performed based on the NEST v2.4.0 model [60] with an input temperature of 169 K, pressure of 1.29 bar and 218 V/cm electric drift field strength. The current NEST nuclear recoil model allows the simulation of ionization signals down to 0.2 keV (including the low-energy phenomena reported in [75]) covering most of the analytically calculated recoil spectra. The output of the NEST-based simulation is a number of ionization electrons generated by a nuclear recoil of a given energy at the site of interaction.

Before the electroluminescence, a cloud of ionization electrons undergoes two types of losses. The first is a capture of drifting electrons by electronegative impurities. The characteristic scale of this process is the lifetime of a free electron in liquid xenon. It was measured to be 874 ± 17

ps *in situ* based on the signals from cosmic muons [42, 49]. The second is the loss of electrons at the liquid-gas interface. It is characterized by the electron extraction efficiency (EEE) coefficient of $32.8 \pm 2.8\%$ evaluated based on the gamma-calibration data described in [49]. The simulated CEvNS recoil spectra in units of ionization electrons prior to and after these losses are shown in figure 3 (top). A drift of electrons in liquid xenon is simulated taking into account diffusion of the electron cloud in accordance with the formula described in [76] and [77]. This part of the simulation is crucial for the correct prediction of electroluminescence duration of CEvNS events.

The S2 part of every signal consists of several ionization electrons and can be represented as a sum of single electron (SE) signals. The size and duration of the electroluminescence signal produced by a few-electron ionization are simulated using the measured SE parameters and the light distribution over the PMT array which was calculated using light response functions (LRFs). The evaluation of SE parameters and LRFs is described in detail in [49].

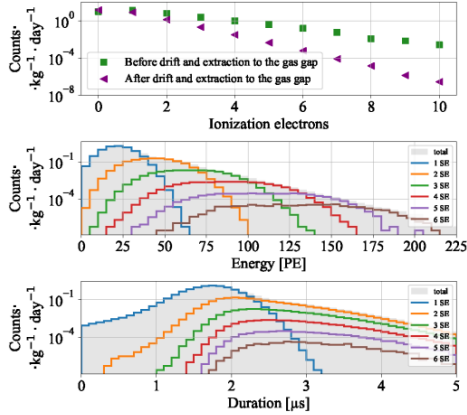


FIG. 3. **Top:** Simulated CEvNS spectrum in units of ionization electrons before (green squares) and after (purple triangles) extraction. **Middle:** The resulting simulated energy spectrum of the predicted CEvNS signal in units of detected PE. **Bottom:** The resulting duration distribution of the predicted CEvNS signal. All of the plots assume SM2018 and NEST charge yield fluctuations.

IV. DATA PROCESSING

The 30 μs -long waveforms of CEvNS candidate events acquired at KNPP are processed with the help of the REDOffline software [49]. This software performs pulse finding and parameterization for further analysis. Only pulses from the top array PMTs with areas larger than the threshold are considered. The threshold is defined as two standard deviations below the mean of a gaussian fit of the SPE area distribution for each PMT. Sequences of 5 or more pulses, such that there is no more than 500 ns between each two consequent, are identified as a cluster. A cluster is considered to represent low-energy electroluminescence from an interaction of ionizing radiation with xenon, although it can be associated with the overlap of a few spontaneous SE signals and/or SPE from the scintillation and dark current of PMTs.

The light collection efficiency depends on the cluster position in the horizontal (XY) plane and decreases with radius. We perform reconstruction of the position and correction of S2 area with a help of LRFs based on calibration data (see [49] for details). In what follows units

of detected energy deposition, either PE or ionization electrons, refer to the corrected quantities. The ionization electron number is evaluated from a corrected PE number using the measured electroluminescence gain of 27.0 PE per electron [49].

Prior to further discussion of the analysis cuts we define the CEvNS region of interest (ROI) in the following dimensions: duration, corrected energy, and reconstructed spatial position in the horizontal plane. Cutting on the vertical position of an energy deposition is not possible since S1 is too small to be detected and hence drift distance is unknown for discussed events. We discard events with a duration of less than 1.7 μs since those are identified as technical background originating from the detector's edge rim. Also, we do not consider events with a duration of more than 4 μs due to negligible expected CEvNS rate in this region. It should be mentioned here that the duration we use is calculated from the first SPE to the last one and hence it is bigger than the S2 duration calculated as the full width at half maximum. We also limit cluster energy to be more than 4 and below 7 electrons (110 and 189 corrected PE correspondingly). We only consider clusters within a reconstructed radius of 140 mm. This restriction is introduced due to a decrease in reconstruc-

tion precision due to a decline in light collection efficiency near the edge of the detector.

We introduce additional limitations of the ROI based on the check of the count rate stability, as a significant correlation of the rate with the ambient temperature fluctuations is observed at KNPP. The data analysis suggests that this correlation is caused by the dependence of discriminators' offsets on temperature leading to changes of SPE detection efficiency by the trigger. To cease this effect we exclude a part of the parameter space with a lower number of detected photoelectrons and larger durations. In particular, the difference between ON and OFF trigger efficiencies is required to be under 1% in comparison with OFF efficiency. The shape of this restriction is shown in Figure 4. This shape ensures that the trigger efficiency relative to the clusters from ROI is close enough to 100% so the variations related to temperature are negligible. This cut is more likely to reject events near the edge of the detector since they have a lower number of detected photoelectrons. The estimates of the trigger efficiency are performed with the help of the toy Monte-Carlo simulation and dedicated data from KNPP collected with gradually increasing CEvNS trigger threshold. The stability of the count rate in ROI with described requirements is verified within OFF and ON datasets.

We apply several selection cuts on characteristics of recorded waveforms and reconstructed parameters of clusters. These cuts are optimized based only on the OFF data and simulated CEvNS events by maximizing the sensitivity of the analysis to CEvNS. All selections as well as position and energy reconstruction procedure are applied both to simulated and measured events.

Some clusters within the defined ROI are followed by FIG. 4.

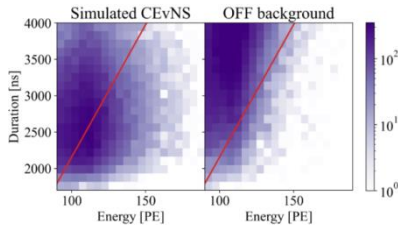


FIG. 4..Dependence of the duration cut on the energy. The events above the red line are rejected. Bin values for the simulated CEvNS events are normalized to the reactor OFF time. Bin values for the simulated CEvNS events are normalized to the OFF dataset size.

significant light emission not expected from CEvNS. Such events can be related to enhanced local SE emission rate as well as multiple scattering of neutrons or gamma-rays. We reject events with more than 10 pulses in $5.5 \mu\text{s}$ following the identified cluster. This cut rejects about 30% of background (OFF data) while preserving 90.5% of livetime.

A non-negligible part of a background is connected to coincidences of a SE electroluminescent signal with a scintillation or a short large-amplitude pulse, which can originate from the ionic afterpulses of a PMT or Cherenkov radiation in PMT glass. In such a coincidence a proper duration of a cluster is provided by SE while the most of “energy” is concentrated in a short time window. We suppress a contribution of these events to ROI by calculating a ratio of integral in a time window of -20 to $+180$ ns defined relative to the onset of the largest pulse to the whole integral of a cluster. This ratio is required to be less than the conservative value of 0.4, discriminating part of the background but not affecting the acceptance of regular S2 signals. We also introduce another parameter to reject the remaining events with the Cherenkov-like pulse shape. A ratio of a mean SPE integral to a pulse amplitude is calculated for each pulse in a cluster. We restrict the lowest of these ratios to be larger than 2.0, the latter value corresponds to an amplitude of about 40 mV, i.e. about 5 times larger than an average SPE pulse. Additionally, we consider a time window of $1 \mu\text{s}$ within a cluster that has the largest fraction of integral in it. The ratio of integral within this $1 \mu\text{s}$ to the full integral is required to be lower than 0.84. Such a parameter rejects coincidences of an SE signal with low energy electroluminescence at the periphery of the detector’s horizontal plane. These peripheral electroluminescent signals have a characteristic duration of 700 ns due to the peculiarity of the anode electrode design. The total efficiency of these conservative cuts relative to CEvNS signals from ROI was estimated as 98% based on the calculation of SPE overlap probability within a cluster. Finally, for each cluster, we consider the likelihood of a point-like (PL) light source in the gas gap to produce an observed distribution of light over the top PMT array. Few spontaneous SE signals can overlap producing a background event with a light distribution different from PL. To mitigate SE-coincidence background, two neural networks were developed. The first neural network (NN) uses only a light distribution over the PMT array normalized to the total amount of light registered. It

consists of 19 nodes in the input layer corresponding to 19 PMTs in the top array; 4 hidden layers with 70, 64, 72, and 44 nodes with ELU activation function [78] in each node; two batch normalization layers after the first and the last hidden layers. The architecture of this network was optimized with KerasTuner [79]. The second neural network (3DNN) uses 3-D (x, y, time) 10x10x20 pixels "images" of a signal. The network includes 3 convolutional [80] layers 3x3x5 and 3 fully connected layers with ELU [81] activation function and batch normalization after each layer. To predict the probability of an event being PL, the last layer in both neural networks consists of a single neuron with the sigmoid activation function. Events for training and validation datasets were simulated using the procedure described in Section III. The area under receiver operating characteristic curve [82] of neural networks on Monte-Carlo testing data reached 95% with a slightly better score for 3DNN. A detailed description of NN design and training will be provided in a separate paper. We used a cut based on predictions of both networks (see figure 5) to suppress the SE coincidence background. It can be seen that the OFF dataset contains a significant number of events with a big probability of being PL based on the NN scores. These events can be attributed to a background from interactions of ionizing radiation or to the spatial coincidence of spontaneous SE emission, e.g. originating from muon tracks [55, 56].

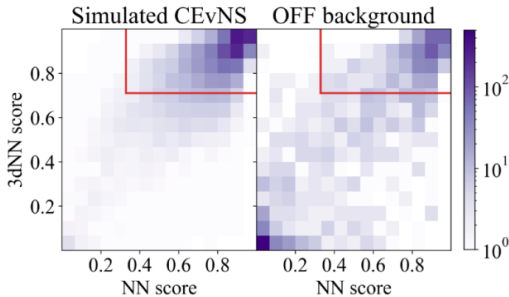


FIG. 5. 2-D distributions of the neural networks scores on the simulated CEvNS data (left) and OFF data (right). The score means the probability to originate from the pointlike source (1 - pointlike, 0 - not-pointlike). The red line indicates the chosen cut boundaries. Bin values for the simulated CEvNS events are normalized to the OFF dataset size.

The resulting influence of all cuts on the background and the expected CEv NS signal is presented in figure 6.

The background suppression is more than 99% while the CEvNS signal loss is 75% in ROI. The example of a background event passing the cuts is presented in figure 7.

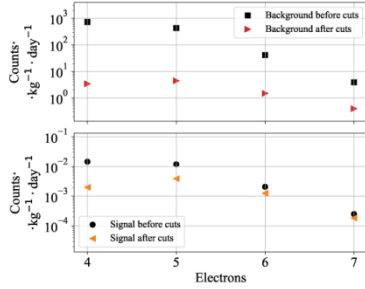


FIG. 6. Suppression of the background from reactor OFF data (top) and the CEvNS signal (bottom) under the assumption of SM2018 spectrum model.

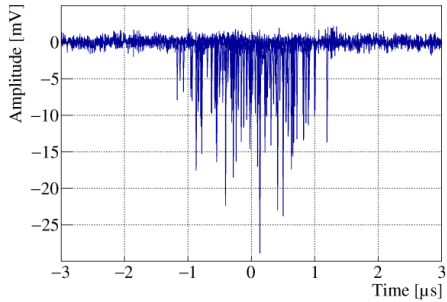


FIG. 7. Example of an event passing all cuts successfully. Channels corresponding to PMTs of the top array are overlaid.

V. SENSITIVITY

The sensitivity of RED-100 to CEvNS is estimated based on the data acquired during the reactor OFF period and simulated signal. We apply the requirements described in Section IV to the data and use parameters of clusters from the resulting selection to fill three histograms. The first one is for corrected energy estimates (in PE units). The second is a histogram of clusters duration connected to the vertical coordinate of an interaction through the broadening via diffusion of ionization electrons. The last one contains a distribution of radius squared which is calculated based on the candidates spatial position in the horizontal plane of the

detector. We scale each of these histograms by the OFF exposition to represent the background rate in units of counts per day per kg. In what follows we refer to them as “scaled OFF histograms”. It is useful to define also three CEvNS prediction histograms in the same parameter space and with all the selections applied (“scaled CEvNS histograms”). Based on scaled OFF and CEvNS histograms we evaluate the “expected ON histograms”. The values in channels of these histograms are equal to the sum of the values in respective channels of OFF and CEvNS spectra. The statistical uncertainties of values in expected ON histograms are recalculated to the exposition time acquired at KNPP during the reactor ON period. After that, we define three “expected residual histograms” by subtracting scaled OFF from expected scaled ON. By definition, the values in these residuals coincide with those from scaled CEvNS histograms, while the statistical uncertainties are an uncorrelated sum of uncertainties from scaled OFF and expected ON. The number of counts in each channel of OFF histograms before scaling is enough to apply χ^2 statistics.

We evaluate the sensitivity of the experiment to CEvNS using the set of expected residual histograms, a so-called “Asimov dataset” [83]. The statistical analysis approach we use is based on a simultaneous fit of three residual histograms to CEvNS expectation. The parameter of interest is the amplitude of a CEvNS signal A relative to the Standard model prediction, the only parameter varied in a fit. We consider the statistics of $\Delta\chi^2 = \chi^2(A) - \chi^2(A_{best})$, where A_{best} is a signal amplitude minimizing $\chi^2(A)$. For the “Asimov” residual $A_{best} = 1$ and $\chi^2(A_{best}) = 0$ by definition. The 90% confidence level (C.L.) sensitivity, i.e. the median expected limit, can be evaluated as A , such that $\Delta\chi^2(A) = 2.71$. The sensitivities derived for each variant of CEvNS prediction can be found in Table I in parentheses and one of the corresponding $\Delta\chi^2$ profiles is shown in figure 9 with dashed line. It can be seen that a limit of about 60-90 times larger than Standard model CEvNS is expected for the achieved energy threshold and exposition time. The reasons for a modest sensitivity and its significant dependence on CEvNS signal assumptions are discussed in Section VII.

Statistical analysis of the residual ON-OFF count rate is justified if the background is stable. For the background measurements, we used several additional detectors continuously running during the whole RED-100

data-taking period. Also, regular background monitoring runs were acquired with RED-100 itself. These measurements show good background count rate stability without any significant variations with changes in the reactor operation mode. A detailed description of these measurements and obtained results can be found in the dedicated paper [51].

VI. RESULTS

To evaluate experimental limits on CEvNS amplitude we repeat the analysis from Section V, but substitute expected count rate histograms and uncertainties with real ones based on the reactor ON data. Corresponding residual ON-OFF spectra are presented in figure 8. When fit to the CEvNS predictions they allow to produce $\Delta\chi^2$ profiles like the one shown in figure 9 and evaluate the experimental limits summarized in Table I. It can be seen that the best fit amplitude does not contradict the Standard model CEvNS prediction within the statistical uncertainty. The evaluated upper limits are slightly larger than the sensitivities calculated for the corresponding variants of a CEvNS prediction.

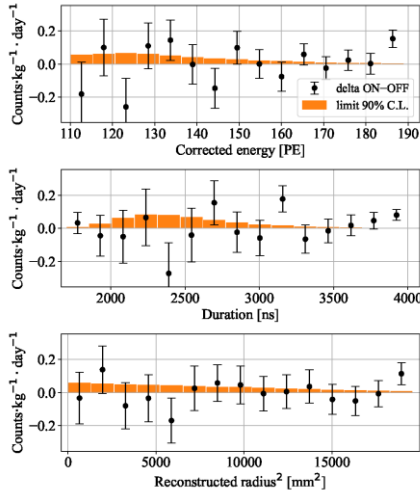


FIG. 8. Residual ON-OFF histograms for corrected energy (top), duration of a cluster (middle), and reconstructed radius squared (bottom).

Limit (Sensitivity) at 90% C.L., xSM			
SM 2018	KI	DB	INR
63 (58)	94 (90)	61 (56)	70 (64)

TABLE I. Upper limits (sensitivity) on CEvNS amplitude depending on the models of a primary antineutrino spectrum.

Apart from the systematic uncertainty associated with the reactor antineutrino energy spectra, there are two more effects significantly affecting the strength of the evaluated limit.

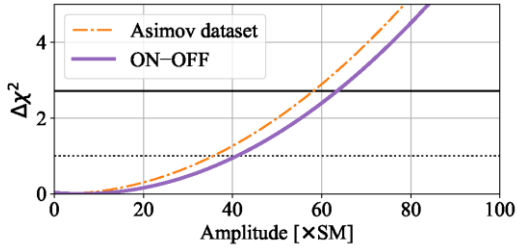


FIG. 9. Profiles of for $\Delta\chi^2$ the sensitivity studies and constraints of CEvNS amplitude under assumption of SM2018.

We illustrate the impact of these effects under the assumption of the SM2018 antineutrino spectrum. The first one is the uncertainty of the nuclear recoil charge yield in xenon estimated within the NEST framework. The change of the mean NEST charge yield to the lower (upper) edge of the corresponding uncertainty band (see Fig.3, bottom in ref. [60]) shifts the limit to 135xSM (27xSM). More low-energy nuclear recoil data for the NEST input are required to suppress this effect. Another source of uncertainty is the EEE value of $32.8 \pm 2.8\%$. Variation of EEE down (up) within its standard deviation changes the limit to 78xSM (43xSM) for the default nuclear recoil charge yield. The EEE value uncertainty evaluated for the RED-100 exposition at KNPP is dominated by the accuracy of the average energy required to produce an excitation quantum in liquid xenon $W = 13.8 \pm 0.9$ eV (see refs. [49, 84]).

VII. DISCUSSION

The modest sensitivity of the first run of RED-100 is caused by a combination of factors: relatively high energy threshold, higher than expected background rate, and moderate exposition time. The energy threshold of statistical analysis presented in this work is about 110 PE (4 ionization electrons). Given the achieved electron extraction efficiency of 32.8 ± 2.8 % and the ionization yield of xenon from NEST [60] this threshold corresponds to about 0.2 keV of electron recoil and 2 keV of nuclear recoil equivalent. The maximum energy of a xenon recoil from CEvNS of a 8 MeV antineutrino is about 1 keV. It means that only nuclear recoils from the highest-energy antineutrinos, producing a signal smeared by the fluctuations of ionization yield, extraction to the gas gap, and light collection end up within the RED-100 analysis ROI. This consideration explains a significant dependence of the evaluated sensitivity estimates on the model of the reactor antineutrino spectrum (see Table I). The expected energy threshold was not achieved due to the trigger efficiency instability associated with significant temperature variations at the site of the experiment.

The background rate observed in ROI at KNPP is significantly higher than expected [17]. Our simulations allow us to conclude that both ambient and cosmogenic neutrons as well as gamma rays cause a count rate much lower than that observed [51]. Another expected source of background is associated with spontaneous single electron emission. This process significantly affects the operation of two-phase xenon detectors at a shallow overburden. The SE rate observed at KNPP is reduced by about an order of magnitude compared to the previous measurements at MEPhI, down to 25 kHz [51]. The laboratory tests of the RED-1 prototype and the RED-100 detector demonstrated that the SE events flow is not Poissonian and consequent single electron signals are correlated in space [55, 56]. The presence of such correlations drastically undermines the PL cut efficiency. Correlated SE emission may be possible explanation of the observed background excess. Additional hints to this hypothesis include decreasing of the background rate with energy (lower probability of more electrons to overlap) and increasing for a larger duration at a given energy (more probable overlap within a longer time window). The moderate time of the detector exposition at KNPP is connected to technical issues on site. In order to estimate a potential of CEvNS obser-

vation we extrapolate the sensitivity of RED-100 to an astronomical year of operation at KNPP: a month of reactor outage and eleven months of reactor operation. This extrapolation suggests an expected 90% C.L. limit of about 15-20 times above the Standard Model prediction, still insufficient to observe CEvNS.

Despite the ability of RED-100 to detect single ionization electrons its sensitivity to CEvNS is limited by a combination of a background and low energy of xenon nuclear recoils. We consider the change of the active medium from xenon to argon, which effect into account, e.g. considered in refs. [87-89]. The difference between models is due to the application of particular fluctuation statistics at the steps of generation of total quanta (light and charge), number of ions, recombination, and quenching. Verification of these models is complicated by the scarcity of the low energy data both for xenon and argon. Though our tests show significant dependence of the CEvNS count rate above the detector threshold on the ionization yield fluctuation model, the NESTv2 approach gives the most conservative result. We note that the dependence of the result on the fluctuation model wanes with the reduction of the energy threshold and improvement of the detector resolution.

VIII. CONCLUSION

The first run of RED-100 at Kalinin Nuclear Power Plant demonstrates the feasibility of a 100 kg-scale two- phase noble gas detector operation at NPP with a low threshold of about 4 ionization electrons. The data analysis shows no statistically significant difference between 331 (192 in FV) kg-days of reactor ON and 106 (61 in FV) kg-days of reactor OFF. We obtain the first constraint on the coherent scattering of reactor anti-neutrinos off xenon nuclei of about 60-90 times larger than the Standard Model prediction, though dependent on the model of the primary anti-neutrino energy spectrum and ionization yield fluctuations. The performance of RED- 100 during the first run at KNPP is significantly affected by the single electron background associated with high energy depositions. A detailed study of spatial and time correlations between SE signals would greatly benefit understanding of the background in the range energy deposition range of a few ionization electrons. The sensitivity of the RED-100 experiment extrapolated to an astronomical year of data taking at KNPP is comparable to the first phases of other reactor experiments, although insufficient for CEvNS detection. The change of the

sensitive medium from xenon to argon is considered to facilitate observation of CEvNS at a nuclear reactor allows for larger energy of nuclear recoils and larger electron extraction efficiency for the same electric field strength [85]. The nuclear recoil charge yield is comparable for xenon and argon in reactor CEvNS ROI [86]. The drawbacks of using argon include lower total CEvNS cross-section, ^{39}Ar - related background, and lower light yield of electroluminescence in combination with a challenge of 128 nm light detection. The preliminary estimates of CEvNS count rate in the argon-filled RED-100 can be found in ref. [46]. These estimates suggest that the neutrino signal can be observed over the ^{39}Ar beta-background in the energy deposition range below five ionization electrons. It is not clear if the rate of spontaneous single electron signals in argon is lower or larger than in xenon. The upcoming laboratory tests of RED-100 with argon are to answer this question and show if the change of the medium is beneficial for the detector's sensitivity to reactor CEvNS.

In the course of evaluation of the CEvNS count rate we encountered an aspect of calculation we would like to highlight. It is a simulation of ionization yield fluctuations of nuclear recoils. While the results presented in this work are based on the fluctuations model from NESTv2 [60], there are other approaches to taking this

ACKNOWLEDGMENTS

The authors express their gratitude to the State Atomic Energy Corporation Rosatom (ROSATOM) and the Rosenergoatom Joint-Stock Company for administrative support of the RED-100 project, the JSC Science and Innovations (Scientific Division of the ROSATOM) for the financial support under contract No.313/1679-D dated September 16, 2019, the Russian Science Foundation for the financial support under contract No.22-12- 00082 dated May 13, 2022, the administrations of the National Research Nuclear University MEPhI (MEPhI Program Priority 2030), the National Research Center “Kurchatov Institute”, the Institute of Nuclear Physics named after G.I. Budker SB RAS. The work was funded by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation, Project “New Phenomena in Particle Physics and the Early Universe” FSWU-2023- 0073. The authors are grateful to the director of the Institute of Industrial Nuclear Technologies of MEPhI (IINT MEPhI) - Eduard Glagovsky and the management of the Institute of Nuclear Physics

and Technologies of MEPHI (INPT MEPHI), for their support. Our work was performed using resources of NRNU MEPHI high-performance computing center. The authors are grateful to the staff of the Kalinin NPP for their comprehensive assistance in conducting the RED-100 experiment, as well as the scientists from DANSS, vGeN, and iDREAM experiments at the Kalinin NPP, for assistance in organizing the measurements. We would like to add a special thanks to Olga Zeldovic (Kurchatov Institute) for productive discussions of data analysis and signal selection. We also would like to express our gratitude to Matthew Szydagis (SUNY Albany) for fruitful discussions about nuclear recoil charge and light yield models. We are thankful to Valery Sinev (INR RAS, MEPHI) and Nataliya Skrobova (LPI RAS) for exchanges regarding the reactor antineutrino energy spectra. Dmitry Rudik and Olga Razuvaeva express their gratitude to Andrey Voynov (Google) and Leonid Gremyachikh (HSE) for the fruitful discussions about possible neural network implementations for background suppression.

References

1. D. Z. Freedman, Coherent effects of a weak neutral current, *Phys. Rev.* **9**, 10.1103/PhysRevD.9.1389 (1974).
2. V. B. Kopeliovich and L. L. Frankfurt, Isotopic and chiral structure of neutral current, *JETP Lett.* **19**, 145 (1974).
3. M. Lindner, W. Rodejohann, and X.-J. Xu, Coherent Neutrino-Nucleus Scattering and new Neutrino Interactions, *J. High Energ. Phys.* **03**, 097, arXiv:1612.04150 [hep-ph].
4. J. Erler and M. J. Ramsey-Musolf, The Weak mixing angle at low energies, *Phys. Rev. D* **72**, 073003 (2005), arXiv:hep-ph/0409169.
5. R. H. Helm, Inelastic and Elastic Scattering of 187-Mev Electrons from Selected Even-Even Nuclei, *Phys. Rev.* **104**, 1466 (1956).
6. D. Baxter et al., Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering at the European Spallation Source, *J. High Energ. Phys.* **02**, 123, arXiv:1911.00762 [physics.ins-det].
7. H. Bonet et al. (CONUS Collaboration), Constraints on elastic neutrino nucleus scattering in the fully coherent regime from the CONUS experiment, *Phys. Rev. Lett.* **126**, 041804 (2021), arXiv:2011.00210 [hep-ex].
8. N. Ackermann et al., Final CONUS results on coherent elastic neutrino nucleus scattering at the Brokdorf reactor, (2024), arXiv:2401.07684 [hep-ex].
9. I. Alekseev et al. (vGeN Collaboration), First results of the vGeN experiment on coherent elastic neutrino-nucleus scattering, *Phys. Rev. D* **106**, L051101 (2022), arXiv:2205.04305 [nucl-ex].
10. J. Colaresi et al., Measurement of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering from Reactor Antineutrinos, *Phys. Rev. Lett.* **129**, 211802 (2022), arXiv:2202.09672 [hep-ex].

11. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (CONNIE Collaboration), Search for coherent elastic neutrino-nucleus scattering at a nuclear reactor with CONNIE 2019 data, *J. High En- erg. Phys.* **05**, 017, arXiv:2110.13033 [hep-ex].
12. A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (CONNIE Collaboration), Searches for CEvNS and Physics beyond the Standard Model using Skipper-CCDs at CONNIE, (2024), arXiv:2403.15976 [hep-ex].
13. D. Y. Akimov *et al.* (RED-100 Collaboration), First ground-level laboratory test of the two-phase xenon emission detector RED-100, *JINST* **15** (02), P02020, arXiv:1910.06190 [physics.ins-det].
14. C. Augier *et al.* (Ricochet Collaboration), Fast neutron background characterization of the future Ricochet experiment at the ILL research nuclear reactor, *Eur. Phys. J. C* **83**, 20 (2023), arXiv:2208.01760 [astro-ph.IM].
15. C. Augier *et al.* (Ricochet Collaboration), First demonstration of 30 eVee ionization energy resolution with Ricochet germanium cryogenic bolometers, *Eur. Phys. J. C* **84**, 186 (2024), arXiv:2306.00166 [astro-ph.IM].
16. A. Sonay *et al.* (TEXONO Collaboration), Neutron background measurements with a hybrid neutron detector at the Kuo-Sheng Reactor Neutrino Laboratory, *Phys. Rev. C* **98**, 024602 (2018), arXiv:1803.09929 [nucl-ex].
17. S. Karmakar *et al.* (TEXONO Collaboration), Coherent Neutrino-Nucleus Elastic Scattering at Reactor with TEXONO Experiment, *PoS TAUP2023*, 226 (2024).
18. H. Kluck *et al.* (Nucleus (ν — *cleus*) Collaboration), Nucleus: Searching for Coherent Neutrino Nucleus Scattering at Lowest Energies, *J. Low Temp. Phys.* **209**, 936 (2022).
19. J. J. Choi *et al.* (NEON (ν_e ON) Collaboration), Exploring coherent elastic neutrino-nucleus scattering using reactor electron antineutrinos in the NEON experiment, *Eur. Phys. J. C* **83**, 226 (2023), arXiv:2204.06318 [hep-ex].
20. M. Chaudhuri (MINER Collaboration), The Mitchell Institute Neutrino Experiment at Reactor (MINER), *Springer Proc. Phys.* **277**, 589 (2022).
21. L. T. Yang, Y. F. Liang, and Q. Yue, RECODE program for reactor neutrino CEvNS detection with PPC Germanium detector, *PoS TAUP2023*, 296 (2024).
22. E. Alfonso-Pita *et al.* (SBC Collaboration), Scintillating Bubble Chambers for Rare Event Searches, *Universe* **9**, 346 (2023).
23. C. A. J. O’Hare, New Definition of the Neutrino Floor for Direct Dark Matter Searches, *Phys. Rev. Lett.* **127**, 251802 (2021), arXiv:2109.03116 [hep-ph].
24. J. Aalbers *et al.* (LZ Collaboration), First Dark Matter Search Results from the LUX-ZEPLIN (LZ) Experiment, *Phys. Rev. Lett.* **131**, 041002 (2023), arXiv:2207.03764 [hep-ex].
25. E. Aprile *et al.* (XENON Collaboration), First Dark Matter Search with Nuclear Recoils from the XENONnT Experiment, *Phys. Rev. Lett.* **131**, 041003 (2023), arXiv:2303.14729 [hep-ex].
26. W. Ma *et al.* (PandaX Collaboration), Search for Solar B8 Neutrinos in the PandaX-4T Experiment Using Neutrino-Nucleus Coherent Scattering, *Phys. Rev. Lett.* **130**, 021802 (2023), arXiv:2207.04883 [hep-ex].
27. D. Akimov *et al.* (COHERENT Collaboration), Simulating the neutrino flux from the Spallation Neutron Source for the COHERENT experiment, *Phys. Rev. D* **106**, 032003 (2022), arXiv:2109.11049 [hep-ex].

28. D. Akimov *et al.* (COHERENT Collaboration), Measurement of the Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering Cross Section on CsI by COHERENT, *Phys. Rev. Lett.* **129**, 081801 (2022), arXiv:2110.07730 [hep-ex].
29. D. Akimov *et al.* (COHERENT Collaboration), First Measurement of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering on Argon, *Phys. Rev. Lett.* **126**, 012002 (2021), arXiv:2003.10630 [nucl-ex].
30. S. Adamski *et al.*, First detection of coherent elastic neutrino-nucleus scattering on germanium, (2024), arXiv:2406.13806 [hep-ex].
31. Z. Bo *et al.* (PandaX), First Measurement of Solar ^8B Neutrino Flux through Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering in PandaX-4T, (2024), arXiv:2407.10892 [hep-ex].
32. E. Aprile *et al.* (xENON), First Measurement of Solar ^8B Neutrinos via Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering with XENONnT, (2024), arXiv:2408.02877 [nucl-ex].
33. J. Barranco, O. G. Miranda, and T. I. Rashba, Probing new physics with coherent neutrino scattering off nuclei, *J. High Energ. Phys.* **12**, 021, arXiv:hep-ph/0508299.
34. C. Giunti and A. Studenikin, Neutrino electromagnetic interactions: a window to new physics, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 531 (2015), arXiv:1403.6344 [hep-ph].
35. P. S. Barbeau *et al.*, Towards coherent neutrino detection using low background micropattern gas detectors, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **50**, 1285 (2003), arXiv:hep-ex/0212034.
36. C. Hagmann and A. Bernstein, Two-phase emission detector for measuring coherent neutrino-nucleus scattering, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **51**, 2151 (2004), arXiv:nucl-ex/0411004.
37. A. Bernstein *et al.*, *Colloquium*: Neutrino detectors as tools for nuclear security, *Rev. Mod. Phys.* **92**, 011003 (2020), arXiv:1908.07113 [physics.soc-ph].
38. D. Y. Akimov *et al.* (RED-100 Collaboration), The RED-100 experiment, *JINST* **17** (11), T11011, arXiv:2209.15516 [physics.ins-det].
39. B. A. Dolgoshein, V. N. Lebedenko, and B. U. Rodionov, New method of registration of ionizing-particle tracks in condensed matter, *JETP Lett.* **11**, 513 (1970).
40. A. Bolozdynya *et al.*, Emission detectors, *IEEE Transactions on Nuclear Science* **42**, 565 (1995).
41. C. Cai *et al.* (RELICS Collaboration), Reactor neutrino liquid xenon coherent elastic scattering experiment, *Phys. Rev. D* **110**, 072011 (2024), arXiv:2405.05554 [hep-ex].
42. D. Y. Akimov *et al.* (RED-100 Collaboration), The RED-100 experiment, *JINST* **17** (11), T11011, arXiv:2209.15516 [physics.ins-det].
43. B. A. Dolgoshein, V. N. Lebedenko, and B. U. Rodionov, New method of registration of ionizing-particle tracks in condensed matter, *JETP Lett.* **11**, 513 (1970).
44. A. Bolozdynya *et al.*, Emission detectors, *IEEE Transactions on Nuclear Science* **42**, 565 (1995).
45. C. Cai *et al.* (RELICS Collaboration), Reactor neutrino liquid xenon coherent elastic scattering experiment,
46. D. V. Popov and M. D. Skorokhvatov, Model for the Conversion of Beta Spectra from Fission Products of Uranium and Plutonium Isotopes into Antineutrino Spectra, *Physics of Particles and Nuclei Letters* **20**, 1 (2023).

47. M. Estienne *et al.*, Updated *Summation Model*: An Improved Agreement with the Daya Bay Antineutrino Fluxes, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 022502 (2019), Supplemental Material, arXiv:1904.09358v1 [nucl-ex].
48. See Supplemental Material for *Summation Model 2018* at <http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevLett.123.022502>, which provides the antineutrino energy spectra for $^{236}_{>238}\text{U}$ and $^{239,241}\text{Pu}$, Extra Material:Table PDF.
49. S. G. Yoon *et al.* (RENO Collaboration), Measurement of reactor antineutrino flux and spectrum at RENO, *Phys. Rev. D* **104**, L111301 (2021), arXiv:2010.14989v3 [hep-ex].
50. See Supplemental Material for the RENO at <http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevD.104.L111301>, for RENO 2021 Supplementary Data Release, Extra Material: Table TXT.
51. F. P. An *et al.* (Daya Bay Collaboration), Antineutrino energy spectrum unfolding based on the Daya Bay measurement and its applications, *Chinese Physics C* **45**, 073001 (2021), arXiv:2102.04614 [hep-ex].
52. F. P. An *et al.* (Daya Bay Collaboration), First Measurement of High-Energy Reactor Antineutrinos at Daya Bay, *Phys. Rev. Lett.* **129**, 041801 (2022), arXiv:2203.06686 [hep-ex].
53. A. P. Vlasenko *et al.*, Antineutrino Spectra of $^{235,238}\text{U}$ and $^{239,241}\text{Pu}$ Taken from the Double Chooz Experiment, *Physics of Atomic Nuclei* **87**, 1178-1188 (2024).
54. H. de Kerret *et al.* (Double Chooz), Double Chooz 0_{13} measurement via total neutron capture detection, *Nature Phys.* **16**, 558 (2020), arXiv:1901.09445 [hep-ex].
55. V. I. Kopeikin, The Search for New Physics in Nonequilibrium Reactor-Antineutrino Energy Spectrum, *Physics of Atomic Nuclei* **66**, 472 (2003), arXiv:hep-ph/0110030 [hep-ph].
56. V. I. Kopeikin, L. A. Mikaelyan, and V. V. Sinev, Reactor as a Source of Antineutrinos: Thermal Fission Energy, *Physics of Atomic Nuclei* **67**, 1892 (2004), arXiv:hep-ph/0410100 [hep-ph].
57. B. Lenardo *et al.*, Measurement of the ionization yield from nuclear recoils in liquid xenon between 0.3 - 6 keV with single-ionization-electron sensitivity (2019), arXiv:1908.00518 [physics.ins-det].
58. J. B. Albert *et al.* (EXO-200 Collaboration), Measurement of the Drift Velocity and Transverse Diffusion of Electrons in Liquid Xenon with the EXO-200 Detector, *Phys. Rev. C* **95**, 025502 (2017), arXiv:1609.04467 [physics.ins-det].
59. O. Njaya *et al.*, Measurements of electron transport in liquid and gas Xenon using a laser-driven photocathode, *Nucl. Instrum. Meth. A* **972**, 163965 (2020), arXiv:1911.11580 [physics.ins-det].
60. K. Fukushima, Visual feature extraction by a multilayered network of analog threshold elements, *IEEE Transactions on Systems Science and Cybernetics* **5**, 322 (1969).
61. T. O'Malley *et al.*, Kerastuner, <https://github.com/keras-team/keras-tuner> (2019).[nucl-ex].
62. P. Huber, Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors, *Phys. Rev. C* **84**, 024617 (2012), arXiv:1106.0687 [hep-ph].
63. V. I. Kopeikin, M. D. Skorokhvatov, and O. A. Titov, Reevaluating reactor antineutrino spectra with new measurements of the ratio between ^{235}U and ^{239}Pu spectra, *Phys. Rev. D* **104**, L071301 (2021), arXiv:2103.01684

[nucl-ex].

64. D. V. Popov and M. D. Skorokhvatov, Model for the Conversion of Beta Spectra from Fission Products of Uranium and Plutonium Isotopes into Antineutrino Spectra, *Physics of Particles and Nuclei Letters* **20**, 1 (2023).
65. M. Estienne et al., Updated Summation Model: An Improved Agreement with the Daya Bay Antineutrino Fluxes, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 022502 (2019), Supplemental Material, arXiv:1904.09358v1 [nucl-ex].
66. See Supplemental Material for Summation Model 2018 at <http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevLett.123.022502>, which provides the antineutrino energy spectra for ^{236}U and $^{239,241}\text{Pu}$, Extra Material:
67. S. G. Yoon et al. (RENO Collaboration), Measurement of reactor antineutrino flux and spectrum at RENO, *Phys. Rev. D* **104**, L111301 (2021), arXiv:2010.14989v3 [hep-ex].
68. See Supplemental Material for the RENO at <http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevD.104.L111301>, for RENO 2021 Supplementary Data Release, Extra Material: Table TXT.
69. F. P. An et al. (Daya Bay Collaboration), Antineutrino energy spectrum unfolding based on the Daya Bay measurement and its applications, *Chinese Physics C* **45**, 073001 (2021), arXiv:2102.04614 [hep-ex].
70. F. P. An et al. (Daya Bay Collaboration), First Measurement of High-Energy Reactor Antineutrinos at Daya Bay, *Phys. Rev. Lett.* **129**, 041801 (2022), arXiv:2203.06686 [hep-ex].
71. A. P. Vlasenko et al., Antineutrino Spectra of ^{235}U and $^{239,241}\text{Pu}$ Taken from the Double Chooz Experiment, *Physics of Atomic Nuclei* **87**, 1178-1188 (2024).
72. H. de Kerret et al. (Double Chooz), Double Chooz 013 measurement via total neutron capture detection, *Nature Phys.* **16**, 558 (2020), arXiv:1901.09445 [hep-ex].
73. V. I. Kopeikin, The Search for New Physics in Nonequilibrium Reactor-Antineutrino Energy Spectrum, *Physics of Atomic Nuclei* **66**, 472 (2003), arXiv:hep-ph/0110030 [hep-ph].
74. V. I. Kopeikin, L. A. Mikaelyan, and V. V. Sinev, Reactor as a Source of Antineutrinos: Thermal Fission Energy, *Physics of Atomic Nuclei* **67**, 1892 (2004), arXiv:hep-ph/0410100 [hep-ph].
75. B. Lenardo et al., Measurement of the ionization yield from nuclear recoils in liquid xenon between 0.3 -6 keV with single-ionization-electron sensitivity (2019), arXiv:1908.00518 [physics.ins-det].
76. J. B. Albert et al. (EXO-200 Collaboration), Measurement of the Drift Velocity and Transverse Diffusion of Electrons in Liquid Xenon with the EXO-200 Detector, *Phys. Rev. C* **95**, 025502 (2017), arXiv:1609.04467 [physics.ins-det].
77. O. Njoya et al., Measurements of electron transport in liquid and gas Xenon using a laser-driven photocathode, *Nucl. Instrum. Meth. A* **972**, 163965 (2020), arXiv:1911.11580 [physics.ins-det].
78. K. Fukushima, Visual feature extraction by a multilayered network of analog threshold elements, *IEEE Transactions on Systems Science and Cybernetics* **5**, 322 (1969).
79. T. O'Malley et al., Kerastuner, <https://github.com/keras-team/keras-tuner> (2019).

80. I. Goodfellow, Y. Bengio, and A. Courville, Deep Learning (MIT Press, 2016) <http://www.deeplearningbook.org>.
81. D.-A. Clevert, T. Unterthiner, and S. Hochreiter, Fast and Accurate Deep Network Learning by Exponential Linear Units (ELUs), 4th International Conference on Learning Representations, ICLR 2016, San Juan, Puerto Rico, May 2-4, 2016, Conference Track Proceedings, Under Review of ICLR2016 (2015), arXiv:1511.07289 [cs.LG].
82. D. Hand and R. Till, A simple generalisation of the area under the roc curve for multiple class classification problems, *Hand, The* 45, 171 (2001).
83. G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, and O. Vitells, Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics, *Eur. Phys. J. C* 71, 1554 (2011), [Erratum: *Eur.Phys.J.C* 73, 2501 (2013)], arXiv:1007.1727 [physics.data-an].
84. T. Doke, A. Hitachi, J. Kikuchi, K. Masuda, H. Okada, and E. Shibamura, Absolute scintillation yields in liquid argon and xenon for various particles, *Japanese Journal of Applied Physics* 41, 1538 (2002).
85. E. M. Gushchin, A. A. Kruglov, and I. M. Obodovski, Emission of “hot” electrons from liquid and solid argon and xenon, *JETP* 55, 860 (1982)

Accessing new physics with an undoped, cryogenic CsI CEvNS detector for COHERENT at the SNS

P. S. Barbeau,¹² V. Belov,^{3,4} I. Bernardi,⁵ C. Bock,⁶ A. Bolozdynya,³ R. Bouabid,^{1,2} J. Browning,⁷ B. Cabrera-Palmer,⁸ E. Conley,¹ V. da Silva,⁹ J. Daughhetee,¹⁰ J. Detwiler,¹¹ K. Ding,⁶ M. R. Durand,¹¹ Y. Efremenko,^{5,10} S. R. Elliott,¹² A. Erlandson,¹³ L. Fabris,¹⁰ M. Febbraro,¹⁰ A. Galindo-Uribarri,^{0,5} M. P. Green,^{2,10,7} J. Hakenmuller,¹ M. R. Heath,¹⁰ S. Hedges,¹² B. A. Johnson,¹⁴ T. Johnson,¹² A. Khromov,³ A. Konovalov,^{3,1} E. Kozlova,³ A. Kumpan,³ O. Kyzlyova,¹⁵ J. M. Link,¹⁵ J. Liu,⁶ A. Major,¹ K. Mann,⁷ D. M. Markoff,^{16,2} J. Mattingly,¹⁷ P. E. Mueller,¹⁰ J. Newby,¹⁰ N. Ogoi,^{16,2} J. O'Reilly,¹ D. S. Parno,¹⁸ D. Perez-Loureiro,¹³ S. I. Penttila,¹⁰ D. Pershey[©],^{19,^} C. G. Prior,¹² J. Queen,¹ R. Rapp,²⁰ H. Ray,²¹ O. Razuvaeva,^{3,4} D. Reyna,⁸ G. C. Rich,² D. Rudik,^{3,§} J. Runge,¹² D. J. Salvat,¹⁴ J. Sander,⁶ K. Scholberg,¹ A. Shakirov,³ G. Simakov,³⁴ W. M. Snow,¹⁴ V. Sosnovtsev,³ M. Stringer,¹³ T. Subedi,²² B. Suh,¹⁴ B. Sur,¹³ R. Tayloe,¹⁴ K. Tellez-Giron-Flores,¹⁵ Y.-T. Tsai,²³ J. Vanderwerp,¹⁴ E. E. van Nieuwenhuizen,¹² R. L. Varner,¹⁰ C. J. Virtue,²⁴ G. Visser,¹⁴ K. Walkup,¹⁵ E. M. Ward,⁵ T. Wongjirad,⁹ Y. Yang,⁶ J. Yoo,²⁵ C.-H. Yu,¹⁰ and A. Zaalishvili¹²

¹ *Department of Physics, Duke University, Durham, North Carolina 27708, USA*

² *Triangle Universities Nuclear Laboratory, Durham, North Carolina 27708, USA*

³ *National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow 115409, Russia*

⁴ *National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow 123182, Russia*

⁵ *Department of Physics and Astronomy, University of Tennessee, Knoxville, Tennessee 37996, USA*

⁶ *Department of Physics, University of South Dakota, Vermillion, South Dakota 57069, USA*

⁷ *Department of Physics, North Carolina State University, Raleigh, North Carolina 27695, USA*

⁸ *Sandia National Laboratories, Livermore, California 94550, USA*

⁹ *Department of Physics and Astronomy, Tufts University, Medford, Massachusetts 02155, USA*

¹⁰ *Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 37831, USA*

¹¹ *Center for Experimental Nuclear Physics and Astrophysics and Department of Physics, University of Washington, Seattle, Washington 98195, USA*

¹² *Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico 87545, USA*

¹³ *Canadian Nuclear Laboratories, Chalk River, Ontario K0J 1J0, Canada*

¹⁴ *Department of Physics, Indiana University, Bloomington, Indiana 47405, USA*

¹⁵ *Center for Neutrino Physics, Virginia Tech, Blacksburg, Virginia 24061, USA*

¹⁶ *Department of Mathematics and Physics, North Carolina Central University, Durham, North Carolina 27707, USA*

¹⁷ *Department of Nuclear Engineering, North Carolina State University, Raleigh, North Carolina 27695, USA*

¹⁸ *Department of Physics, Carnegie Mellon University, Pittsburgh, Pennsylvania 15213, USA*

¹⁹ *Department of Physics, Florida State University, Tallahassee, Florida 32306, USA*

²⁰*Washington and Jefferson College, Washington, Pennsylvania 15301, USA*

²¹*Department of Physics, University of Florida, Gainesville, Florida 32611, USA*

²²*Department of Physical and Environmental Sciences, Concord University, Athens, West Virginia 24712, USA*

²³*SLAC National Accelerator Laboratory, Menlo Park, California 94025, USA*

²⁴*Department of Physics, Laurentian University, Sudbury, Ontario P3E 2C6, Canada*

²⁵*Department of Physics and Astronomy, Seoul National University, Seoul 08826, South Korea*

Abstract

We consider the potential for a 10 kg undoped cryogenic CsI detector operating at the Spallation Neutron Source to measure coherent elastic neutrino-nucleus scattering and its sensitivity to discover new physics beyond the standard model (BSM). Through a combination of increased event rate, lower threshold, and good timing resolution, such a detector would significantly improve on past measurements. We considered tests of several BSM scenarios such as neutrino nonstandard interactions and accelerator-produced dark matter. This detector's performance was also studied for relevant questions in nuclear physics and neutrino astronomy, namely the weak charge distribution of Cs and I nuclei and detection of neutrinos from a corecollapse supernova.

I. INTRODUCTION

A scintillating CsI[Na] crystal was used for the first detection of coherent elastic neutrino-nucleus scattering (CEvNS) [1,2] at the Spallation Neutron Source (SNS) at Oak Ridge National Laboratory. This detector achieved a light yield of 13.35 photoelectrons (PE) per keV of electron equivalent energy (keV_{ee}), which set a threshold nuclear recoil energy of $\sim 8 \text{ keV}_{nr}$, allowing detection of the low-energy nuclear recoils produced in CEvNS interactions. This result has improved precision for measuring the standard model's predicted neutrino couplings and searching for physics beyond the standard model (BSM) [3-10]. Though successful, first-light CEvNS measurements suffered from limited sample statistics and a relatively high detection threshold. The next generation of CEvNS detectors must address both of these concerns to fully realize the power of precision CEvNS scattering experiments to discover new physics.

The use of undoped, inorganic scintillators such as CsI and NaI operated at cryogenic temperatures [11-14] has been studied recently as a potential improvement. At 77 K, the light output of such crystals more than doubles compared to doped crystals at room temperatures. Detectors using this technology have been proposed to measure CEvNS [15-17]. Much colder undoped CsI bolometers have also been used to search

for dark matter [18,19], in particular testing the DAMA [20-22] result. Through a combination of increased light yield and reduction of afterglow, long-lived scintillation activity following a MeV-scale energy deposit that becomes a background for CEvNS analysis, a cryogenic CsI CEvNS detector could achieve a threshold lower than the original CsI threshold by an order of magnitude, making a new and currently untested kinematic region experimentally accessible. A lower threshold also increases the fraction of CEvNS events that would be selected by data analysis for a detector at a stopped-pion neutrino source. At a nuclear reactor, such improvement would be necessary for CEvNS detection [23]. A measurement of CEvNS on multiple targets, light and heavy, is desirable to fully test the standard model prediction. Next-generation detectors on argon and germanium, both relatively light, have been either recently deployed at the SNS (Ge) or started construction (Ar). High-precision data with a heavy nuclear target like CsI would supplement these experiments.

In this work, we describe a broad view of the physics potential of a 10 kg cryogenic CsI detector as part of the COHERENT program at the SNS [17]. Specifically, we consider three BSM scenarios; tests of neutrino-quark nonstandard interactions (NSI), potential to discover hidden-sector dark-matter particles, and searches for a sterile neutrino through BSM neutrino oscillations. We also study two areas where such data will improve understanding of nuclear and astrophysics; measuring the weak charge distribution of the nucleus and observing neutrinos from a core-collapse supernova. We refer to this proposed detector as COH-CryoCsI-1 throughout. Though we considered several of the potential new physics signatures that a cryogenic CsI scintillator at the SNS may explore, the list is not exhaustive. For example, this technology can also test neutrino electromagnetic properties [24,25], a BSM neutrino magnetic moment [3,9,25-29], and leptoquark models [30].

II. COHERENT PROGRAM AT THE SNS

The SNS is currently the most intense terrestrial source of neutrinos in the tens of MeV energy range. During SNS operations, protons are accelerated to a kinetic energy of $T_p = 1.01$ GeV and stacked in an accumulator ring. The protons are then extracted at a rate of 60 Hz and directed to a mercury target. Each extraction results in a ~ 350 ns FWHM pulse. The proton power upgrade [31] is currently increasing the proton energy to $T_p = 1.3$ GeV and beam power to 2.0 MW at the target. Recently, steady operations at a record 1.7 MW power were achieved.

Work is expected to be complete by mid 2024 with full power.

The SNS produces π^\pm mesons naturally as the proton beam is dumped on the mercury target. The π^- capture in nuclei but the π^+ will stop in the target and decay freely making a π^+ decay-at-rest (nDAR) neutrino flux, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\tau = 26$ ns. Subsequently, the will then stop in the target and decay, $\mu^+ = e^+ + \nu_e + \nu_\mu$, $m = 2.2$ μ s. Conveniently, the timescale of the beam is between these two lifetimes so that the flux separates into two components; a prompt, monoenergetic (29.8 MeV) flux of ν_μ , and a delayed flux of ν_e and whose energy distributions are very well understood from μ^+ decay kinematics. At the SNS energy, the flux is a pure (>99%) nDAR source with a very small contribution from decay-in-flight mesons [32].

Among artificial neutrino sources, a nDAR flux produces a large flux of neutrinos in the 10 MeV to 50 MeV energy range. This energy regime is very useful for astroparticle neutrino measurements [33,34]; ^8B solar neutrinos have a 15 MeV endpoint energy while supernova neutrinos have a mean energy of 10-20 MeV.

COHERENT operates a suite of neutrino and background detectors in “Neutrino Alley”, a basement utility hallway where beam-related neutron backgrounds are measured to be small enough to facilitate low-rate neutrino measurements. Taking full advantage of our low-background environment and the unique energy and intensity of the SNS, we have adopted a multitarget approach, measuring both CEvNS and inelastic neutrino-interaction cross sections.

Beyond the first CsI[Na] detector, three COHERENT CEvNS detectors are currently operating: COH-Ar-10, a 24 kg argon scintillation calorimeter which has seen 3.40σ evidence for CEvNS [35]; COH-NaI-3500, currently 1500 kg of NaI scintillating crystals which will measure CEvNS on ^{23}Na and CC interactions on ^{127}I ; and COH-Ge-1, an 18 kg germanium p-type point-contact (PPC) detector array [36-40]. Also taking data are COH-NaI-185 [41], a 185 kg array of NaI[Tl] crystals which has measured inelastic neutrino interactions on NaI and characterized background for COH-NaI-3500; COH-Th-1, a 52 kg Th target surrounded by water bricks and NaI crystals to moderate and record neutron capture gammas which will measure the first neutrino cross section on thorium [42-44]; COH-D2O-1, a 590 kg heavy water detector which will calibrate the neutrino flux by collecting Cherenkov light produced in ν_e -d interactions [45]; and MARS, a neutron background monitor consisting of plastic scintillator planes covered in Gd-loaded paint used to capture neutrons [46].

I. CRYO CSI DETECTOR PERFORMANCE

We propose the COH-CryoCsI-1 detector featuring a single, cryogenic 10 kg crystal of undoped CsI scintillator. The conceptual design has evolved since this technology was first proposed for SNS running in [47]. Critically, we plan an operating temperature of 40 K to significantly reduce afterglow backgrounds that plagued COHERENT’s first CEvNS CsI measurement. Additionally, the detector sensitivity has been updated in light of early threshold and background estimates. In [47], we also showed that light yield is insensitive to crystal size, observing comparable performances in 1 kg and 0.091 kg samples, suggesting the technology is scalable while maintaining low threshold.

A conceptual diagram of the detector and shielding is shown in Fig. 1. Scintillation will be monitored with an array of ~ 400 SiPM detectors affixed to one face of the crystal for a total active area of roughly $10 \times 15 \text{ cm}^2$. We are currently benchmarking and cold testing SiPM arrays from commercial vendors for inclusion in the final design.

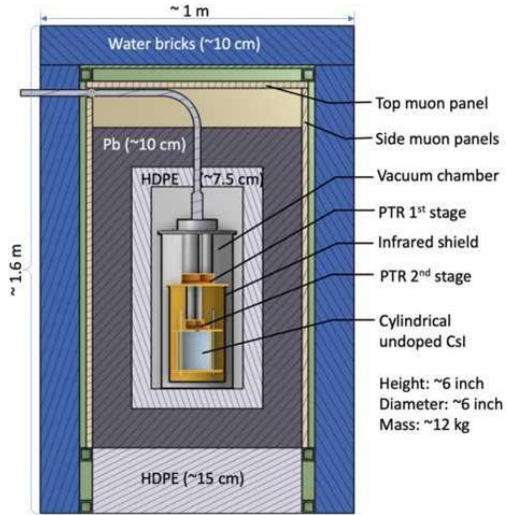


FIG. 1. A diagram of the COH-CryoCsI-1 design showing a 10 kg undoped CsI crystal fixed in a two-stage pulse-tube refrigerator (PTR) and surrounded by a multicomponent shield assembly.

The crystal will be placed in a low-activity copper housing within a vacuum chamber. A two-stage cryo-compressor from CryoMech (model

AL630) will facilitate the estimated 75 W cooling needed at 40 K with a significant safety margin.

A composite shielding, very similar to the original CsI detector shielding, will be built to shield the detector from outside radiation from the accelerator. An outermost layer of water bricks will block

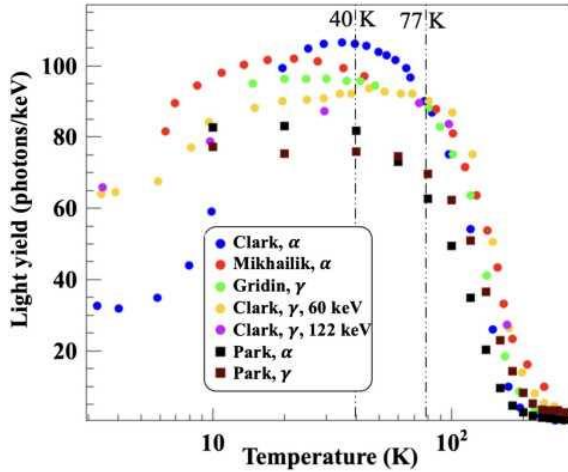


FIG. 2. The light yield as a function of operating temperature for undoped CsI scintillators. For undoped CsI, ~ 40 K is an ideal temperature. Figure reproduced from [50]. Data from [51,52] based on alpha and gamma irradiation. Quenching is accounted for with the alpha measurements.

prompt neutrons from the accelerator. A veto system built with plastic scintillating panels will cover the top and four sides of the detector to reject any cosmic activity. Between the veto and vacuum chamber, there is a layer of lead and high-density polyethylene to remove external gamma and neutron activity.

A modular upgrade based on the same technology, COH- CryoCsI-2, is being considered for the SNS second target station with a total mass of 700 kg [48]. This would enhance all physics goals described here. The 10 kg COH- CryoCsI-1 detector would also serve as a prototype for this future expansion.

The COHERENT CsI detector that first observed CEvNS achieved a light yield of 13.35 PE/keV_{ee}, but it was only able to achieve a threshold of ~ 700 eV_{ee} due to a 9 PE coincidence cut to remove both Cherenkov light in the photomultiplier tube (PMT) and the prominent afterglow observed in doped CsI[Na] crystals [49] at room temperature. There are

three strategies to improve threshold relative to the original CsI detector; switch from PMT to silicon photomultiplier (SiPM) light detectors, reduce the afterglow scintillation rate, or increase the light yield. By switching to a SiPM readout for COH-CryoCsI-1, all three of these will be simultaneously met for undoped CsI crystals operating near 40 K where light yield is optimized, as shown in Fig. 2.

COHERENT collaborators performed several tests of the light yield of undoped, cryogenic inorganic scintillators [13,47,53] at the University of South Dakota. From these, we have preliminarily estimated the expected COH- CryoCsI-1 detector performance. SiPM light detectors yield the most favorable light collection, primarily due to their large 40-50% quantum efficiency [54]. In these tests, the light yield of a small cube of undoped CsI, outfitted with a SiPM array on two faces and operated at 77 K, was measured as 43.0 ± 1.1 PE/keV_{ee} [53]. Yet unpublished results have achieved >50 PE/keV_{ee} using a wavelength shifting paint in the setup. A SiPM dark-count rate of 0.2 Hz/mm² was measured at 77 K [53]. A Monte Carlo simulation determined a rate of 10 μ Hz trigger rate for COH-CryoCsI-1 after requiring a coincidence, $\Delta t < 10$ ns, of two PE pulses observed in different SiPM arrays. When coupled with the small duty factor of the SNS beam, $\sim 30 \times 10^{-5}$, this gives a negligible <1 selected dark count per year from the SiPM assembly [53].

These results, extrapolated from 77 K to 40 K operations, would suggest a noticeably higher light yield. For this work, we assume a light yield of 50 PE/keV_{ee}, the highest measured at a test stand. Meanwhile, the dark count rate in the SiPM arrays will be lower at a lower crystal temperature, as will the afterglow rate in CsI [55]. Combined, we expect a ~ 4 PE threshold (equivalent to 80 eV_{ee}) for the final detector after requiring a 2 PE coincidence for selection and considering the scintillation timing of the crystal.

The shielding used for COHERENT's first CsI detector was very effective for the initial detector. Background levels below 18.7 keV_{ee} were monitored in a 12 ps interval prior to the arrival of the beam signal both during beam-on and beam-off data collection. The difference in count rates during beam-on and beam-off operations was $(-0.9 \pm 1.4)\%$, consistent with no excess due to the increased radioactivity from the SNS. As the COH- CryoCsI-1 detector will be operated at 40 K, a cryostat is necessary and may introduce radiological backgrounds. The innermost stage of the cryostat will be constructed of low-activity copper to avoid this.

In CsI crystals, the principal intrinsic backgrounds are β^- decays of

^{87}Rb , a primordial radionuclide that chemically contaminates the crystals, and ^{137}Cs . Attention must be given to the concentration of these impurities in the procured crystal. The first COHERENT CsI detector had measured concentrations of 72 ppb, of ^{87}Rb and 28 ± 3 mBq/kg of ^{137}Cs [49]. Preliminary measurements of ^{87}Rb concentration from the SICCAS crystal vendor show reduced ^{87}Rb concentrations, 1-4 ppb while ^{137}Cs concentrations are being assessed. As such, the backgrounds in COH-CryoCsI-1 may be lower than in the first CEvNS detector. However, we assume the background rate will be the same as in the first CsI detector, shown in Fig. 3. Further, we extrapolate the background rate as constant below 1.5 keV_{ee} although background dropped below threshold in CsI data. Background from the original CsI detector increased below 2 keV_{ee} but we expect this is an artifact of afterglow scintillation rather than increased background activity. As the afterglow rate is significantly reduced at 40 K, we assume this increase will not affect COH-CryoCsI-1. A background simulation which includes intrinsic rates, afterglow determined by characterization data, and external sources is currently being developed to cross-check our current model. Further, since the signal to

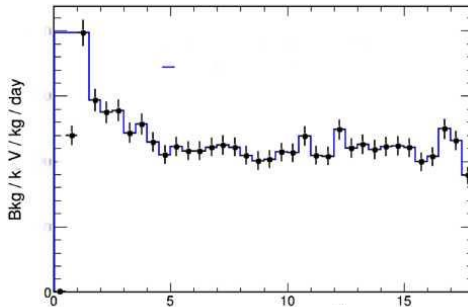


FIG. 3. The steady-state background model assumed in COHCryoCsI-1, based on initial data from COHERENT’s first CsI detector. The first two data points are suppressed due to the original detector’s high threshold. We conservatively increase the estimate for these points to 196 counts/keV/kg/day, the value in the third bin, in our model.

background ratio is >1 , sensitivities are not strongly dependent on the actual background rate. A beam-related neutron (BRN) background is also expected with the expected rate taken from the initial CsI detector. The neutron flux is known to vary over the length of Neutrino Alley; we will place COH-CryoCsI-1 in the vicinity of the original CsI detector location. We thus assume the neutron flux observed in that detector will

also be incident on COH-CryoCsI-1. Correcting for beam power, detector mass, and detector threshold, this contributes ~ 21 neutron events per year.

Inelastic neutrino interactions, described in [56], were studied as a potential background but not included. These events would produce a nuclear recoil and a gamma ray. In a fraction of events, the gamma will escape, so that the interaction is mistaken as CEvNS. The selected background rate is low enough that it is currently neglected. Also noteworthy, the doubling of the beam power (see Sec. II) will also improve signal-to-background relative to the first COHERENT CsI detector. Sensitivity estimates assume the planned 2.0 MW running.

As a last but vitally important component required for calculating the CEvNS signal prediction, we must assume a nuclear quenching. Generally, only a fraction of the energy deposited by a recoiling nucleus produces scintillation light—much is lost due to ionization and heat. This quenching factor depends strongly on material, doping, temperature, and other parameters. COHERENT collaborators have taken quenching factor data with undoped CsI at 77 K at Triangle Universities Nuclear Laboratory (TUNL). Though data analysis is underway, preliminary estimates point to a roughly energy-independent quenching factor of $\sim 15\%$. We further assume a 10% relative uncertainty on that central value, achievable in past measurements of quenching in inorganic scintillators [57]. With this, COH- CryoCsI-1 would have a ~ 500 eV_{nr} threshold for nuclear recoils. In undoped scintillators, the quenching factor can depend strongly on temperature, shown recently in response to α recoils [58]. A recent measurement of nuclear quenching factors at 108 K found values more similar to room-temperature CsI than COHERENT work at 77 K [59]. Consequently, COHERENT plans a more thorough measurement of the quenching factor at different temperatures including at the planned 40 K operating temperature.

It is also worth noting that increased light yield, beyond lowering threshold, will also improve both detector timing and energy resolution. Recoil time for a CEvNS interaction is determined from the first observed PE pulse in a reconstructed waveform. For a scintillator, this resolution is the scintillation time constant divided by the number of PE pulses observed. With its high light yield, COH- CryoCsI-1 will have precise timing resolution, allowing excellent separation of prompt and delayed CEvNS. Similarly, the energy resolution scales as $1/\sqrt{N}$ if photon

TABLE I. A summary of assumed operation and performance parameters for COH-CryoCsI-1.

Parameter	Value
Operating beam power	2.0 MW
Operating temperature	40 K
Cooling power at 40 K	75 W
Active mass	10 kg
SiPM coverage	10 x 15 cm ²
Light yield	50 PE/keV _{ee}
Quenching factor	15% ± 1.5%
Threshold	>0.5 keV _{nr}
CEvNS rate	1047/yr
Background level	<120/keVee/kg/day
BRN backgrounds	21/yr

counting dominates the resolution. This will be advantageous for extracting physics that distorts the CEvNS cross section's dependence on momentum transfer, Q^2 , such as measuring nuclear form factors and testing the weak charge distribution. A summary of assumed detector performance parameters is shown in Table I.

II. SEARCHING FOR LOW-MASS MEDIATORS OF NEW FORCES

The earliest CEvNS results [2,35,60-62] have successfully demonstrated CEvNS as a powerful probe of neutrino nonstandard interactions (NSIs) [6,7,9,63]. NSIs would be a natural consequence of a new force that couples feebly to standard model particles and gives rise to flavor-dependent anomalous couplings between neutrinos and quarks. The possible NSIs are usually described by a general effective Lagrangian parametrized by the tensor of couplings $\varepsilon^q_{a\beta}$, where a and β are initial and final neutrino flavors (e, μ, τ) and q is the quark flavor (u, d) [64-66]. The presence of neutrino NSIs would alter neutrino flavor transitions in matter, leading to ambiguities in NSI and neutrino-mixing parameter space [4,67-69].

Within the standard model, neutrinos propagating through matter experience an increased effective mass due to low- Q^2 , forward $\nu - e$ elastic scattering. This is a purely neutral current (NC) interaction for ν_e and ν_τ flavors, but for ν_e neutrinos, both NC and charged current (CC) dia-

grams contribute, leading to a higher scattering potential. Thus, the ν_e flavor propagates with a different effective mass. This contributes an additional term to the vacuum oscillation Hamiltonian of

$$H' = A \begin{pmatrix} 1 + \varepsilon_{ee} & \varepsilon_{e\mu} & \varepsilon_{e\tau} \\ \varepsilon_{\mu e} & \varepsilon_{\mu\mu} & \varepsilon_{\mu\tau} \\ \varepsilon_{\tau e} & \varepsilon_{\tau\mu} & \varepsilon_{\tau\tau} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

in the flavor basis where $A = \sqrt{8}G_F N_e E_\nu$, G_F is the Fermi constant, N_e is the density of electrons in matter, E_ν is the neutrino energy, and $\varepsilon_{\alpha\beta}$ have been summed over u, d couplings weighted by the relative densities of quarks and electrons in matter. By assuming $\varepsilon_{ee} = -2$ with other couplings 0 and adjusting the neutrino mixing parameters as in [4], the Hamiltonian is transformed as $H \rightarrow H^*$. This scenario preserves oscillation dynamics and is not testable with oscillation experiments alone [70]. Further, since oscillations do not depend on the absolute mass scale, adding a multiple of the identity matrix to H also has no effect. Thus, there is a linear space of NSI parameters ($\varepsilon_{ee} = -2 + x$, $\varepsilon_{\mu\mu} = \varepsilon_{\tau\tau} = x$) that would imply dramatically different oscillation parameters from those typically quoted such as $\Delta m_{32}^2 \rightarrow -m_{32}^2$ and $\delta_{cp} \rightarrow \pi - \delta_{cp}$ [71,72]. These two solutions described by the absence or presence of NSIs are termed the large mixing angle (LMA) and LMA-Dark solutions, respectively. Data from scattering experiments are required to resolve this degeneracy [70]. There must be NSIs for either ν_e ($\varepsilon_{ee} = -2$), or ν_μ and ν_τ ($\varepsilon_{\mu\mu} = \varepsilon_{\tau\tau} = 2$), for LMA-Dark to hold. COHERENT detectors, in the multiflavor nDAR neutrino flux at the SNS, can test both ε_{ee} and $\varepsilon_{\tau\tau}$. Thus, COHERENT can address the LMA vs LMA-Dark question.

In effective field theory, early results from COHERENT's first CsI detector strongly disfavor NSI couplings required to satisfy the LMA-Dark scenario. The COH-CryoCsI-1 and future upcoming 18 kg germanium (COH-Ge-1) and 750 kg argon (COH-Ar-740) CEvNS detectors will all improve on constraints of these NSI couplings [17]. However, for mediator masses below the momentum transfer at the CsI threshold, $\sqrt{Q^2} \sim \sqrt{40}$ MeV, this approach of treating NSI effects as simple scale factors becomes invalid and LMA-Dark remains viable. Fortunately, the parameter space is bounded; a mediator lighter than 3.1 MeV would affect big bang nucleosynthesis and is ruled out by cosmology [73]. Thus, there is an opportunity for upcoming CEvNS detectors to decisively resolve the LMA vs LMA-Dark question by improving the thresholds of CEvNS

detectors, bridging the gap between current constraints from cosmology and neutrino scattering. With an ≈ 80 eV_{ec} threshold, multiple neutrino flavors accessible in the SNS flux, and the detector’s fast timing, COH-CryoCsI-1 is unique among COHERENT’s future detectors in satisfying all these requirements. It can conclusively clarify the ambiguity between the NSI and neutrino-mixing landscapes ahead of precision oscillation data with DUNE, T2HK, and JUNO [74-77].

A mediator of a new force with the same strength as the weak force would yield neutrino NSI effects of order $e \sim 1$. There may be NSI effects of a similar strength to the standard model weak couplings, but such small effects would be incredibly challenging to detect in strong or electromagnetic interactions. Measurements with unprecedented precision, however, may detect the subtle influence of the new mediator. Perhaps the most famous example is the $g - 2$ measurement of the muon anomalous magnetic moment at BNL [78] and FNAL [79,80] which has observed a notable discrepancy with standard model calculations [81]. This discrepancy is often attributed to a dark photon that interferes with the standard model photon [82] and is also predicted to interfere in neutrino scattering amplitudes. Consequently, searches for neutrino NSIs at CEvNS experiments are an additional and direct probe of new mediators that may explain $g - 2$ by testing flavor-dependent NSI effects in neutrino scattering.

The standard model differential CEvNS cross section can be approximately written as

$$\frac{d\sigma}{dE_r} = \frac{Q_W^2}{2\pi} \left[1 - \frac{2m_N E_r}{E_\nu^2} \right] |F(Q^2)|^2, \quad (2)$$

where E_r is the nuclear recoil energy, m_N is the nuclear mass, E_ν is the incoming neutrino energy, and $Q_W = q_p Z + q_n N$ is the nuclear weak charge with Z and N the proton and neutron numbers of the nucleus. In the standard model, $q_p^{\text{SM}} = 1/2 - 2\sin^2 \Theta_W$ and $q_n^{\text{SM}} = -1/2$. If NSIs from a heavy vector mediator are included and we assume neutrinos couple equally to u and d quarks, these couplings are adjusted for neutrino flavor α as $q_p \rightarrow q_p^{\text{SM}} + 3 \epsilon_{\alpha a}$ and $q_n \rightarrow q_n^{\text{SM}} + 3 \epsilon_{\alpha a}$. In the case that the mediator mass is not $\gg \sqrt{Q^2}$, the $\epsilon_{\alpha a}$ become functions of Q^2 :

$$\epsilon_{\alpha\alpha}(Q^2) = \frac{g_q g_a}{\sqrt{8} G_F} \frac{1}{m_V^2 + Q^2}, \quad (3)$$

where q_q and q_a are the q and ν_a charges under the new forces and m_V is the mediator mass. Thus, NSIs affect the CEvNS shape as well as the rate.

Since light-mediator NSIs would affect the CEvNS recoil distribution, systematic uncertainties that distort the shape must be properly accounted for. For this preliminary estimate of the detector’s reach, we considered three sources of systematic uncertainty; neutrino flux, quenching, and nuclear form factor, which are summarized with statistical errors in Fig. 4. The neutrino flux uncertainty, currently 10% from a comparison of simulation to hadron production data [32], was taken as 3% which is achievable with COHERENT’s flux calibration efforts [45]. For other uncertainties, we accounted for expected spectral distortions on CEvNS selected by our cuts.

We assume that the quenching of scintillation from nuclear recoils is flat, $(15 \pm 1.5)\%$, as a preliminary estimate (as discussed in Sec. III) analysis of quenching data is ongoing. Quenching dramatically changes the analysis threshold COH-CryoCsI-1 can achieve and gives a large uncertainty at low-recoil energies where light- mediator NSI effects are most prominent. As this affects the CEvNS sample in the most sensitive kinematic region, we plan additional quenching measurements that extend lower in energy, near the detector threshold.

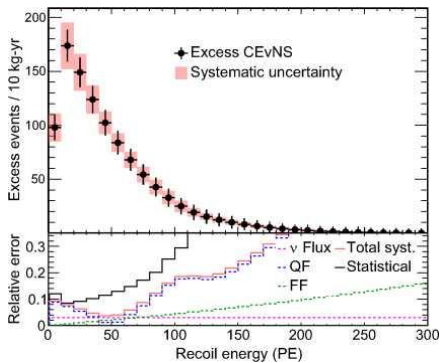


FIG. 4. The expected CEvNS rate with statistical errors after background subtraction and systematic errors (red shaded region). Below, we show the decomposition of the systematic uncertainty into neutrino flux, quenching factor (QF), and form factor (FF) uncertainties

Neutrino timing will be important for separating spectral distortions

arising from physics and systematic effects at low Q^2 . Because prompt ν_μ and delayed ν_e/ν_μ neutrino fluxes are separated in time, it will be possible to detect different couplings to ν_e and ν_μ neutrino flavors even with large uncertainties at the lowest recoil energies. This is a key advantage of COH-CryoCsI-1 over semiconductor detectors such as COH-Ge-1, which achieves similarly low recoil thresholds but with worse timing resolution.

The nuclear form factor gives the degree to which the extent of the weak nuclear charge is finite rather than pointlike. At large Q^2 , the diffuse charge distribution leads to incoherence, reducing the CEvNS cross section. We used the Klein-Nystrand form factor [83] which is parametrized by the neutron radius, R_n . We took a 5% uncertainty in R_n . This has very little effect on CEvNS events near threshold, but the uncertainty measurably affects events at large recoil energies. At 20 keV_{nr}, this uncertainty in R_n translates to a $\pm 5\%$ uncertainty in the CEvNS rate. Conversely, this suppression at high Q^2 allows CEvNS to constrain the weak charge radius of the nucleus, which we describe in Sec. VII.

There is strong complementarity between measurements at reactors and accelerators. The neutrino flux at the former is entirely ν_e while the flux at the latter contains ν_μ , ν_e , and

ν_μ flavors. As such, first we considered a scenario where reactor constraints have unambiguously determined the coupling $\mathcal{L}_{ee} = 0$ and later considered a scenario with no reactor input, treating both e_{ee} and $e_{\mu\mu}$ to be completely free parameters.

We have estimated the sensitivity of a three-calendar-year run of a 10 kg CryoCsI detector at the SNS to light mediator neutrino-quark NSIs given the expected background and signal sample determined in Sec. III with a particular emphasis on resolving the neutrino-oscillation ambiguity. We performed a 2D log-likelihood fit using Asimov fake data [84] generated with no NSI effects. The fake data were binned in both recoil energy and time to detect the expected Q^2 -dependent distortions and separate ν_e and ν_μ flavors. Penalty terms for the three systematic uncertainties (neutrino flux, quenching, and form factor suppression) were included in the likelihood. For each set of true model parameters, $(m_\nu, e_{ee}, e_{\mu\mu})$, we calculated a $-2\Delta \log L$ by profiling over all nuisance parameters. From this, we calculated the 2σ exclusion curves we would draw if no new physics were detected. We assumed Gaussian statistics with 2D critical $\Delta\chi^2$ values and allowed only two physics parameters to vary at a time.

A. Case 1: NSI constraints available from reactor experiments

First, assuming that v_{ee} is known to be 0 from reactor data, we tested the v_{μ} coupling of the NSIs as a function of mediator mass. The expected sensitivity of COH-CryoCsI-1 is shown in Fig. 5 compared with additional constraints from cosmology. The diagonal gray band gives the LMA-Dark parameter space, $v_{\mu\mu} \sim 2$, that is allowed by oscillation data. At the lowest mediator masses where LMA-Dark remains viable, we could identify v_{μ} -coupled NSIs at over 2σ .

For masses near the cosmological limit, the recoil energy shape is only distorted near the detector threshold. To show how this compares to the large uncertainty on the event rate from quenching in this region, we show the standard model prediction with systematic error band and the distorted spectrum expected for a LMA-Dark scenario with mediator mass fixed at 3 MeV and 10 MeV in Fig. 6. Here, we assumed that the NSIs giving rise to the LMA-Dark solution are entirely in the v_{μ} and v_{τ} flavors. The sample

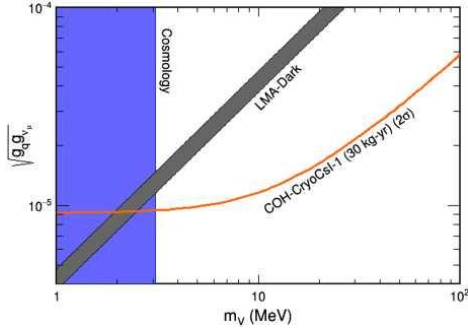


FIG. 5. A summary of LMA-Dark viable NSI parameter space (gray band) compared to current constraints from cosmology (blue vertical region). COH-CryoCsI-1 will disfavor couplings above the orange curve, assuming the LMA solution. CEvNS data from nuclear reactors is implicitly assumed to fully test the v_e NSI coupling.

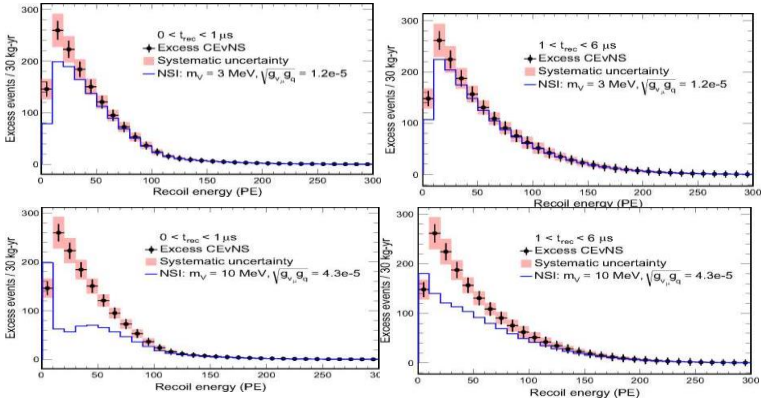


FIG. 6. Background-subtracted CEvNS spectra expected in COH-CryoCsI-1 in the prompt (left, $t_{\text{rec}} < 1 \mu\text{s}$) and delayed (right, $t_{\text{rec}} > 1 \mu\text{s}$) timing regions of interest. For each case, we compare the expected standard model prediction with statistical and systematic uncertainties to the central-value prediction in the presence of a light mediator coupling neutrinos and quarks. We chose two mediator masses; 3 MeV (top) and 10 MeV (bottom).

was subdivided further to those events with recoil times $< 1 \mu\text{s}$ and $> 1 \mu\text{s}$, which select subsamples of CEvNS from nearly pure ν_μ and from a mix of ν_e and ν_μ flavors, respectively. Thus, the NSI effects are more pronounced in the $< 1 \mu\text{s}$ sample. In the $m_V = 3 \text{ MeV}$ case, the NSIs suppress the prompt (delayed) event count by 50% (30%) for $\text{PE} < 10$ so that even a large uncertainty in the quenching can be distinguished from the NSI physics to a certain degree. For the LMA-Dark parameter space with $m_V > 10 \text{ MeV}$, the spectrum is very dramatically altered and COH-CryoCsI-1 can distinguish between the LMA and LMA-Dark hypotheses at very high significance.

B. Case 2: No input from reactor experiments

We also consider the scenario where both ε_{ee} and $\varepsilon_{\mu\mu}$ unconstrained parameters, temporarily neglecting any constraints from CEvNS experiments at nuclear reactors. The same fitting procedure was applied to test the COH-CryoCsI-1 sensitivity in this scenario, again after 3 years of SNS running, as shown in Fig. 7. Resulting 2a contours are shown as a function of the LMA-Dark NSI parameter space. Though COH-CryoCsI-1 could distinguish between LMA and LMA-Dark in the flavor assuming $\varepsilon_{ee} = 0$, the detector cannot test all parameter space for nonzero values of the ν_e coupling for $m_V \sim 3 \text{ MeV}$. In this sense, innovations in low-

threshold CEvNS detectors at reactors [85,86] are as essential as COH-CryoCsI-1 to determining the neutrino mixing landscape. Reactors have sensitivity to ε_{ee} from the large ν_e flux produced during fission, placing a horizontal contour in Fig. 7. To fully understand the interplay of light-mediator NSIs and neutrino oscillations, reactors would need to test $\varepsilon_{ee} < 0.1$ so that, when combined with COH-Cryo-CsI-1, the LMA-Dark solution can be fully explored at $> 2\sigma$.

Apart from applications to neutrino-oscillation experiments, COH-CryoCsI-1 will also directly test a new-force explanation of the anomalous muon magnetic moment observed in $g - 2$. Though the size of the anomaly determines the charge of the muon under this new force, couplings to other standard model fermions could generally be free. A new force with universal couplings is strongly disfavored from electron scattering experiments which show agreement with the standard model couplings even at low Q^2 [82]

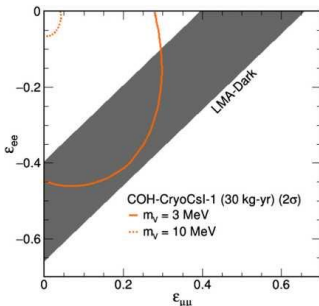


FIG. 7. Capacity for COH-CryoCsI-1 to test the NSI parameter space consistent with LMA-Dark by neutrino coupling, both ν_e and ν_μ/ν_τ flavors, to quarks, assuming the LMA solution. No additional NSI constraint from reactor CEvNS experiments is assumed. We compute the sensitivity both at a mediator mass of 3 MeV, at the cosmological limit, and at a higher mass, 10 MeV. Allowed parameter space is to the top and left of the curves.

As an interesting example, the anomaly-free $L_\mu - L_\tau$ symmetry may arise from a gauge boson, resulting in a $U(1)$ dark-photon, V , extension to the standard model which can explain $g - 2$ [87,88]. Such a simple solution would have profound implications if directly observed and would naturally explain dark matter [89-91] and the neutrino masses [89,92,93]. However, as only μ , τ , and their corresponding neutrinos would be charged under such a force, this is among the most elusive dark photon explanations of $g - 2$. COHERENT can test the muon coupling due to the ν_μ/ν_μ flux at the SNS [10,94]. Constraints from first-light de-

tectors fall just short of other constraints, but future CEvNS detectors with larger sample sizes and lower thresholds can exhaustively test the $g - 2$ favored parameter space for the $L_\mu - L_\tau$ model [94].

To tree level, only μ, τ , generations of leptons are charged and this new force has no effect on the CEvNS cross section. However, the gauge boson can mix with the photon by virtual μ, τ bubble which then couples ν_g neutrinos with the proton number of a nucleus. This modifies the weak charge of proton coupling in Q_W of the nucleus as

$$g_p \rightarrow g_p^{\text{SM}} + \frac{g_V^2}{\sqrt{18}\pi G_F} \alpha_{\text{EM}} \log\left(\frac{m_\tau}{m_\mu}\right)^2 \left(\frac{1}{m_V^2 + Q^2}\right), \quad (4)$$

where g_V is the charge of the new force for μ, τ lepton generations. In this sense, the $L_\mu - L_\tau$ model induces Q^2 -dependent effects analogous to low-mediator NSIs for the ν_g/ν_g fluxes present at the SNS. The same framework

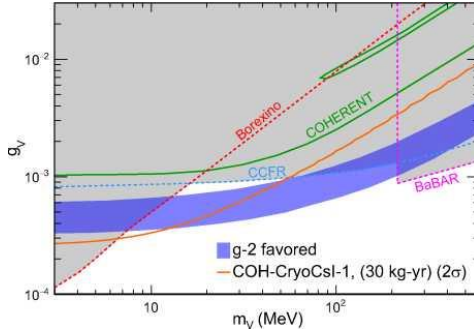


FIG. 8. Sensitivity of COH-CryoCsI-1 (solid orange) to a $L_\mu - L_\tau$ mediator compared to current constraints from COHERENT (solid green) and other experiments (dashed lines). Such a model would resolve the reported $g - 2$ anomaly in the parameter space given by the blue shaded region.

developed for testing LMA-Dark can thus be directly applied to this problem. Notably, this affects the proton coupling, as opposed to CEvNS which preferentially couples to neutrons. Thus, a positive detection in COH-CryoCsI-1 may be disentangled from mismodeling of the standard model background by comparing CEvNS on multiple targets with different N/Z ratios.

Thus, we determined the $L_\mu - L_\tau$ parameter space that COH-CryoCsI-1 will be sensitive to with a 2D fake data sensitivity fit. As scattering of ν_e is unaffected, timing is similarly important. The sensitivity after three

years is shown in Fig. 8. The model is only viable for mediator masses between roughly 10 MeV and 200 MeV, below which Borexino [95] and above which CCFR [96,97], BABAR [98], and CMS [99] (sensitive at $m_\nu > 4$ GeV outside the region of interest of the plot) can rule out any parameter space consistent with $g = 2$. Similar to the LMA vs LMA-Dark question, this leaves a bounded parameter space for future experiments to explore. Results from the COH-CryoCsI-1 detector will test about half of the remaining $L_\mu - L_\tau$ parameter space which would explain the $g = 2$ anomaly. The remainder could be explored [94] with the upgraded 700 kg COH-CryoCsI-2.

POTENTIAL TO DISCOVER HIDDEN-SECTOR PARTICLES

The SNS is a world-leading neutron and neutrino production facility, with operations planned to increase to 2.0 MW. This intensity also makes the SNS an excellent beam-dump facility. Hidden-sector particles may be produced abundantly through anomalous decays of meson such as π^0/η^0 as a consequence of the $\sim 2 \times 10^{23}$ protons on target delivered each year, and may scatter or decay in COHERENT detectors, leaving a visible signature which can be observed over the CEvNS excess. CEvNS detectors

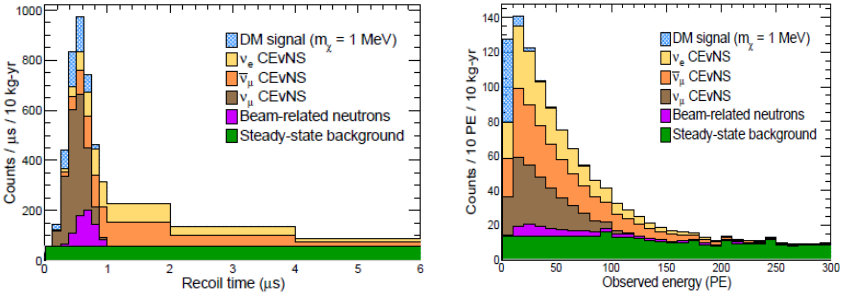


Figure 9. Expected spectra of selected events, including dark matter, CEvNS, and backgrounds, after one year of SNS running. A mass of 1 MeV is assumed for the dark matter. Dark matter (blue hatched) would manifest as an additional scattering process at early times. Later CEvNS from ν_e and ν_μ would improve systematic uncertainties on the detector response and neutrino flux to inform the background in the dark matter region of interest, $t_{\text{rec}} < 1 \mu\text{s}$.

show novel sensitivity to vector [8,100–105] and axionlike particle (ALP) portals to the hidden sector [106–109]. The study of ALP detection at the SNS is underway, and here we describe sensitivity to a DM model that features kinetic mixing between the photon and a vector portal particle already studied by COHERENT in the original CsI detector [110,111]. As in the low-mediator NSI case, the low-threshold and favorable timing resolution of the cryogenic scintillator technology give this detector a much higher efficiency. This is particularly true for dark matter with mass $m_\chi < 10$ MeV which produces a softer energy spectrum. The expected energy and time distributions of DM-induced nuclear recoils are shown in Fig. 9 for the lowest DM mass we considered, $m_\chi = 1$ MeV. At this mass, the efficiency was estimated at 11% in the COH-CryoCsI-1 detector compared to 0.09% in COHERENT’s first CsI detector, an improvement of over two orders of magnitude

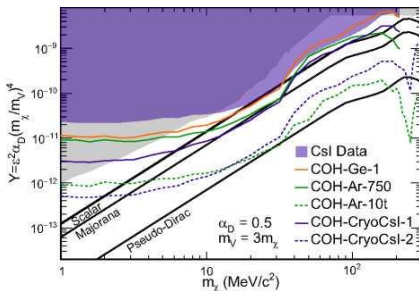


FIG. 10. Calculated sensitivities to new parameter space testable with future CEvNS detectors at the SNS. Cryogenic CsI detectors perform well, particularly at low dark-matter masses

The timing distribution for DM recoils is very favorable at the SNS. Any DM produced would arrive coincident with the prompt flux. As shown in Fig. 9, there is a large number of delayed CEvNS scatters which can be used to constrain the detector response uncertainties and improve the prediction of the signal neutrino spectrum [110]. Due to this uncertainty reduction, CEvNS experiments do not become limited by systematic uncertainties at exposures possible at the SNS. In [111], the dark-matter sensitivity has been calculated for two detectors: COH-CryoCsI-1 and the upgraded COH-CryoCsI-2. Expected contours are shown in Fig. 10. With its low threshold, even the 10 kg COH-CryoCsI-1 detector would have sensitivity to new DM parameter space beyond any other detector to be commissioned in Neutrino Alley for $m_\chi < 20$ MeV. This will test the theoretically motivated relic abundance lines for

both scalar and Majorana fermion DM over a significant portion of the surveyed parameter space.

III. SEARCHING FOR STERILE NEUTRINOS WITH CEvNS DISAPPEARANCE

Neutrino-oscillation experiments are constantly improving understanding of neutrino mixing. Interestingly, some observed oscillation signatures are inconsistent with the three-flavor paradigm and could be explained by one or more additional sterile neutrino states. The LSND experiment [112] first reported such a signature using accelerator neutrinos, followed by MiniBooNE [113]. Later, similar anomalies were detected in gallium experiments [114-118]. Evidence for sterile oscillations has been found in reactor-based experiments [119] but may instead be a consequence of poor understanding of fission products inside reactors [120]. These results can be explained with a sterile neutrino state with a mass splitting $\Delta m_{41}^2 \approx 1.7 \text{ eV}^2$ determined from a global fit [121]. However, many experiments running similar searches have found results that are inconsistent with a sterile neutrino to a large significance [122-125]. Many of these experiments use neutrino scattering at $\sim 1 \text{ GeV}$ where neutrino interaction uncertainties complicate the interpretation of many experimental results. CEvNS, however, is very cleanly calculated in the standard model so that precision CEvNS datasets evade the complicated interaction modeling.

The COHERENT experiment has deployed CEvNS detectors at multiple baselines between 19 m and 28 m. The neutrino energies, in the 10s of MeV, are ideal for testing mass splittings of $\sim 2 \text{ eV}^2$, very near the best-fit. Since CEvNS is a NC process, it is insensitive to three-flavor oscillations, but a sterile neutrino does not participate in the weak force, so oscillations from active to sterile states would be observable as a reduction of the CEvNS rate [126,127], depending on the baseline and neutrino energy as L/E_ν . Since the relevant baselines are too short for oscillations from Δm_{21}^2 and Δm_{31}^2 mixing, the NC disappearance probability can be written as

$$\begin{aligned}
 P(\nu_e \rightarrow \nu_s) &= \sin^2 2\theta_{14} \cos^2 \theta_{24} \cos^2 \theta_{34} \sin^2 \frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E_\nu} \\
 P(\nu_\mu \rightarrow \nu_s) &= \cos^4 \theta_{14} \sin^2 2\theta_{24} \cos^2 \theta_{34} \sin^2 \frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E_\nu}
 \end{aligned} \tag{5}$$

for ν_e and $\nu_\mu \not\sim \nu_\mu$ flavors, respectively. With the multiple flavors produced at the SNS that are separable in time, our detectors can directly measure θ_{14} , θ_{24} , and Δm_{14}^2 and from characteristic dips in our observed energy and time spectra. Oscillation probabilities depend weakly on θ_{34} . This angle is known to be small from unitarity [128], and we assume this parameter is 0.

The disappearance channel is inherently favorable to study. The $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ channel depends on the parameter $\sin^2 \theta_{\mu e} = \sin^2 \theta_{14} \sin^2 2\theta_{24}$, which is fourth order in the small angles θ_{i4} . The disappearance channels are only quadratic in θ_{i4} . Thus, though the LSND/MiniBooNE anomaly is only a 0.3% effect, the disappearance channels each predict a $\sim 10\%$ effect at oscillation maximum. Such a deficit would be detectable with precision CEvNS experiments.

Beyond reduced interaction uncertainties with the CEvNS interaction channel, a π DAR neutrino flux gives a monoenergetic, prompt flux of ν_μ at $E_\nu = 29.8$ MeV. Since the baseline is fixed, a measurement of the prompt CEvNS rate would precisely measure Δm_{41}^2 if a sterile state exists near the global fit. CEvNS is a NC process, so there is only slight correlation between neutrino energy and observable recoil energy. However, there is a maximum recoil energy of $2E_\nu^2 = m_N$, where m_N is the nuclear mass. Thus, selecting the highest observable recoil energies also selects the highest energies produced at the SNS, effectively making a narrow-band near the flux endpoint. With a 2D fit in recoil time and energy, COHERENT can test disappearance with ν_e and ν_μ flavors and has two distinct signal regions with a narrow flux distribution. Together with COHERENT's multiple-detector layout, a positive sterile-neutrino detection would have multiple cross-checks built into the analysis to distinguish between sterile oscillations and other new physics or systematic mismodeling. In Fig. 11, we show expected sensitivities to Δm_{41}^2 and mixing angles after three years of running for three COHERENT detectors: COH-CryoCsI-1; COH-Ge-2, a future proposed concept of germanium PPC detector (50 kg); and COH-Ar-750. For each detector, we assume

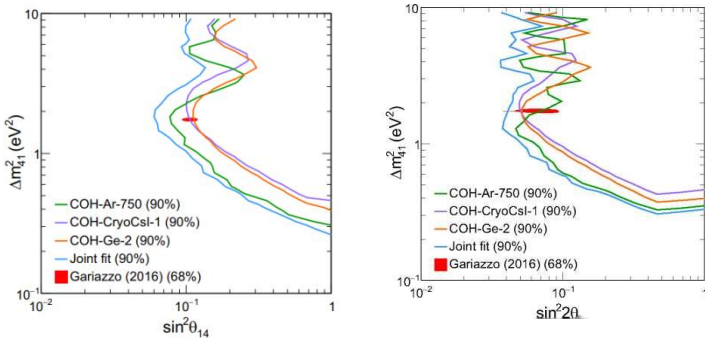


FIG. 11. Sensitivities for COHERENT argon (detector to be completed 2024), cryogenic CsI (currently described), and germanium (upgrade with triple mass compared to detector currently running at the SNS) detectors to test the sterile-neutrino hypothesis in the ν_e (top) and ν_μ (bottom) disappearance cases. For each, a joint fit of all three datasets is compared against a global fit [121] of all short-baseline oscillation data

three systematic uncertainties: 10% on the neutrino flux (which is correlated between all detectors), quenching and associated uncertainties (taken from CONUS [129] for germanium and [35] for argon), and nuclear form factor (by varying $R_n \pm 5\%$). Generally, the Θ_{24} constraint is stronger as two flavors, ν_μ/ν_e contribute. The sensitivity depends sharply on Δm^2_{41} above 4 eV² for the θ_{24} contour. This is due to the monoenergetic ν_μ flux which selects a specific Δm_{41} . We also show a combined fit of all three COHERENT datasets which improves on each individual measurement due to improved understanding of the baseline dependence on the oscillation and cancellation of the correlated neutrino-flux uncertainty.

The parameter space preferred by a 2016 global fit of sterile-neutrino data is also shown. The fit prefers higher values of Θ_{14} than Θ_{24} . Given COHERENT's preferential sensitivity to Δm^2_{24} , COHERENT can probe the best-fit parameter space in both mixing angles. For sterile neutrino oscillations, the combined information from multiple COHERENT subsystems is very beneficial. All detectors play an important role and cross-check each other by studying the L/E_ν oscillation dependence. With the robust CEvNS signature, COHERENT is well positioned to shine new and valuable insight on this long-standing anomaly in the coming years.

IV. MEASURING THE NEUTRON CHARGE DISTRIBUTION

In the limit $Q^2 = 0$, the nucleus acts like a point source of weak charge, and CEvNS is truly coherent. At finite momentum transfers where the deBroglie wavelength of the momentum transfer, Q , is not

small compared to the nuclear radius, the scattering is only partially coherent. In these situations, the CEvNS cross section is suppressed by the form factor, $|F(Q^2)|^2$ in Eq. (2), which describes the spatial distribution of the weak nuclear charge. This is currently the largest source of uncertainty on the standard model prediction of the CEvNS cross section. Conversely, the Q^2 dependence allows CEvNS experiments to directly measure the form factor [130-133] and access the nuclear equation of state. As CEvNS is primarily sensitive to the neutron number of the nucleus, COH-CryoCsI-1 will primarily measure the neutron density distribution. To first order, this is determined by the neutron radius, defined as the root-mean-square distance to each neutron from the nucleus center, $R_n = \sqrt{R_n^2}$

The nuclear physics of the weak charge distribution directly affects our understanding of the astrophysics of neutron stars [134]. In heavy, neutron-rich nuclei like ^{133}Cs and ^{127}I , neutrons will extend beyond the proton distribution, forming a neutron skin given by the difference in neutron and proton radii, $R_n - R_p$. The neutron skin relates to the surface tension which balances against the degeneracy pressure of the neutron matter [135]. The same nuclear physics determines the equation of state near the surface of a neutron star [135-138]. As such, terrestrial scattering experiments directly clarify predictions of the radii of neutron stars. This also includes the nuclear physics of binary neutron-star mergers [139-141], a very relevant area of work following the LIGO/Virgo detection of GW170817 [142]. Terrestrial CEvNS experiments are also a vital component needed for understanding the mass of neutron stars [143]. In CsI specifically, measurements of R_n improve measurements of the weak mixing angle at low Q^2 by reducing dominant uncertainties of atomic parity-violation measurements in ^{133}Cs [144].

The weak form factor has been measured in the parity-violating electron scattering experiments, PREX [145] and CREX [146], which together saw a relatively large neutron skin in ^{208}Pb and a small skin in ^{48}Ca . This is discrepant with nuclear models at k_20 [147]. Conveniently, precision CEvNS experiments are maturing in time to clarify these results. Measurements with Ar in COH-Ar-750 will test the neutron skin with a light nucleus, like ^{48}Ca , and CsI in COH-CryoCsI-1 will do the same in a heavier nucleus, analogous to ^{208}Pb , and directly test whether the neutron skin increases with nuclear mass.

To demonstrate the dependence of the CEvNS cross section on the nuclear equation of state, Fig. 12 shows the CEvNS excess over back-

ground expected after 3 years of COH-CryoCsI-1 running compared to the CEvNS prediction with $R_n = 0$. The figure displays a larger uncertainty compared to nuclear physics calculations, $\pm 10\%$ to illustrate the dependence on R_n . Particularly at high recoil energies, and thus high $Q = y/2m_N E_{\text{rec}}$, the nuclear effects are apparent. To test the sensitivity of COH-CryoCsI-1 to R_n , we ran likelihood fits using fake data produced with the Klein-Nystrand form-factor parametrization [83].

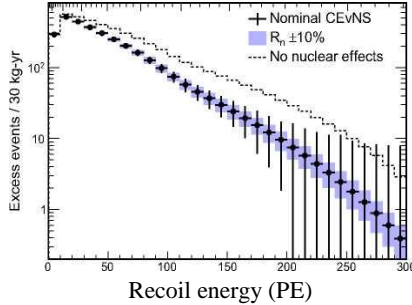


FIG. 12. The expected signal CEvNS events, with backgrounds subtracted and an expected form-factor suppression from the Klein-Nystrand parametrization. This is compared against the cases with $\pm 10\%$ changes to the neutron radius and without form-factor suppression.

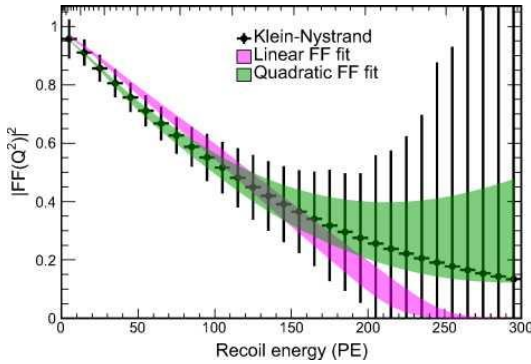


FIG. 13. Reconstructed form factors, determined by the ratio of expected CEvNS scatters to the point-source expectation. Additionally, the result is fit to a linear (purple) and quadratic (green) function. The quadratic function, unlike the linear, can more completely capture the Q^2 dependence at SNS energies

.For fitting, we did not assume any form-factor model, instead fitting the suppression to an arbitrary polynomial. Smearing between true recoil

energy and observed PE was accounted for. With the high light yield expected in the COH-CryoCsI-1 detector, smearing effects were minimal, smaller than the bin width for $Q < 58$ MeV. From [130,148], the linear term in the Q^2 Taylor expansion of the form factor directly relates to the neutron radius. As shown in Fig. 13, next-generation CEvNS detectors like COH-CryoCsI-1 will also have sensitivity to the quadratic term in the expansion, which relates to $\sqrt[4]{(R_n^4)}$, a measure of the diffuseness of the nuclear equation of state. We can distinguish between quadratic and linear fits at a low statistical significance, $\sim 4\sigma$

The determined sensitivity to both of these parameters is shown in Fig. 14 after three years of running at the SNS. Without assuming a form-factor parametrization, the detector could make a model-independent measurement of R_n to $\sim 7\%$ when profiling over $\sqrt[4]{(R_n^4)}$. There is $< 1\sigma$ sensitivity to the cubic term in the Q^2 expansion with 10 kg of CsI, though this term may be accessible with an upgraded CsI detector. Previously, a 2.9% sensitivity to R_n was calculated for COH-CryoCsI-1 that assumed a specific form-factor parametrization [17]. This level of precision is suitable for testing the large neutron skin observed in PREX [145], $\sim 2\%$ uncertainty, in heavy nuclei.

V. OBSERVING NEUTRINOS FROM A GALACTIC CORE-COLLAPSE SUPERNOVA

Detection of neutrinos from the supernova 1987a [34,149-152] was pivotal for the development of neutrino astronomy and serves as an archetypical example of multimessenger observation.

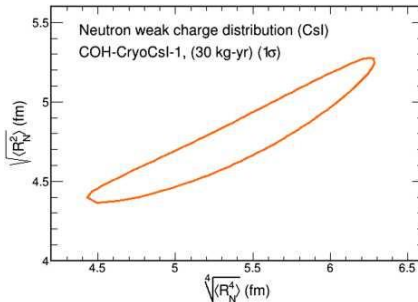


FIG. 14. Sensitivity of COH-CryoCsI-1 to the linear and quadratic terms of the form-factor suppression, giving the neutron radius (y - axis) and $y(R)$

As a very massive star runst of fusionable fuel, it undergoes a core-collapse supernova where its stellar core gravitationally collapses to ei-

ther a neutron star or black hole. In the process, the supernova releases $\sim 10^{58}$ neutrinos with energies in the 10s of MeV over several seconds. For supernovae within the Milky Way, this is a large enough flux to be detected in many neutrino experiments. Due to the rarity of such collapses, $3 \pm 1/\text{century}$ in the Milky Way, an observational approach utilizing multiple experiments with complementary sensitivity to the neutrino flux is desirable. Several experiments currently running are actively waiting for the next galactic supernova neutrino burst [153-159] with more soon to turn on [160-163].

As a NC process, CEvNS detectors are sensitive to all flavors of neutrinos and antineutrinos, giving a complete picture of the neutrino emission profile. The NC channel is also insensitive to uncertainties in three-flavor neutrino oscillations, which become nonlinear at neutrino densities experienced in the protoneutron star [164]. Given the large cross section for CEvNS, a reasonable event rate is possible with even ton-scale detectors. Dark-matter experiments will observe CEvNS from a supernova with the large liquid-noble scintillation detectors driving sensitivity [158,163]. Event rates expected in each detector are small, $\sim 10\text{-}100$ CEvNS events for a collapse at 10 kpc, but given the multiple instrumented detectors throughout the world, the global CEvNS event rate can be significant.

A second-generation CryoCsI detector, either placed at the SNS or developed as a dedicated underground astro- particle experiment, would contribute to this measurement, and benefits from experience gained from running COH- CryoCsI-1 at the SNS. We assume COH-CryoCsI-2 has a mass of 0.7 t which similarly achieves a light yield of 50 PE/keV_{ee}. We show here potential sensitivity to a supernova neutrino flux produced in a collapse simulation. As a representative sample, we considered a $20M_{\odot}$ collapse with metallicity $z = 0.004$ and a shock

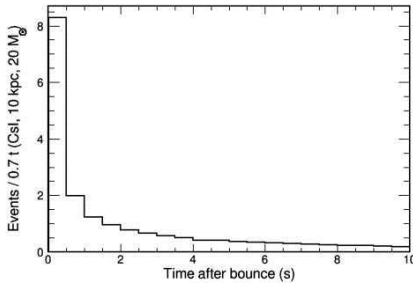


FIG. 15. The CEvNS event rate per bin in 700 kg of cryogenic CsI for a representative supernova collapse 10 kpc from Earth

revival time of 200 ms at a distance of 10 kpc. This particular simulation provides information for 20 s following the supernova onset. With the simulated efficiency estimated for 700 kg of instrumented CryoCsI, such a detector would expect 20.7 CEvNS interactions from this progenitor. The time profile is shown in Fig. 15.

At the ton scale, CEvNS detectors can detect supernova neutrino bursts from across the galaxy with an event rate of $\sim 1/50$ kg from a typical burst at 10 kpc. COH-CryoCsI-1 alone would only be sensitive to supernovae within $\ll 1$ kpc from Earth. When combined with other COHERENT detectors, the additional active CsI mass would improve event yields expected from a further burst. A self-trigger in event of a supernova would be developed for COH- CryoCsI-2; external triggers via SNEWS is also possible for other detectors.

VI. CONCLUSIONS

An undoped, inorganic scintillation detector operated at cryogenic temperatures is an excellent candidate technology for studying low-energy nuclear recoil signals from CEvNS interactions. The high light yield achieved in these crystals corresponds to low detector thresholds, ~ 80 eV_{ee} for CsI. We studied the physics potential of a small, 10 kg undoped, cryogenic CsI detector at the SNS, called COH- CryoCsI-1. Due to the improved threshold, this yields an order-of-magnitude improvement in event rate relative to the first COHERENT CsI detector without increasing the detector mass. Further, as a heavy nuclear target, this detector would complement COHERENT's next CEvNS efforts which focus on the light sodium, argon, and germanium targets.

This technology fundamentally expands the physics reach of CEvNS detectors, allowing NSI tests at lower mediator masses. The COH-CryoCsI-1 detector would be an excellent probe of BSM physics. It would resolve the LMA vs LMA-Dark question currently plaguing neutrino oscillations and test many dark-photon interpretations of $g - 2$ results. The high light yield also improves time resolution, relevant for searching for accelerator-produced dark matter, and energy resolution, favorable for testing the weak nuclear structure. Distinct features in the recoil time and energy spectrum can distinguish between these BSM physics effects and, if no new physics is detected, measurements of weak nuclear structure would connect closely with current questions in theoretical nuclear physics. At the ton scale, this technology would also be sensitive to CEvNS from a core-collapse supernova, observing $\ll 1$ event/50 kg for a typical collapse at 10 kpc, making an impactful super-

nova measurement inclusive of all neutrino flavors. In summary, COH-CryoCsI-1 would both resolve questions in nuclear physics and astrophysics and search for new physics in many well-motivated directions.

ACKNOWLEDGMENTS

COHERENT collaborators thank Peter Denton and Julia Gehrlein for conversations on the interplay between NSIs and neutrino mixing. We thank Adam Aurisano for thoughts about the sterile oscillation disappearance probability for NC interactions. We also thank Jorge Piekarzewicz for thoughts on the role of neutrino-scattering measurements in constraining nuclear structure. The COHERENT Collaboration acknowledges the generous resources provided by the ORNL Spallation Neutron Source, a DOE Office of Science User Facility, and thanks Fermilab for the continuing loan of the CENNS-10 detector. We also acknowledge support from the Alfred P. Sloan Foundation, the Consortium for Non-proliferation Enabling Capabilities, the National Science Foundation, the Korea National Research Foundation (No. NRF 2022R1A3B1078756), and the U.S. Department of Energy, Office of Science. Laboratory Directed Research and Development funds from ORNL also supported this project. This work was performed under the auspices of the U.S. Department of Energy by Lawrence Livermore National Laboratory under Contract No. DE-AC52-07NA27344. This research used the Oak Ridge Leadership Computing Facility, which is a DOE Office of Science User Facility. The work was supported by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation, Project “New Phenomena in Particle Physics and the Early Universe” FSWU-2023-0073. CNL support was provided by Canada’s Federal Science and Technology Program.

References

1. D.Z. Freedman, *Phys. Rev. D* **9**, 1389 (1974).
2. D. Akimov *et al.* (COHERENT Collaboration), *Science* **357**, 1123 (2017).
3. D. K. Papoulias and T. S. Kosmas, *Phys. Rev. D* **97**, 033003 (2018).
4. P. Coloma, M. C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, and T. Schwetz, *Phys. Rev. D* **96**, 115007 (2017).
5. Proceedings of the magnificent CEvNS Workshop 2018
6. A. N. Khan, D. W. McKay, and W. Rodejohann, *Phys. Rev. D* **104**, 015019 (2021).
7. A. Galindo-Uribarri, O. G. Miranda, and G. S. Garcia, *Phys. Rev. D* **105**, 033001 (2022).
8. B. Dutta, D. Kim, S. Liao, J.-C. Park, S. Shin, L. E. Strigari, and A. Thompson, J.

High Energy Phys. 01 (2022) 144.

6. O. G. Miranda, D. K. Papoulias, G. Sanchez Garcia, O. Sanders, M. Tortola, and J. W. F. Valle, J. High Energy Phys. 05 (2020) 130; 01 (2021) 67.

7. H. Banerjee, B. Dutta, and S. Roy, Phys. Rev. D **104**, 015015 (2021).

8. V. B. Mikhailik, V. Kapustynanyk, V. Tsybul'skiy, V. Rudyk, and H. Kraus, Phys. Status Solidi B **252**, 804 (2015).

9. M. Clark, P. Nadeau, S. Hills, C. Dujardin, and P. Di Stefano, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **901**, 6 (2018).

10. K. Ding, D. Chernyak, and J. Liu, Eur. Phys. J. C **80**, 1146 (2019).

11. H. Lee, J. Jeon, K. Kim, W. Kim, H. Lee, and M. Lee, J. Instrum. **17**, P02027 (2022).

12. D. Baxter *et al.*, J. High Energy Phys. 02 (2020) 123.

13. C. Su, Q. Liu, and T. Liang (CLOVERS, CEvNS@CSNS Collaborations), Phys. Sci. Forum **8**, 19 (2023).

14. D. Akimov *et al.*, in Snowmass 2021, arXiv: 2204.04575.

15. G. Angloher *et al.*, Astropart. Phys. **84**, 70 (2016).

16. S. Derenzo, R. Essig, A. Massari, A. Soto, and T.-T. Yu, Phys. Rev. D **96**, 016026 (2017).

17. N. Coron, C. Cuesta, E. Garcia, C. Ginestra, T. Girard, P. de Marcillac, M. Martinez, Y. Ortigoza, A. Ortiz de Solorzano, C. Pobes, J. Puimedon, T. Redon, M. Sarsa, L. Torres, P. Valko, and J. Villar, Astropart. Phys. **47**, 31 (2013).

18. P. Nadeau, M. Clark, P. Di Stefano, J.-C. Lanfranchi, S. Roth, M. von Sivers, and I. Yavin, Astropart. Phys. **67**, 62 (2015).

19. G. Angloher *et al.*, Eur. Phys. J. C **76**, 441 (2016).

20. L. Wang, G. d. Li, Z. Y. Yu, X. H. Liang, T. A. Wang, F. Liu, X. L. Sun, C. Guo, and X. Zhang, arXiv:2212.11515.

21. M. Cadeddu, C. Giunti, K. A. Kouzakov, Y.-F. Li, Y.-Y. Zhang, and A. I. Studenikin, Phys. Rev. D **98**, 113010 (2018); **101**, 059902(E) (2020).

22. M. Atzori Corona, M. Cadeddu, N. Cargioli, F. Dordei, C. Giunti, Y. F. Li, C. A. Ternes, and Y. Y. Zhang, J. High Energy Phys. 09 (2022) 164.

23. C. Giunti and A. Studenikin, Rev. Mod. Phys. **87**, 531 (2015).

24. C. Giunti, K. A. Kouzakov, Y.-F. Li, A. V. Lokhov, A. I. Studenikin, and S. Zhou, Ann. Phys. (Berlin) **528**, 198 (2016).

25. M. Lindner, B. Radovic, and J. Welter, J. High Energy Phys. 07 (2017) 139.

26. M. A. Corona, W. M. Bonivento, M. Cadeddu, N. Cargioli, and F. Dordei, Phys. Rev. D **107**, 053001 (2023).

27. V. De Romeri, V. M. Lozano, and G. Sanchez Garcia, arXiv:2307.13790.

28. M. Howell, B. DeGraff, J. Galambos, and S.-H. Kim, IOP Conf. Ser. **278**, 012185 (2017).

29. D. Akimov *et al.* (COHERENT Collaboration), Phys. Rev. D **106**, 032003

(2022).

30. J. Bahcall, Phys. Rep. **333-334**, 47 (2000).
31. K. S. Hirata *et al.*, Phys. Rev. D **38**, 448 (1988).
32. D. Akimov *et al.* (COHERENT Collaboration), Phys. Rev. Lett. **126**, 012002 (2021).
33. C. E. Aalseth *et al.* (CoGeNT Collaboration), Phys. Rev. Lett. **106**, 131301 (2011).
34. N. Abgrall *et al.* (LEGEND Collaboration), AIP Conf. Proc. **1894**, 020027 (2017).
35. W. Zhao *et al.* (CDEX Collaboration), Phys. Rev. D **93**, 092003 (2016).
36. A. K. Soma *et al.* (TEXONO Collaboration), Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **836**, 67 (2016).
37. H. Bonet *et al.* (CONUS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **126**, 041804 (2021).
38. P. An *et al.* (COHERENT Collaboration), Phys. Rev. Lett. **131**, 221801 (2023).
39. G. C. J. IV and B. S. Meyer, Astrophys. J. Lett. **617**, L131 (2004).
40. Y. Z. Qian, Astrophys. J. Lett. **569**, L103 (2002).
41. E. Kolbe, K. H. Langanke, and G. M. Fuller, Phys. Rev. Lett. **92**, 111101 (2004).
42. D. Akimov *et al.* (COHERENT Collaboration), J. Instrum. **16**, P03021 (2022).
43. D. Chernyak, D. Pershey, J. Liu, K. Ding, N. Saunders, and T. Oli, Eur. Phys. J. C **80**, 547 (2020).
44. J. Asaadi *et al.*, in Snowmass 2021 (2022), arXiv:2209.02883.
45. J. I. Collar, N. E. Fields, M. Hai, T. W. Hossbach, J. L. Orrell, C. T. Overman, G. Perumpilly, and B. Scholz, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **773**, 56 (2015).
46. S. Park, A. Khan, and H. Kim, New Phys. Sae Mulli **71**, 469 (2021).
47. H. Nishimura, M. Sakata, T. Tsujimoto, and M. Nakayama, Phys. Rev. B **51**, 2167 (1995).
48. C. Sailer, B. Lubsandorzhev, C. Strandhagen, and J. Jochum, Eur. Phys. J. C **72**, 2061 (2012).
49. K. Ding, J. Liu, Y. Yang, and D. Chernyak, Eur. Phys. J. C **82**, 344 (2022).
50. C. Jackson, K. J. O'Neill, L. Wall, and B. McGarvey, Opt. Eng. **53**, 081909 (2014).
51. S. Derenzo, E. Bourret, S. Hanrahan, and G. Bizarri, J. Appl. Phys. **123**, 114501 (2018).
52. V. A. Bednyakov and D. V. Naumov, Phys. Part. Nucl. **52**, 39 (2021).
53. D. Akimov *et al.* (COHERENT Collaboration), J. Instrum. **17**, P10034 (2022).
54. M. Clark, P. Nadeau, S. Hills, C. Dujardin, and P. C. F. Di Stefano, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **901**, 6 (2018).
55. C. M. Lewis and J. I. Collar, Phys. Rev. C **104**, 014612 (2020).
56. E. Aprile *et al.* (XENON Collaboration), Phys. Rev. Lett. **126**, 091301 (2021).
57. D. Akimov *et al.* (COHERENT Collaboration), Phys. Rev. Lett. **129**, 081801 (2022).
58. H. Bonet *et al.* (CONUS Collaboration), J. High Energy Phys. **05** (2022) 085.

59. P. B. Denton and J. Gehrlein, *J. High Energy Phys.* 04 (2021) 266.
60. O. G. Miranda, M. A. Tortola, and J. W. F. Valle, *J. High Energy Phys.* 10 (2006) 008.
61. A. Friedland, C. Lunardini, and C. Pena-Garay, *Phys. Lett. B* **594**, 347 (2004).
62. Neutrino Non-Standard Interactions: A Status Report (2019), Vol. **2**, arXiv:1907.00991.
63. M. C. Gonzalez-Garcia and M. Maltoni, *J. High Energy Phys.* 09 (2013) 152.
64. P. Coloma and T. Schwetz, *Phys. Rev. D* **94**, 055005 (2016).
65. P. Coloma, P. B. Denton, M. C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, and T. Schwetz, *J. High Energy Phys.* 04 116.
66. P. B. Denton and J. Gehrlein, *Phys. Rev. D* **106**, 015022 (2021)
67. M. A. Acero *et al.* (NOvA Collaboration), *Phys. Rev. D* **106**, 032004 (2022).
68. K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), *Eur. Phys. J. C* **83**, 782 (2021)
69. N. Sabti, J. Alvey, M. Escudero, M. Fairbairn, and D. Blas, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 01 (2021) 004.
70. B. Abi *et al.* (DUNE Collaboration), *J. Instrum.* **15**, T08008 (2020).
71. B. Abi *et al.* (DUNE Collaboration), arXiv:2002.03005.
72. K. Abe *et al.* (Hyper-Kamiokande Collaboration), *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2018**, 063C01 (2018).
73. J. Zhang (JUNO Collaboration), *J. Phys. Conf. Ser.* **2156**, 012110 (2021).
74. G. W. Bennett *et al.* (Muon $g-2$ Collaboration), *Phys. Rev. D* **73**, 072003 (2006).
75. B. Abi *et al.* (Muon $g - 2$ Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **126**, 141801 (2021).
76. D. P. Aguillard *et al.* (Muon $g-2$ Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **131**, 161802 (2023).
77. T. Aoyama *et al.*, *Phys. Rep.* **887**, 1 (2020).
78. P. Athron, C. Balazs, D.H.J. Jacob, W. Kotlarski, D. Stockinger, and H. Stockinger-Kim, *J. High Energy Phys.* 09 (2021) 080.
79. S. Klein and J. Nystrand, *Phys. Rev. C* **60**, 014903 (1999).
80. G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, and O. Vitells, *Eur. Phys. J. C* **71**, 1554 (2011); **73**, 2501(E) (2013).
81. H. Bonet *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **84**, 139 (2024).
82. G. Angloher *et al.* (NUCLEUS Collaboration), *Eur. Phys. J. C* **79**, 1018 (2019).
83. S. Baek, N. G. Deshpande, X. G. He, and P. Ko, *Phys. Rev. D* **64**, 055006 (2001).
84. E. Ma, D. P. Roy, and S. Roy, *Phys. Lett. B* **525**, 101 (2002).
85. A. Biswas, S. Choubey, and S. Khan, *J. High Energy Phys.* 09 (2016) 147.
86. A. Biswas, S. Choubey, and S. Khan, *J. High Energy Phys.* 02 (2017) 123.
87. S. Patra, S. Rao, N. Sahoo, and N. Sahu, *Nucl. Phys. B* **917**, 317 (2017).
88. J. Heck and W. Rodejohann, *Phys. Rev. D* **84**, 075007 (2011).
89. S. Baek, H. Okada, and K. Yagyu, *J. High Energy Phys.* 04 (2015) 049.
90. M. Atzori Corona, M. Cadeddu, N. Cargioli, F. Dordei, C. Giunti, Y. F. Li, E. Picciau, C. A. Ternes, and Y. Y. Zhang, *J. High Energy Phys.* 05 (2022) 109.
91. G. Bellini *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 141302 (2011).
92. S. R. Mishra *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 3117 (1991).

93. W. Altmannshofer, S. Gori, M. Pospelov, and I. Yavin, *Phys. Rev. Lett.* 113, 091801 (2014).
94. J. P. Lees *et al.* (BABAR Collaboration), *Phys. Rev. D* 94, 011102 (2016).
95. A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collaboration), *Phys. Lett. B* 792, 345 (2019).
96. P. Fayet, *Phys. Rev. D* 70, 023514 (2004).
97. C. Bshm and P. Fayet, *Nucl. Phys. B* 683, 219 (2004).
98. M. Pospelov, A. Ritz, and M. B. Voloshin, *Phys. Lett. B* 662, 53 (2008).
99. P. deNiverville, M. Pospelov, and A. Ritz, *Phys. Rev. D* 84, 075020 (2011).
100. P. deNiverville, M. Pospelov, and A. Ritz, *Phys. Rev. D* 92, 095005 (2015).
101. M. Battaglieri *et al.*, in U.S. cosmic visions: New ideas in dark matter, arXiv:1707.04591.
102. H. M. Chang *et al.* (TEXONO Collaboration), *Phys. Rev. D* 75, 052004 (2007).
103. D. Aristizabal Sierra, V. De Romeri, L. J. Flores, and D. K. Papoulias, *J. High Energy Phys.* 03 (2021) 294.
104. V. Brdar, B. Dutta, W. Jang, D. Kim, I. M. Shoemaker, Z. Tabrizi, A. Thompson, and J. Yu, *Phys. Rev. Lett.* 126, 201801 (2021).
105. A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (CCM Collaboration), *Phys. Rev. D* 107, 095036 (2023).
106. D. Akimov *et al.* (COHERENT Collaboration), *Phys. Rev. D* 102, 052007 (2020).
107. D. Akimov *et al.* (COHERENT Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 130, 051803 (2023).
108. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (LSND Collaboration), *Phys. Rev. D* 64, 112007 (2001).
109. A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (MiniBooNE Collaboration), *Phys. Rev. D* 103, 052002 (2021).
110. J. N. Abdurashitov *et al.* (SAGE Collaboration), *Phys. Rev. C* 59, 2246 (1999).
111. J. N. Abdurashitov *et al.*, *Phys. Rev. C* 73, 045805 (2006).
112. F. Kaether, W. Hampel, G. Heusser, J. Kiko, and T. Kirsten, *Phys. Lett. B* 685, 47 (2010).
113. V. V. Barinov *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 128, 232501 (2022).
114. S. R. Elliott, V. Gavrin, and W. Haxton, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 134, 104082 (2024).
115. G. Mention, M. Fechner, T. Lasserre, T. Mueller, D. Lhuillier, M. Cribier, and A. Letourneau, *Phys. Rev. D* 83, 073006 (2011).
116. A. Letourneau, V. Savu, D. Lhuillier, T. Lasserre, T. Materna, G. Mention, X. Mougeot, A. Onillon, L. Perisse, and M. Vivier, *Phys. Rev. Lett.* 130, 021801 (2023).
117. S. Gariazzo, C. Giunti, M. Laveder, and Y. F. Li, *J. High Energy Phys.* 06 (2017) 135.
118. B. Armbruster *et al.* (KARMEN Collaboration), *Phys. Rev. D* 65, 112001 (2002).
119. P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 117, 151803 (2016).

120. M. G. Aartsen *et al.* (IceCube Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **117**, 071801 (2016).
121. P. Abratenko *et al.* (MicroBooNE Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **128**, 241801 (2022).
122. C. Blanco, D. Hooper, and P. Machado, *Phys. Rev. D* **101**, 075051 (2020).
123. I. A. Bisset, B. Dutta, W.-C. Huang, and L. E. Strigari, arXiv:2310.13194.
124. P. B. Denton and J. Gehrlein, *J. High Energy Phys.* **06** (2022) 135.
125. A. Bonhomme *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **82**, 815 (2022).
126. P. S. Amanik and G. C. McLaughlin, *J. Phys. G* **36**, 015105 (2008).
127. K. Patton, J. Engel, G. C. McLaughlin, and N. Schunck, *Phys. Rev. C* **86**, 024612 (2012).
128. C. G. Payne, S. Bacca, G. Hagen, W. Jiang, and T. Papenbrock, *Phys. Rev. C* **100**, 061304 (2019).
129. B. Reed, Z. Jaffe, C. J. Horowitz, and C. Sfienti, *Phys. Rev. C* **102**, 064308 (2020).
130. J. Piekarewicz, arXiv:2209.14877.
131. C. J. Horowitz and J. Piekarewicz, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5647 (2001).
132. B. Alex Brown, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5296 (2000).
133. J. Carriere, C. J. Horowitz, and J. Piekarewicz, *Astrophys. J.* **593**, 463 (2003).
134. M.B. Tsang *et al.*, *Phys. Rev. C* **86**, 015803 (2012).
135. L. Baiotti, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **109**, 103714 (2019).
136. M.B. Tsang, W. G. Lynch, P. Danielewicz, and C. Y. Tsang, *Phys. Lett. B* **795**, 533 (2019).
137. M. Fasano, T. Abdelsalhin, A. Maselli, and V. Ferrari, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 141101 (2019).
138. B. P. Abbott *et al.* (LIGO and Virgo Collaborations), *Phys. Rev. Lett.* **119**, 161101 (2017).
139. M. Salinas and J. Piekarewicz, *Symmetry* **15**, 994 (2023).
140. M. Cadeddu and F. Dordei, *Phys. Rev. D* **99**, 033010 (2019).
141. D. Adhikari *et al.* (PREX Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **126**, 172502 (2021).
142. D. Adhikari *et al.* (CREX Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **129**, 042501 (2022).
143. B. T. Reed, F. J. Fattoyev, C. J. Horowitz, and J. Piekarewicz, arXiv:2305.19376.
144. D. A. Sierra, *Phys. Lett. B* **845**, 138140 (2023).
145. W. Kunkel *et al.*, *IAU Circular* **4316**, 1 (1987),
146. W. D. Arnett, J. N. Bahcall, R. P. Kirshner, and S.E. Woosley, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **27**, 629 (1989).
147. T. Haines *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **264**, 28 (1988).
148. E. Alexeyev, L. Alexeyeva, I. Krivosheina, and V. Volchenko, *Phys. Lett. B* **205**, 209 (1988).
149. K. Abe *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration), *Astro- part. Phys.* **81**, 39 (2016).
150. M. A. Acero *et al.* (NOvA Collaboration), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **10** (2020) 014.
151. M. G. Aartsen *et al.* (IceCube Collaboration), arXiv:1412.5106.

152. A. Bueno, I. Gil Botella, and A. Rubbia, arXiv:hep-ph/ 0307222.
153. P. Abratenko *et al.* (MicroBooNE Collaboration), J. Instrum. **16**, P02008 (2021).
154. R. F. Lang, C. McCabe, S. Reichard, M. Selvi, and I. Tamborra, Phys. Rev. D **94**, 103009 (2016).
155. C. A. Duba *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **136**, 042077 (2008).
156. B. Abi *et al.* (DUNE Collaboration), Eur. Phys. J. C **81**, 423 (2021).
157. F. An *et al.* (JUNO Collaboration), J. Phys. G **43**, 030401 (2016).
158. K. Abe *et al.* (Hyper-Kamiokande Collaboration), arXiv: 1805.04163.
159. P. Agnes *et al.* (DarkSide 20k Collaboration), J. Cosmol. Astropart. Phys. 03 (2021) 043.
160. H. Duan, G. M. Fuller, and Y.-Z. Qian, Phys. Rev. D **74**, 123004 (2006).
161. G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, and A. Mirizzi, J. Cosmol. Astropart. Phys. 12 (2007) 010.
162. G. G. Raffelt and A. Y. Smirnov, Phys. Rev. D **76**, 081301 (2007); **77**, 029903(E) (2008).
163. K. Nakazato, K. Sumiyoshi, H. Suzuki, T. Totani, H. Umeda, and S. Yamada, Astrophys. J. Suppl. Ser. **205**, 2 (2013).
164. P. Antonioli *et al.*, New J. Phys. **6**, 114 (2004)

ЦИРКУЛЯЦИОННЫЙ НАСОС ДЛЯ НЕПРЕРЫВНОЙ ОЧИСТКИ РАБОЧЕЙ СРЕДЫ ДВУХФАЗНОГО ЭМИССИ- ОННОГО ДЕТЕКТОРА РЭД-100

А. В. Белов^{a,c}, А. И. Болоздыня^a, А. А. Васин^a, А. В. Галаванов^{a,d}, Ю. В. Гусаков^{a,d},
А. Г. Коваленко^{a,d}, Е. С. Козлова^a, А. М. Коновалов^{a,e}, В. Н. Корноухов^{a,f},
А. В. Кумпан^a, А. В. Лукьяшин^a, А. В. Пинчук^a, О. Е. Разуваева^{a,c}, Д. Г. Рудик^a,
Г. Е. Симаков^{a,c}, В. В. Сосновцев^a, А. В. Хромов^{a,b}, А. В. Шакиров^a, А. В. Этенко^{a,c}

^a *Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”*

^b *Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31*

^c *Национальный исследовательский Томский политехнический университет*
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30

^d *Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”*
Россия, 123098, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

^e *Объединенный институт ядерных исследований*

^f *Россия, 141980, Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6*

^g *Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук*
Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

^h *Институт ядерных исследований Российской академии наук*
Россия, Москва, 117312, просп. 60-летия Октября, 7а

Аннотация

Статья посвящена описанию модернизации стандартного мембранного насоса для непрерывной циркуляционной очистки благородных газов, жидкая фаза которых используется как рабочая среда эмиссионных детекторов с целью обеспечения плавной регулировки потока очищаемого газа в пределах 8–15 литров в минуту.

1. ВВЕДЕНИЕ

Двухфазные эмиссионные детекторы, введенные в экспериментальную физику в Московском инженерно-физическом институте (МИФИ) [1–3], за полвека своего развития нашли широкое применение в экспериментах по поиску темного вещества во Вселенной [4], по регистрации нейтрино высоких энергий для исследования нейтринных осцилляций, по поиску эффекта двойного безнейтринного бета-распада [4, 5], по обнаружению эффекта упругого когерентного рассеяния относительно малоэнергетических реакторных электронных антинейтрино на атомных ядрах (УКРН) в экспериментах на АЭС [6, 7]. Для решения последней задачи в НИЯУ МИФИ разработан и построен двухфазный эмиссионный детектор РЭД-100, прошедший испытания на Калининской АЭС [7, 8].

Обнаружение УКРН на АЭС требует эффективной регистрации относительно слабых ионизационных сигналов (вплоть до одиноч-

ных электронов) в массивной (сотни килограммов) рабочей среде (жидкий аргон или ксенон). При этом необходимо использовать специальную технологию плавно регулируемой циркуляционной очистки сжиженных благородных газов от электроотрицательных примесей для обеспечения оптимальной для используемого геттера скорости прокачки газа в зависимости от режима работы детектора [9]. Такая очистка осуществляется путем многократного пропускания рабочих сред на основе благородных газов через горячие металлические геттеры типа SAES MonoTorr [10] при давлении порядка 1 атм. со скоростью 8–15 литров/мин. Однако используемые в таких установках циркуляционные насосы типа KNF N143SV.12E обеспечивают только постоянную скорость прокачки газов при атмосферном давлении величиной порядка 23 литра в минуту. Регулирование потока очищаемого газа с помощью внешних вентилях приводит к перегрузке мембран циркуляционного насоса и существенному ограничению их времени службы. В данной работе разработан метод плавной регулировки потока газа с помощью внешнего электронно-управляемого асинхронного двигателя для организации циркуляционной очистки благородных газов с помощью горячих металлических геттеров.

2. ЦИРКУЛЯЦИОННАЯ СИСТЕМА ОЧИСТКИ РЭД-100

Технология непрерывной очистки рабочей среды двухфазного эмиссионного детектора РЭД-100 на сжиженных благородных газах заключается в последовательном выполнении следующих операций и повторении этой последовательности в течение длительной (несколько месяцев) непрерывной работы детектора [11]:

- отбор порции рабочей жидкости из детектора;
- испарение порции жидкости при пропуске через сифонный теплообменник;
- пропускание образовавшейся порции газа через горячий металлический геттер типа SAES MonoTorr;
- возврат очищенной порции газа в детектор путем прокачки в обратную сторону через сифонный теплообменник, где за счет теплообмена с испаряемой порцией жидкости происходит конденсация жидкости, возвращаемой после очистки в детектор.

Экстракция жидкой порции аргона из детектора и возврат очищенной геттером газообразной порции газа в детектор осуществляется одним циркуляционным насосом по замкнутому контуру. При этом встречные потоки холодного и теплого газа обмениваются теплом в двойном сильфонном рукаве, который обеспечивает эффективный теплообмен между встречными потоками испаряющейся жидкой в начальной фазе порции благородного газа и ожигаемой из газа после пропускания через геттер чистой газовой порцией, возвращаемой в детектор. Для обеспечения эффективной очистки газа от электроотрицательных примесей скорость газового потока через горячий металлический геттер типа SAES MonoTorr должна не превышать 15 литров газа в минуту при атмосферном давлении. Для циркуляции рабочего газа через геттер используется мембранный циркуляционный насос типа KNF N143SV.12E, который при атмосферном давлении, согласно паспорту, обеспечивает постоянную скорость прокачки 23 литра в минуту [12]. Для согласования потоков очищаемого газа в РЭД-100 первоначально использовалась система вентилях, закорачивающих “вход” и “выход” насоса для понижения общей скорости прокачки до необходимой рабочей величины. Однако такой метод регулировки оказывает большую нагрузку на мембрану циркуляционного насоса, что приводит к значительному сокращению срока ее службы. С целью решения этой проблемы была разработана система привода в действие циркуляционного насоса с помощью внешнего двигателя, оснащенного плавной электронно-регулируемой скоростью вращения ротора.

3. МОДЕРНИЗИРОВАННЫЙ ЦИРКУЛЯЦИОННЫЙ НАСОС

Для обеспечения плавной регулировки скорости прокачки циркуляционный насос KNF N143SV.12E был оборудован внешним приводом, как показано на рис.1. В качестве внешнего привода использовался двигатель для компрессоров домашних холодильников Atlant 1BA6745-2-0025-01 производства ЗАО АТЛАНТ (Белорусия) [13, 14], в котором скорость вращения ротора управляется электронным образом. Схема питания внешнего привода и регулировки скорости вращения ротора двигателя показана на Рис.2.

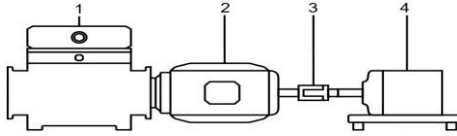


Рис.1 Циркуляционный мембранный насос 1 со стандартным приводом KNF N143SV.12E 2, приводимый в действие через муфту 3 с помощью электронно-управляемого асинхронного электродвигателя Atlant 1BA6745-2-0025-01 с плавной регулировкой скорости вращения ведущего вала 4.



Рис. 2. Схема управления частотой вращения асинхронного электродвигателя Atlant 1BA6745-2-0025-01.

Для управления частотой вращения ротора двигателя применяется фазоимпульсный метод, что позволяет обойтись без силового преобразователя частоты и запускать синхронный двигатель в асинхронном режиме. Центральной частью схемы регулятора скорости оборотов ротора является частотный модулятор, собранный на микросхеме TDA1085, которая задает циклограмму управления обмотками двигателя с помощью набора силовых транзисторов. Таким методом обеспечивается управление вращающим моментом на валу независимо от скорости вращения, что особенно важно в данном случае.

Для контроля реальной частоты вращения предусмотрена обратная связь. Сигнал со встроенного в двигатель тахометра поступает на встроенный в микросхему частотомер. Для достижения и стабилизации скорости вращения на необходимом уровне используется контроллер скорости вращения на основе пропорционально-интегрально-дифференцирующего регулятора (ПИД-регулятора [15]), сравнивающего сигнал с тахометра с целевым значением, задаваемым потенциометром. Стандартная схема регулятора позволяет управлять двигателем в диапазоне частот вращения ротора от 100 до 12000 об/мин. В нашем случае, исходя из обеспечения необ-

ходимой производительности насоса, оптимальным является более узкий диапазон от 300 до 400 об/мин. Поэтому схема блока регулировки оборотов была модифицирована.

Модернизированная версия циркуляционного насоса была испытана в течение трех недель непрерывной работы детектора РЭД-100, заполненного жидким аргоном массой 100 кг. Скорость прокачки газа через горячий металлический геттер SAES MonoTorr регулировалась с помощью электронного блока управления двигателем Atlant 1BA6745-2-0025-01 так, чтобы поток газа через геттер составлял 9–10 литров газа в минуту при давлении 1.2 атм. При такой скорости прокачки благородного газа время жизни квазисвободных электронов порядка 1 мс достигается в рабочей жидкости детектора массой порядка 100 кг примерно за 2–3 недели непрерывной работы циркуляционной системы очистки рабочей среды.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе разработана методика плавной регулировки потока при циркуляционной очистке благородного газа, используемого в качестве рабочей среды двухфазного эмиссионного детектора. Экспериментальные исследования показали, что циркуляционная очистка с помощью модернизированной версии циркуляционного насоса KNF N143SV.12E эффективна, обеспечивает необходимую безопасность работы циркуляционного насоса и может быть использована в длительных экспериментах с эмиссионными детекторами на сжиженных благородных газах.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность руководству Института ядерной физики и технологий НИЯУ МИФИ за помощь в проведении работ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда в рамках контракта №22-12-00082.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Долгошеин Б.А., Лебеденко В.Н., Родионов Б.У. // Письма ЖЭТФ. 1970. Т. 11. С. 513.
2. Болоздыня А.И., Егоров О.К., Коршунов А.А., Мирошниченко В.П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 25. № 9. С. 401.

3. *Bolozdynya A., Egorov V., Rodionov B.U., Miroshnichenko V.P.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1995. V. 42. № 4. P. 565.
4. *Aalbers J., AbdusSalam S.S., Abe K., Aerne V. et al.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2023. V. 50 (1). P. 013001. <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6471/ac841a>
5. *Akimov D.Y., Bolozdynya A.I., Buzulutskov A.F., Chepel V.* Two-Phase Emission Detectors. Singapore: World Scientific Publishing Co., 2021. <http://doi.org/10.1142/12126>
6. *Акимов Д.Ю., Белов В.А., Болоздыня А.И., Ефременко Ю.В. и др.* // УФН. 2019. Т. 189. № 2. P. 173.
7. *Chang Cai, Guocai Chen, Jiangyu Chen, Fei Gao et al. (RELICS Collaboration)* // Phys. Rev. D. 2024. V. 110. P. 0720112024. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.110.072011>
8. *Акимов Д.Ю., Александров И.С., Белов В.А., Болоздыня А.И. и др.* // ПТЭ. 2017. № 2. С.22.
9. *Акимов Д.Ю., Белов В.А., Болоздыня А.И., Васин А.А. и др.* // ПТЭ. 2019. № 4. С. 5.
10. SAES Pure Gas. MonoTorr: Heated Getter Purifies. http://www.saespuregas.com/Library/specifications-brochures/MonoTorr_Brochure.pdf
11. *Akimov D.Y., Alexandrov I.S., Alyev R.R., Belov V.A. et al.* // J. Inst. IOP Publishing. 2022. V. 17. № 11. P. T11011. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2209.15516>
12. N 143 Series process vacuum pumps and compressors, <https://kiptm.com/wp-content/uploads/2020/07/25/knf-n-143-category.pdf>
13. Atlant 90167452501 (1BA6745-2-0025-01) Электродвигатель для стиральной машины https://intercomnn.ru/catalog/elektrodvigateli_dlya_stiralnykh_mashin/90167452501/
14. Двигатель для стиральных машин Atlant 1BA6745 <https://moskva.samodelkin-mag.ru/stiralnyie-mashinyi/dvigateli/dvigatel-dlya-stiralnyix-mashin-atlant-1va6745>
15. ПИД-регулятор. Приводная техника и средства автоматизации. VEDA MC <https://drives.ru/stati/pid-regulyator/>

Модернизация системы криостатирования эмиссионного детектора РЭД-100 для работы с жидким аргоном

И.С. Александров ^{а,б}, В.А. Белов ^{в,а}, А.И. Болоздыня ^а, А.А. Васин ^а,
А.В. Галаванов ^{з,а}, Ю.В. Гусаков ^{з, а}, А.Г. Коваленко ^{в,а}, Е.С. Козлова ^а,
А.М. Коновалов ^{д,а}, В.Н. Корноухов ^{а,е}, А.В. Кумпан ^а, А.В. Лукьяшин ^а,
А.В. Пинчук ^а, О.Е. Разуваева ^{а,в}, Д.Г. Рудик ^а, Г.Е. Симаков ^{в,а}, В.В. Сосновцев ^а,
А.В. Хромов ^{а,б}, А.В. Шакиров ^а, А.В. Этенко ^{в,а}

^а *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (Московский инженерно-физический институт), Москва, 115409, Российская Федерация*

^б *Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, 634050, Российская Федерация*

^в *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, 123098, Российская Федерация*

^з *Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская область, 141980, Российская Федерация*

^д *Физический институт им. П.Н. Лебедева, Ленинский проспект 53, Москва, 119991, Российская Федерация*

^е *Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, 117312, Российская Федерация*

Аннотация

В статье содержится описание модернизации криогенной системы двухфазного эмиссионного детектора РЭД-100 для обеспечения возможности работы с жидким аргоном в качестве рабочей среды с целью поиска эффекта упругого когерентного рассеяния реакторных электронных антинейтрино на ядрах аргона.

Система термостатирования детектора РЭД-100

Система термостатирования детектора РЭД-100 первоначально была разработана для ожижения и стабилизации температуры жидкого ксенона, используемого в качестве рабочей среды детектора для изучения процесса упругого когерентного рассеяния реакторных электронных антинейтрино (УКРН) на тяжёлых ядрах [1, 2]. Система основана на технологии трубчатых термосифонов [3] и включает 4 трубчатых термосифона диаметром 12 мм (Рис.1), в которых в качестве теплоносителя используется азот, а в качестве холодильника – бассейн свободно кипящего жидкого азота, размещённый в резервуаре над детектором (Рис.2).

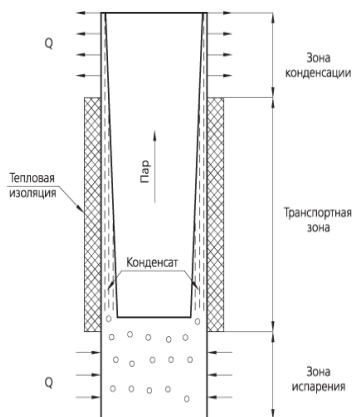


Рис.1. Схема работы трубчатого термосифона [4].

Теплообменники термосифонов установлены на охлаждаемом внутреннем сосуде криостата. См. Рис.2. Медные теплообменники 8 и 11 термосифонов ТС-1 и ТС-2 установлены в верхнем фланце и днище внутреннего сосуда криостата и задают градиент температур по высоте дрейфового объема детектора. Эти же термосифоны используются для конденсации рабочей среды детектора из газообразного состояния при заполнении детектора жидкостью. Дополнительные два боковых термосифона ТС-3 и ТС-4 охлаждаются теплообменниками, установленными на медном экране, окружающем камеру для выравнивания градиентов температур по окружности камеры (10, Рис.2). Состояние термосифонов (температура теплообменников и давление азота) контролируются с помощью датчиков, установленных в стойке станции контроля вместе с вентилями ручного управления заполнением термосифонов азотом. В качестве температурных датчиков используются терморезисторы Pt-100.

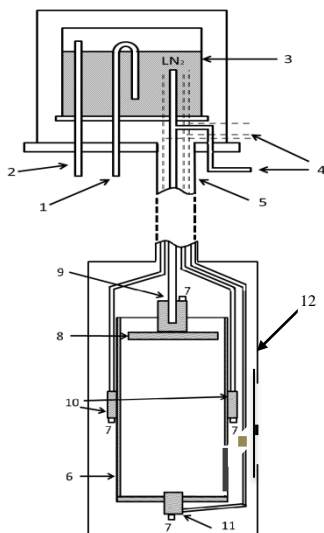


Рис.2. Схема термосифонной системы криостатирования детектора РЭД-100 [2]: 1 - трубка заливки жидкого азота в жидкоазотный резервуар; 2 - вентиляционная трубка; 3 – резервуар с жидким азотом; 4 - трубки для заполнения термосифонов газообразным азотом; 5 - вакуумированный металлорукав с трубчатыми термосифонами; 6 - охлаждаемый внутренний сосуд криостата; 7 – термодатчики; 8 - верхний теплообменник; 9 — термосифон ТС-1; 10 — теплообменники боковых термосифонов ТС-3 и ТС-4; 11 — теплообменник нижнего термосифона ТС-2; 12 — внешний кожух криостата детектора

На теплообменниках термосифонов установлено по два терморезистора Pt-100. Сигналы от одного из них идут на панель визуального контроля температуры, от другого – к модулю серии Adam-6000 (фирма Advantech) для непрерывного электронного мониторинга температуры теплообменников с выводом информации на экран компьютера. Станция контроля содержит две системы управления работой 4-х термосифонов РЭД-100: ручную, содержащую 8 независимых каналов с ручными вентилями, и дублирующую ее автоматическую, в которой потоками азота управляют контролируемые с помощью компьютера клапаны. Управление термосифонами для каждого канала выполняется независимо в основных режимах работы:

1) ожижение благородного газа при заполнении РЭД-100 рабочей средой,

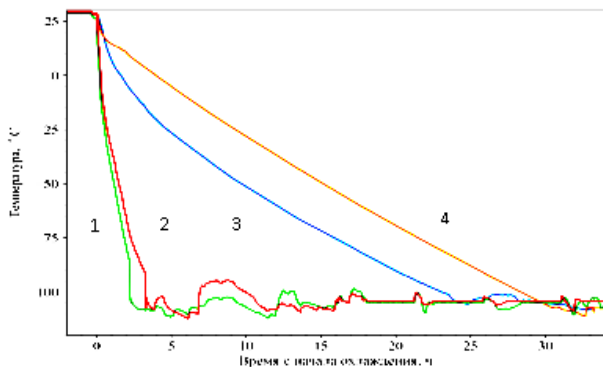
2) стабилизация температуры при непрерывной циркуляционной очистке рабочего газа со скоростью 8-10 литров/минуту через горячий металлический геттер типа SAES MonoTorr

Устойчивая работа разработанной системы термостатирования позволила провести эксперимент с детектором РЭД-100, заполненным 200 кг жидкого ксенона, на Калининской АЭС в период 2021-2022 гг. [5]. На Рис.3а представлены зависимости температуры теплообменников термосифонов от времени охлаждения РЭД-100 при работе с ксеноном.

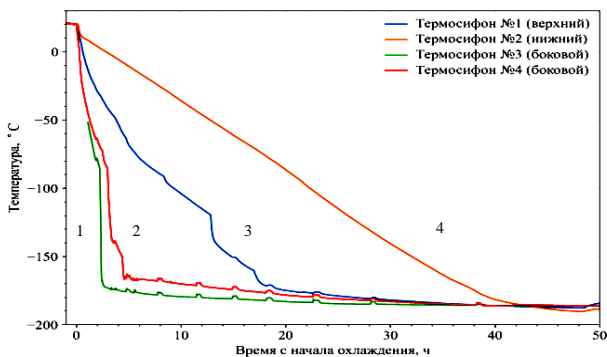
Модификация системы термостатирования для работы с аргоном

В настоящее время коллаборация РЭД-100 приступила к подготовке следующего этапа эксперимента на АЭС с использованием жидкого аргона в качестве рабочей среды детектора. Для поставленной задачи регистрации УКРН жидкий аргон выглядит более перспективной рабочей средой детектора по сравнению с ксеноном, поскольку обеспечивает более высокую энергию ядер отдачи в процессе рассеяния антинейтрино, что позволяет повысить эффективность разделения полезных событий и фона одноэлектронных шумов [6]. Использование жидкого аргона в качестве рабочей среды детектора подразумевает необходимость охлаждения детектора до температуры -183°C , что на 80° ниже, чем при использовании жидкого ксенона.

Для работы с жидким аргоном в качестве рабочей среды система термостатирования детектора РЭД-100 была модифицирована: внутренний диаметр основного трубчатого термосифона ТС-1, охлаждающего верхний теплообменник, на котором происходит ожижение рабочего вещества, был увеличен с 11 до 26 мм при сохранении длины и диаметра зоны испарения и длины зоны конденсации (Рис.1). Согласно проведённым измерениям (Рис.3), в случае «ксеноновой» версии системы термостатирования (Рис.3а) в диапазоне температур ($+20^{\circ}\text{C}$; -100°C) скорость охлаждения составляла ~ 4 град/час, а в случае модифицированной «аргоновой» версии системы термостатирования в диапазоне температур ($+20^{\circ}\text{C}$; -180°C) составила ~ 5 град/час и позволила охладить детектор до температуры -183°C , как показано на Рис.3б.



а)



б)

Рис.3. Зависимость температуры теплообменников, охлаждаемых трубчатыми термосифонами, от времени охлаждения детектора РЭД-100 при работе с ксеноном (а) и при работе с аргоном (б): 1 – температура теплообменника термосифона ТС-4; 2 – температура теплообменника термосифона ТС-3; 3 – температура теплообменника термосифона ТС-2; 4 – температура теплообменника термосифона ТС-1.

Криогенная система РЭД-100 для аргона прошла лабораторные испытания в 2023 году в НИЯУ МИФИ. Было установлено, что модернизированная система криостатирования способна охлаждать детектор до температуры жидкого аргона (-183°C) примерно за 30 часов, а конденсация 100 кг аргона занимает примерно трое суток. Помимо возможности эффективного охлаждения РЭД-100 для

работы с жидким аргоном, была также испытана процедура стабилизации температуры детектора с точностью $\sim 0,1^\circ$ при непрерывной циркуляционной очистке аргона, включающей процессы испарения жидкой рабочей среды, циркуляции газообразного аргона через горячий металлический геттер типа MonoTorr и ожижение очищенного аргона в детектор со скоростью около 8-10 литров газа в минуту в течение трёх недель. Это позволило достичь времени жизни квазисвободных электронов до захвата электроотрицательными примесями более 300 мкс. После выхода системы на стационарный температурный режим, интервал между заливками очередной порции жидкого азота объёмом 40 л в жидкоазотный бассейн составил около 10 часов.

Заключение

Таким образом показано, что модернизированная криогенная система установки РЭД-100 позволяет полноценно обеспечивать температурные режимы работы детектора при использовании жидкого аргона в качестве рабочего вещества детектора.

Авторы выражают благодарность Российскому Научному Фонду за финансовую поддержку работ по модернизации установки РЭД-100 в рамках контракта №22-12-00082 от 13 мая 2022 года, а также сотрудниками кафедры №7 НИЯУ МИФИ В.В. Дмитренко, В.Ф. Власику, З.М. Утешеву, А.И. Маджидову, руководству Института ядерной физики и технологий НИЯУ МИФИ за помощь в проведении работ.

Список публикаций

1. D.Yu. Akimov, I.S. Aleksandrov, V.A. Belov, A.I. Bolozdynya et al. The RED-100 Two-phase Emission Detector. *Instrum. Exp. Tech.* 60(2017)175-180.

2. A.I. Bolozdynya, Yu.V. Efremenko, A.V. Sidorenko, V.V. Sosnovtsev et al. Thermostatting of the RED-100 Liquid-Xenon Emission Detector. *Instrum. Exp. Tech.* 59(2016)483-486

3. G.S.H. Lock. The Tubular Thermosyphon. Variations on a Theme. Oxford University Press, 1992. 326 pp.

4. В.П. Фролов и А.Я. Шелгинский. Тепловые трубы в системах теплоснабжения. *Энергосбережение* 6 (2004) 58-61

5. D.Yu. Akimov, I.S. Aleksandrov, R.R. Alyev, V.A. Belov et al. The RED-100 Experiment. *J. Instrum.* (2022) T11011.

6. RED-100 Collaboration. Using the Two-phase Emission Detector RED-100 at NPP to study a Coherent Elastic Neutrino Scattering off Nuclei. *Physics* 5(2023)492-498.

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ УРОВНЯ НА ОСНОВЕ ПЛАСТИКОВОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА И КРЕМНИЕВЫХ ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ

Александров И.С.^{a,b}, Вагнер М.А.^a, Козлова Е.С.^a, Кумпан А.В.^a, Пинчук А.В.^a, Хромов А.В.^a

^a *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409, г. Москва, Каширское ш., д. 31*

^b *Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Россия, 634050, г. Томск, улица Ленина, д.30*

Аннотация

В статье описан прототип устройства для контроля уровня раздела фаз, которое может быть использовано для операционного контроля процесса замедленного коксования в нефтехимической промышленности. Приведена схема и конструкция разработанного авторами экспериментального образца, состоящего из органического пластикового сцинтиллятора и матрицы кремниевых фотоумножителей. Представлено компьютерное моделирование отклика сцинтилляционного детектора в условиях реальной геометрии коксовой камеры. Приведены экспериментальные результаты, демонстрирующие работоспособность устройства.

ВВЕДЕНИЕ

В современных промышленных технологических процессах требуется непрерывный контроль расхода и массы веществ во время производства или хранения в резервуарах и емкостях. Измерение уровня заполнения резервуаров твердыми или жидкими веществами контролируется с помощью специализированных устройств, называемыми уровнемерами. На сегодняшний день существует несколько распространенных способов контроля уровня: радиоизотопный, электромеханический, акустический, радиоволновой, гидростатический и т.д. В приборах, принцип действия которых основан на взаимодействии с веществом, свойства среды играют определяющую роль при воздействии на них, что может сильно влиять на точность получаемых результатов. Поэтому в последнее время на предприятиях активно внедряются бесконтактные способы контроля, позволяющие работать в сложных и нестабильных условиях. Несмотря на разнообразие методов, радиоизотопный способ остается по существу безальтернативным бесконтактным подходом измерения уровня при работе с агрессивными веществами при высоких температуре и

давлении. Принцип работы радиоизотопного уровнемера основан на измерении ослабления интенсивности потока ионизирующего излучения проходящего через контролируемое вещество в зависимости от его уровня в резервуаре. Все элементы уровнемера находятся снаружи резервуара и не контактируют с контролируемым веществом, таким образом само устройство не подвержено влиянию таких факторов рабочей среды, как температура, давление, коррозия, вязкость. Такие приборы могут измерять уровни различных твердых и жидких веществ, при разных условиях эксплуатации и могут использоваться как для непрерывного контроля уровня, так и как сигнализаторы максимального уровня. На долю нефтехимической промышленности приходится наибольшая часть по количеству операций измерения уровня, а одним из основных технологических процессов, в котором они применяются является контроль операционных расходов при замедленном коксовании.

ПРИНЦИП РАБОТЫ УСТРОЙСТВА ДЛЯ КОНТРОЛЯ ПРОЦЕССА ЗАМЕДЛЕННОГО КОКСОВАНИЯ

Глубокая переработка нефти предполагает использование процесса коксования, заключающегося в переработке жидкого или твёрдого топлива нагреванием без доступа кислорода. Глубина переработки нефти является одним из важнейших показателей эффективности нефтеперерабатывающего предприятия, при этом высокая глубина переработки (более 85 %) не достижима без процесса замедленного коксования. При разложении топлива образуется твёрдый продукт - нефтяной кокс и летучие продукты. Наиболее часто используемой в современной нефтепереработке и нефтехимии является технология замедленного коксования, представляющая собой процесс термического крекинга. Образующиеся легкие летучие компоненты используются для производства светлых нефтепродуктов, при этом тяжелая фракция - нефтяной кокс, может быть применен в следующих областях: в производстве вяжущих материалов — цемента, извести или гипса; в качестве исходного сырья в производстве электродов для дуговых электропечей; топливо на ТЭЦ для генерации электроэнергии. Процесс заключается в том, что вторичное сырье, которое нагревается в трубчатых печах до ~500 °С, поступает в коксовые

камеры, представляющие собой вертикально расположенные цилиндрические аппараты высотой 20 - 35 м и диаметром 5-8 м. В камеру сырье непрерывно подается в течение периода ~ 12-24 часов и за счет полученной теплоты коксуется. После заполнения камеры коксом до определенного уровня его удаляют гидроабразивной резкой [1].

Для увеличения производительности установки, одной из важнейших целей является наполнение камеры до максимально возможного уровня. Однако во время термического крекинга в коксовой камере образуются пары, которые улетучиваясь из вязкой жидкости склонны к образованию пенного слоя. Этот слой пены может варьироваться в зависимости от нескольких параметров - таких как рабочая температура, давление, тип сырой нефти или скорость заполнения. Попадание пены в трубопровод паров или фракционную колонну может привести к остановке производства, а также требует больших затрат для очистки технологической линии, которая может занимать до 2-3 недель. Подавление пены обычно осуществляют впрыскиванием дорогостоящего пеногасителя - высокомолекулярного силикона в виде полидиметилсилоксанов в коксовую камеру. В коксовой камере при высокой температуре он разлагается, и основная часть продуктов разложения пеногасителя испаряется и уносится, загрязняя жидкие углеводороды, регенерирующиеся во фракционной колонне на следующей стадии, что может вызвать отравление катализатора в последующих установках переработки нефти. По этим причинам необходимо надежно контролировать уровень заполнения камер чтобы предотвратить попадание пены в трубопроводы, а также минимизировать количество используемого пеногасителя [2].

Из-за агрессивного характера среды и высокой температуры в несколько сотен градусов, контроль уровня заполнения коксовой камеры является сложной технологической задачей, выполняемой с помощью радиоизотопного прибора - гамма-уровнемера [3]. Контроль уровня позволяет получить информацию об антипенной эффективности, изменении скорости заполнения, вспенивании. Система гамма-уровнемеров состоит из радиоактивных гамма-источников, как правило это изотоп Cs-137, установленных снаружи на поверхности коксовой камеры, и нескольких

детекторов на основе органического сцинтиллятора, находящихся на противоположной стороне [3]. Оборудование данного класса на рынке широко представлено коммерческими приборами, производимыми в большинстве случаев известными зарубежными компаниями: Endress+Hauser (Швейцария); Berthold Technologies (Германия); Vega (Германия); Thermo Fisher Scientific (США). Все представленные на рынке уровнемеры для работы на установках замедленного коксования состоят из пластикового сцинтилляционного кристалла на основе поливинилтолуола, а световой сигнал регистрируется вакуумным фотоэлектронным умножителем с диаметром фотокатода 2 дюйма. Однако представленные образцы обладают рядом недостатков, присущих для вакуумных ФЭУ - высокое напряжение питания (более 1000 В), чувствительность к магнитным полям, низкая механическая прочность. Эти недостатки создают значительные сложности при использовании уровнемеров в тяжелых условиях эксплуатации с большими перепадами температуры и высокой влажности.

Еще одним прибором, который может быть использован в качестве датчика света является кремниевый фотоумножитель (SiPM) [4]. Кремниевые фотоумножители в настоящее время широко используются в различных областях: медицине, физике элементарных частиц, астрофизике, рентгенографии и др. Благодаря своим преимуществам: низкому напряжению питания (до 70 В), способности работать в магнитных полях и при относительно высокой температуре до +85 °С, а также компактности, данный класс приборов постепенно замещает традиционные вакуумные фотоэлектронные умножители. В некоторых областях промышленности, например, в области нефтехимии и добыче полезных ископаемых, где приборы выпускаются большими сериями на протяжении нескольких десятков лет, данный переход происходит гораздо медленнее.

Конструкция установок по замедленному коксованию может варьироваться от предприятия к предприятию в зависимости от производительности и изготовителя оборудования. Однако в общем виде, коксовая камера представляет собой стальной вертикальный цилиндр в теплоизоляции высотой несколько десятков метров и диаметром 5-8 метров. На одной стороне камеры находится от одного до трех коллимированных источника гамма-излучения типа

БГИ. На противоположной стороне коксовой камеры расположен каскад из нескольких протяженных детекторов, соединенных последовательно. Обычно измерение уровня проводится от изогнутой верхней части камеры вниз вдоль ее поверхности на длине 10-14 метров. Детекторы, расположенные на противоположной стороне камеры измеряют интенсивность гамма-излучения. Когда коксовая камера пустая, то детекторы регистрируют максимальную интенсивность гамма-излучения. Как только уровень в камере начинает повышаться, то поток гамма-излучения затухает, таким образом количество зарегистрированных гамма-квантов начинает уменьшаться. Когда необходимый уровень достигается 100%, то излучение полностью поглощается детекторами. Зависимость между интенсивностью гамма-квантов и уровнем кокса имеет обратно пропорциональный характер – чем больше регистрируемая интенсивность излучения, тем более низкий уровень заполнения камеры. Принципиальная схема работы гамма-уровнемера приведена на Рис.1.

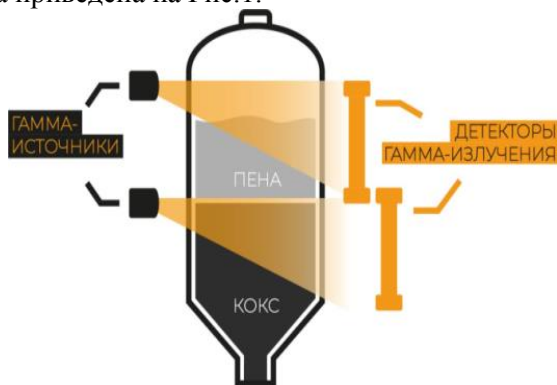


Рис.1. Принципиальная схема работы гамма-уровнемера.

КОНСТРУКЦИЯ УСТРОЙСТВА

Несмотря на то, что промышленные гамма-уровнемеры с вакуумными ФЭУ выпускаются коммерческими компаниями на протяжении многих лет, давно назрел вопрос с созданием нового прибора с более современным полупроводниковым датчиком света - кремниевым фотоумножителем. Прототип такого гамма-

уровнемера разработан в межкафедральной лаборатории экспериментальной ядерной физики НИЯУ МИФИ. Устройство представляет собой сборку из пластикового полированного сцинтиллятора BC-408 (производство Saint Gobain Crystals) и матрицы кремниевых ФЭУ. Сцинтиллятор с габаритными размерами 1000×50×50 мм находится внутри герметичного светонепроницаемого кожуха из нержавеющей стали диаметром 76 мм и толщиной стенки 1.5 мм. Сцинтиллятор для увеличения светосбора обернут в нетканый материал Tyvek® 1073D. Для регистрации света используется матрица из SiPM производства компании SensL/onsemi MicroFC-60035-SMT, соединенная с торцевой стороной сцинтиллятора с помощью оптической смазки [5]. Внешний вид и 3D-модель сборки приведены на Рис.2. Основные характеристики данного типа SiPM представлены в Таблице 1.

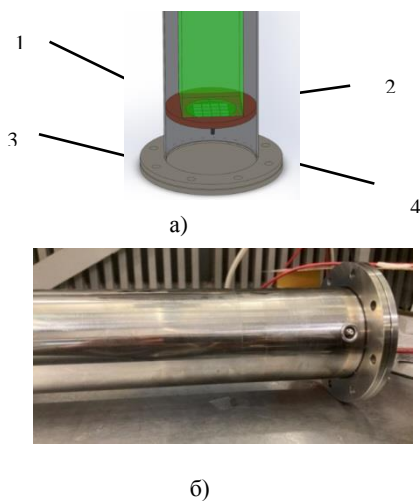


Рис.2. а) 3D-модель сборки со стороны матрицы SiPM: 1) герметичный кожух; 2) сцинтиллятор; 3) матрица SiPM из 16 штук; 4) фиксирующая вставка. б) Фотография экспериментального образца (со стороны матрицы SiPM).

Таблица 1. Основные параметры SiPM серии MicroFC-60035-SMT.

Параметр	SiPM MicroFC-60035-SMT
Чувствительная площадь	6 × 6 мм
Количество ячеек	18980
Размер ячейки	35 мкм
Типичный коэффициент усиления	3×10^6

Максимум спектра излучения используемого сцинтиллятора составляет 425 нм, что хорошо согласуется со спектральной чувствительностью SiPM, где при данной длине волны эффективность регистрации достигает максимума. Для покрытия максимальной площади сцинтиллятора SiPM соединены между собой в матрицу (Рис.3), расположенную на печатной плате, которая жестко крепится к фиксирующей вставке. В данной схеме фотосенсоры включены параллельно - аноды и катоды SiPM соединены друг с другом, а суммарный сигнал выводится на усилитель. В схеме используется разделительный конденсатор емкостью 10 нф и нагрузочный резистор номиналом 50 Ом. Данная схема реализована с учетом регулировки напряжения смещения в зависимости от температуры. Кроме этого была разработана схема усиления, где на плате расположен усилитель с регулировкой коэффициента усиления от 1 до 100 с помощью подстроечного резистора. Для получения сигналов в цифровом виде на плате расположен двухканальный АЦП на 12 бит (MCP3202) со встроенным интерфейсом SPI. На 1-й канал поступает усиленный сигнал с матрицы кремниевых фотоумножителей, а на второй канал поступает напряжение смещения. Поскольку напряжение смещения порядка 30 В способно вывести из строя микросхему АЦП, был использован делитель для уменьшения напряжения смещения в 10 раз, что как раз укладывается в рабочий диапазон АЦП. Данная схема необходима для контроля напряжения смещения на матрице кремниевых фотоэлектронных умножителей, поскольку вольт-амперная характеристика зависит от температуры, и требует внешнего контроля. Также на плате присутствует температурный (TMP100) датчик с внешним интерфейсом I2C.

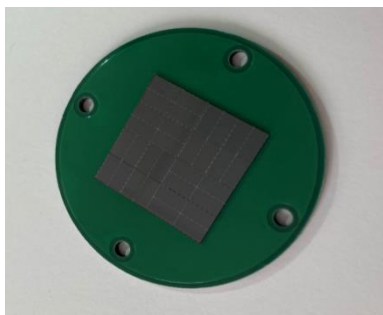


Рис.3. Фотография матрицы SiPM 4×4 шт. на печатной плате.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИСПЫТАНИЯ ОПЫТНОГО ОБРАЗЦА

Для оптимизации конструкции сцинтилляционного детектора было проведено компьютерное моделирование методом Монте-Карло с использованием пакета GEANT4 [6]. Для расчета в модель закладывались параметры коксовой камеры, эксплуатирующейся на одном из нефтеперерабатывающих предприятий: 1) толщина стенки камеры - 30 мм, материал - углеродистая сталь; 2) толщина теплоизоляции камеры - 200 мм, материал - минеральная вата; 3) диаметр камеры - 8 м. В этой модели сцинтиллятор располагается напротив источника гамма-излучения Cs-137 с интенсивностью $5,6 \times 10^{10}$ Бк и углом коллимации пучка излучения $45 \pm 3^\circ$ (вниз от горизонтали). При таких условиях плотность потока гамма-квантов вдоль горизонтальной оси составляет $2 \times 10^3 \text{ } \gamma/\text{см}^2 \times \text{с}$. Одной из основных характеристик гамма-уровнемера является точность определения уровня равная 0,5 %, что составляет для двухметрового сцинтиллятора - 1 см. Согласно компьютерному моделированию минимальная чувствительность детектора с учетом его размеров соответствует скорости счета 10^4 гамма-квантов в секунду. Скорость счета гамма-квантов в детекторе в зависимости от уровня нефтяных продуктов приведена на Рис.4.

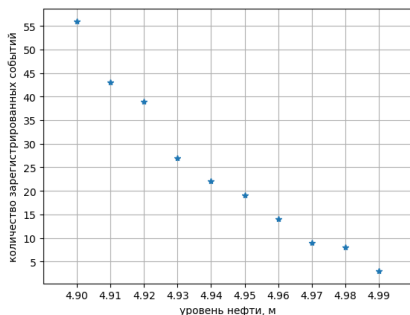


Рис.4. Зависимость количества зарегистрированных событий детектором от уровня нефти (при приближении к верхней границе с шагом 1 см) при общем количестве разыгранных гамма-квантов от источника 10^7 .

Учитывая световыход 10000 фот/МэВ и другие основные характеристики сцинтиллятора BC-408 [7], отражательную способность материала Tyvek = 92%, эффективность регистрации SiPM 40% [8], было проведено моделирование количества световых фотонов, зарегистрированных одним SiPM, расположенным в середине торцевой части сцинтиллятора (Рис.5). В первом приближении количество света, зарегистрированное матрицей, может быть получено путем умножения на число SiPM.

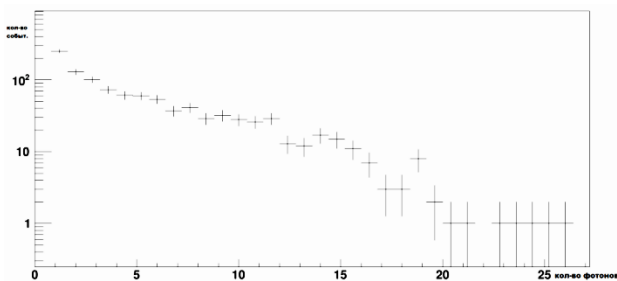


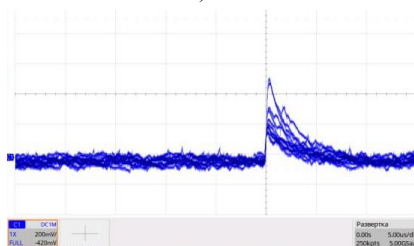
Рис.5. Зависимость количества событий от величины светового сигнала.

Для изучения отклика детектора использовали источник ОСГИ-РТ на основе изотопа ^{137}Cs с номинальной активностью 8×10^3 Бк, который расположен на корпусе экспериментального образца, тем самым имитируя рабочую загрузку в реальных условиях. Прибор работает в качестве счетчика импульсов взаимодействий от гамма-квантов. Для тестирования работы детектора были проведены наборо-

ры от данного гамма-источника при различных нагрузках, показанные на Рис. 6. Различная скорость счета достигается путем варьирования расстояния от источника до детектора.



а)



б)

Рис. 6. Типичные осциллограммы сигналов от Cs-137. а) при загрузке, эквивалентной уровню нефти вблизи верхней границы. б) при загрузке, эквивалентной минимальному уровню нефти.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан образец гамма-уровнемера с пластиковым сцинтиллятором длиной 1 м, в котором регистрация света от взаимодействия гамма-квантов осуществляется при помощи матрицы кремниевых фотоэлектронных умножителей. Проведено компьютерное моделирование отклика детектора с учетом параметров реальной геометрии коксовой камеры. Разработана схема питания и считывания сигналов с матрицы SiPM. Проведены экспериментальные испытания образца, демонстрирующие его способность регистрировать гамма-кванты от источника ^{137}Cs , что позволит по скорости счета определять уровень нефтяных продуктов в коксовой камере.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность за финансовую поддержку Российскому научному фонду в рамках соглашения №22-72-00085, а также руководителю МНОЛ “Рентгеновская оптика” Национального исследовательского Томского политехнического университета А.С. Гоголеву за помощь при проведении исследований.

Список цитированных публикаций

- 1 Petroleum Refining: Technology and Economics, Third Edition.
- 2 White paper on coke drums, <https://www.berthold.com>.
- 3 Neutron backscatter versus gamma transmission analysis for coke drum applications, Tony Hart, Thermo Fisher Scientific Application Note, 2014.
4. B. Dolgoshein et. al. “Silicon photomultipliers in particle physics: possibilities and limitations”, in Innovative Detectors for Supercolliders. – 2004. - v. 25. - pp. 442-456.
5. Introduction to SiPMs, <https://www.onsemi.com>.
6. S. Agostinelli et al. “Geant4 - a simulation toolkit”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, (2003), Vol. 506, no. 3., P. 250-303.
7. Organic scintillator datasheet, <https://www.crystals.saint-gobain.com>.
8. C-Series SiPM Sensors datasheet, <https://www.onsemi.com>.

УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ ДЛЯ ТРЁХКАСКАДНОГО ГАЗОВОГО ЭЛЕКТРОННОГО УМНОЖИТЕЛЯ

Галаванов А. В., Кумпан А.В. , Салахутдинов Г. Х., Сосновцев В.В., Шакиров А.В.
Национальный исследовательский ядерный университет «Московский инженерно-физический институт», 115409 Москва, Каширское ш., 31, Россия

Аннотация

Описана экспериментальная установка для исследования спектрометрических характеристик газовых смесей для каскадных газовых электронных усилителей (ГЭУ), которые широко используются в современных экспериментах в физике высоких энергий в трековых детекторах, черенковских детекторах, детекторах синхротронного излучений. Приводятся результаты исследований характеристик газовой смеси для ГЭУ, используемых в эксперименте VM@N (ОИЯИ, г. Дубна). Отмечена возможность использования установки в НИЯУ МИФИ для проведения лабораторных работ в сопровождение магистерских курсов по направлению «Ядерная физика и технологии».

Содержание

1. Введение
 2. Описание установки
 3. Исследование спектрометрических характеристик смеси на основе аргона и углекислого газа.
 4. Заключение
- Список литературы

1. Введение

Интерес к использованию детекторов на основе каскадных газовых электронных умножителей (ГЭУ) в современных экспериментах в ядерной физике постоянно растет. Это связано с такими с такими уникальными характеристиками ГЭУ как [1]:

- Наличие быстрого сигнала (менее 50 нсек FWHM), образуемого дрейфом электронов в индукционном промежутке,
- Практическое отсутствие ионной обратной связи, возможность работы в пучках частиц интенсивностью $\sim 10^5$ Гц/мм²
- Возможность двух-координатного съема информации с высоким, до 40 мкм (RMS) пространственным разрешением,
- Работоспособность в магнитных полях до 5 Тл.

- Возможность работы с газовыми смесями, состав которых может широко меняться, а также с чистыми благородными газами,

- Возможность каскадирования, что позволяет получать значения коэффициента газоусиления в трехкаскадных ГЭУ до величин $\sim 10^6$, при этом каскады усиления работают практически независимо,

- Возможность создавать на основе ГЭУ детекторы с большими площадями, малой толщиной и любой геометрической формы, что делает их привлекательными для применений в качестве внутренних трековых устройств многоцелевых современных детекторов.

По всем указанным характеристикам ГЭУ имеет преимущества перед обычными пропорциональными камерами, что обеспечило широкое распространение ГЭУ в трековых детекторах таких экспериментов, как COMPASS [2], CMS [3], TOTEM [4] (ЦЕРН, Швейцария). Центральная трековая система на основе самых больших в мире ГЭУ (размер 200×80 см) создана в проводимом в настоящее время в Лаборатории физики высоких энергий (ОИЯИ, Дубна) по научной программе проекта NICA эксперименте «Барионная материя на нуклотроне» (BM@N) [5]. Криогенные детекторы на основе каскадных ГЭУ [6] предложено применить для регистрации нейтрино, темной материи и когерентного рассеяния нейтрино на ядрах. Появились быстрые диагностические приборы на основе ГЭУ, которые могут использоваться как для диагностики плазмы, так и в медицине [7].

Актуальным является поиск и исследование характеристик таких газовых смесей, которые способны обеспечить необходимые для данного физического эксперимента характеристики ГЭУ, например, такие как максимальный коэффициент газоусиления, приемлемое амплитудное разрешение, быстрое время собирания электронов в дрейфовом промежутке ГЭУ в присутствии магнитного поля, высокая эффективность регистрации релятивистских частиц и пр.

2. Описание установки

Блок-схема установки представлена на Рис. 1

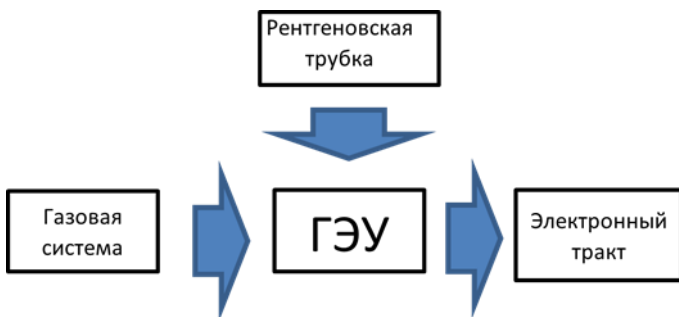


Рис. 1 Блок-схема установки

Основным элементом установки является трехкаскадный ГЭУ, любезно представленный ЛФВЭ ОИЯИ (г. Дубна) для исследований в НИЯУ МИФИ, с размерами чувствительной области 10x10 см и следующими характеристиками:

- Внешние размеры: 230x230x30 мм.
- Объем газа: 157x157x12 мм. (~300 мм³)
- Двухкоординатное считывание: ширина стрипа на аноде 500 мкм, шаг между стрипами 500 мкм.

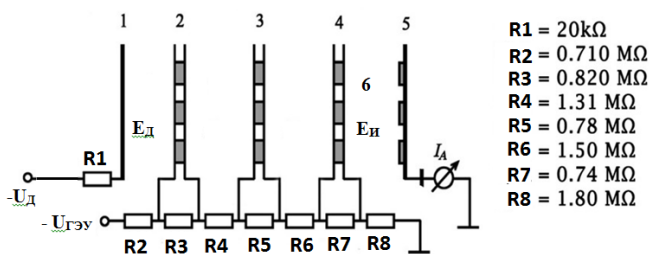


Рис.2. Схема трехкаскадного ГЭУ установки, катод, 2- первый каскад ГЭУ, 3 – второй каскад ГЭУ, 4 – третий каскад ГЭУ, 5 – анод, 6 - индукционный промежуток

Работает трехкаскадный ГЭУ следующим образом: излучение входит через катод (1) в дрейфовый промежуток и производит там ионизацию газа. Электроны ионизации под действием поля E_d попадают в первый ГЭУ (2) где и далее во втором (3) и третьем (4) ГЭУ, происходит их размножение. Вышедшие из последнего ГЭУ

(4) электроны направляются индукционным электрическим полем E_d сторону анода (5) и индуцируют на нем электрический заряд. Анод предназначен только для сбора заряда – усиления заряда после ГЭУ (4) не происходит. Типичная длительность сигнала, получаемого на аноде ГЭУ составляет 30-50 нс. Для работы детектора необходимо использовать два напряжения: $-U_d$ формирует дрейфовое поле, а $-U_{ГЭУ}$ обеспечивает процесс размножения электронов в пленках ГЭУ.

В качестве источника ионизации при исследовании характеристик ГЭУ используется рентгеновская трубка АМРТЕК-miniX со следующими характеристиками [8]:

- Выходная мощность: до 4 Вт;
- Напряжение на трубке: до 50 кВ;
- Ток на трубке: до 80 мкА;
- Катод: Серебро (Ag);
- Выходное окно: Бериллий (Be).

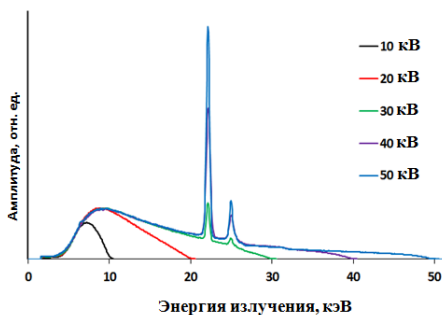


Рис.3. Спектры излучения трубки АМРТЕК-miniX при различных анодных напряжениях.

Схема системы, подающей газовую смесь в исследуемый ГЭУ представлена на Рис. 4. Система формирует смеси из 3-х газов, один из которых может быть горючим. Для этого в системе имеется специальный газовый отсек, позволяющий следить за расходом газа путем взвешивания баллона, а также система, контролирующая возможную утечку газа с соответствующей сигнализацией.



Рис. 4 Схема газовой системы

В соответствии с паспортными данными газовых контроллеров точность смешивания отдельных компонент газовой смеси не хуже 1%. Система позволяет варьировать потоки смесей в интервале от 0,5 до 20 л/час с высокой стабильностью состава. Для контроля состава газовой смеси в системе присутствует газовый анализатор SRI 8610С, работающий в режиме «on line» с персональным компьютером, оснащенный программой PeakView.

Система демонстрирует высокую стабильность состава формируемой газовой смеси – см. Рис. 5

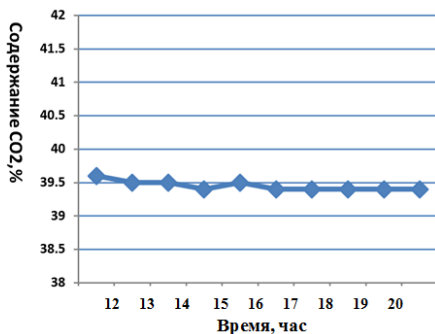


Рис. 5. Стабильность состава газовой смеси во времени.
 Схема электронного тракта установки представлена на Рис.6

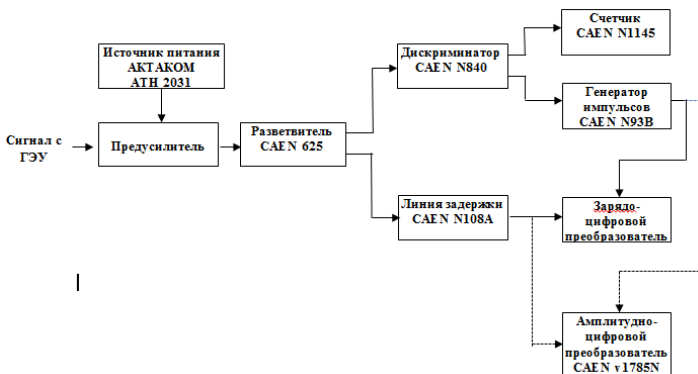


Рис.6. Схема электронного тракта установки

Аналоговая электроника представлена в стандарте NIM, цифровая – в стандарте VME. Сигнал с детектора усиливается при помощи предусилителя на основе чипа HML HDX 81, питающегося от источника АКТАКОМ АТН-2031 и далее раздваивается при помощи линейного разветвителя CAEN N625. Далее один из полученных сигналов поступает на дискриминатор CAEN N840, который дает привязку ко времени сигнала, а второй сигнал через линию задержки CAEN N108A поступает на оцифровывающее устройство – зарядо-цифровой преобразователь QDC V965 стандарта VME. Дискриминатор CAEN N840 дает стартовый сигнал для генератора импульсов CAEN N93B, который, в свою очередь, формирует ворота для оцифровки сигнала зарядо-цифровым преобразователем. Также один из выходов дискриминатора заведен на счетчик сигналов CAEN N1145 с целью контроля частоты событий. Программа, написанная на C++, принимает данные через блок управления с указанного модуля QDC и записывает их в файл формата root, что при использовании стандартных средств root позволяет фитировать получаемое распределение. Представляемая в распределении шкала прокалибрована в энергетических единицах (пикокулоны), что позволяет определить положение центра пика и рассчитать коэффициент газоусиления с точностью $\sim 1\%$. Наличие в схеме аттенюатора (на Рис.6 не показан) позволяет исследовать характеристики смеси при коэффициенте газоусиления до 10^6 . Электронный тракт являет-

ся универсальным и может быть применен после некоторых настроек для исследования характеристик любых детекторов.

Визуальный контроль работы стенда и настройка обеспечиваются цифровым осциллографом. Все блоки расположены в соответствующих крейтах, которые, в свою очередь, располагаются в одной стандартной стойке.

3. Исследование спектрометрических характеристик смеси на основе аргона и углекислого газа.

Для исследования амплитудных характеристик газовых смесей стрипы на плоскости X в описанном ГЭУ были объединены и подключены к одному каналу электроники. В качестве примера было проведено исследование характеристик смеси $Ar+30\%CO_2$, используемой в трехкаскадном ГЭУ трековой системы эксперимента VM&N. На Рис.7 представлен полученный амплитудный спектр сигналов с ГЭУ, на Рис.8 представлена зависимость коэффициента газоусиления от тока делителя ГЭУ.

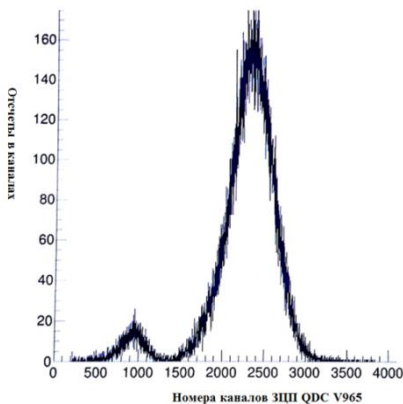


Рис.7 Амплитудный спектр сигналов с ГЭУ при облучении гамма квантами от рентгеновской трубки АМРТЕК-miniX при напряжении 8 кВ,

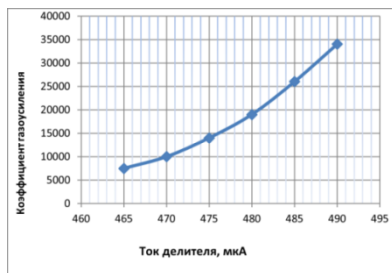


Рис.8 Зависимость коэффициента газозумления от тока делителя ГЭУ для смеси Ar+30%CO₂.

4. Заключение

В НИЯУ МИФИ разработана установка для исследования и оптимизации характеристик газовых смесей для трехкаскадных газовых электронных умножителей (ГЭУ). В настоящее время установка используется в НИЯУ МИФИ для проведения лабораторных работ в сопровождение магистерских курсов по направлению «Ядерная физика и технологии».

Авторы выражают благодарность руководству ИЯФиТ НИЯУ МИФИ за поддержку работ по созданию установки.

Список работ

1. Sauli F. // Nucl. Instrum. and Methods A. 2016. V. 805. P. 2.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.07.060>
2. Bernhard J., Banerjee D., Montbarbon E., Brugger M., Charitonidis N., Cholak S., Luigi G., D'Alessandro, Gatignon L., Gerbershagen A., Rae B. // arXiv:1911.01498v1 [hep-ex] 4 Nov 2019.
3. CMS Collaboration. Report CERN-LHCC-2015-012. 2015.
4. The CMS and TOTEM Collaborations. Report CERN-PH-EP/2014-063 2014/11/06.
5. Баранов А.Г., Басков В.А., Василенко В.К., Герасимов Д.П., Губер Ф.Ф., Дронов В.А., Ивашкин А.П., Известный А.В., Карпушкин Н.М., Львов А.И., Морозов С.В., Полянский В.В., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2022. № 1. С. 58.
<https://doi.org/10.31857/S0032816222010025>
6. Bondar A., Buzulutskov A., Grebenuk A., Pavlyuchenko D., Snopkov R., Tikhonov Y. // Nucl. Instrum. and Methods A. 2006. V. 556. P. 273
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.10.102>
7. Murtas F. // JINST. 2014. V. 9. C01058.
8. AMPTEK INC. // www.amptec.com (2019)

Принципы химического дизайна пластиковых сцинтилляторов на основе стирола, допированных квантовыми точками

А. А. Кныш¹, М.А. Кирсанов¹, В.В. Сосновцев¹, И. Р. Набиев^{1,2}, П. С. Самохвалов¹
¹Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия;
²Реймский университет Шампань — Арденны, Реймс, Франция

Аннотация

Пластиковые сцинтилляторы на основе полистирола и других полимеров винил ароматического ряда (поливинилтолуол, поливинилксилол и др.) нашли свое применение в сцинтилляционных детекторах благодаря малому времени высвечивания, низкой стоимости и относительной легкости изготовления. С другой стороны, такие материалы обладают небольшой величиной световыхода. Для придания полимерной матрице сцинтилляционных свойств и увеличения световыхода пластиковые сцинтилляторы обычно допируют флуоресцентными органическими красителями. В последние годы значительный интерес вызывают исследования, направленные на использование в качестве допантов для пластиковых сцинтилляторов на основе полимерных матриц полупроводниковых нанокристаллов (квантовых точек). Одними из наиболее перспективных для этой цели материалов считаются перовскитные нанокристаллы состава CsPbBr₃ и квантовые точки состава CdSe/ZnS (ядро/оболочка). Эти материалы обладают большими квантовыми выходами, имеют высокие атомные номера и могут быть интегрированы в полимерные матрицы, сохраняя при этом свои структурные и оптические свойства. Указанные свойства квантовых точек позволяют предположить, что допирование ими пластиковых сцинтилляторов способно значительно улучшить световой выход и увеличить радиационную стойкость приборов на их основе. В настоящей работе мы предлагаем метод химического дизайна пластиковых сцинтилляторов, допированных квантовыми точками, исследуем свойства их радиолуминесценции и опишем оптимальные параметры изготовления композитных сцинтилляторов методом радикальной полимеризации пара-метилстирола.

Ключевые слова: пластиковые сцинтилляторы, радиолуминесценция, перовскитные нанокристаллы, CsPbBr₃, полимерные матрицы, пара-метилстирол.

Введение

Материалы, являющиеся по своей физической природе сцинтилляторами, представляют собой вещества, способные поглощать ионизирующее излучение и преобразовывать поглощенную энергию в более низкоэнергетические фотоны ультрафиолетового или видимого спектра. Как правило сцинтилляторы делят на неорганические (эффективный атомный номер $Z_{\text{eff}} > 50$) и органические ($Z_{\text{eff}} \sim 6$). Сечение фотоэффекта (вероятность поглощения гамма-кванта веществом) зависит от Z_{eff} как функция четвертой - пятой

степени ($\sigma_{\text{ph}} \sim (Z_{\text{eff}})^{4-5}$) [1, 2], поэтому для увеличения вероятности поглощения материалом гамма-квантов его эффективный атомный номер должен иметь как можно большее значение.

Неорганические сцинтилляторы нашли широкое применение в сфере медицинской радиологии, в области контроля радиационного облучения, радиационной безопасности [3]. В задачах биомедицинской визуализации сцинтилляционные материалы повсеместно используются для получения изображений в компьютерной томографии (КТ) [4], позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ) [5] и однофотонной эмиссионной компьютерной томографии (ОФЭКТ) [6]. Одним из классических способов изготовления неорганических сцинтилляторов является их кристаллизация при высокой температуре [6], что ограничивает возможности подстройки положения сигнала радиолуминесценции к необходимой области видимого спектра. В последнее время активно ведутся работы по исследованию сцинтилляционных свойств квантовых точек, содержащих в своём составе тяжёлые атомы. Особое внимание привлекают перовскитные нанокристаллы (ПНК) состава CsPbBr_3 [7] и квантовые точки типа ядро/оболочка состава CdSe/ZnS [8].

Эффективный атомный номер для сложных химических структур можно вычислить по формуле $Z_{\text{eff}} = \Sigma(w_i \times Z_i^4)^{1/4}$, где i принимает значения от 1 до n , где n – количество элементов в составе вещества, а w_i и Z_i – массовая доля и атомный номер i -го элемента, соответственно [9]. Для ПНК состава CsPbBr_3 значение $Z_{\text{eff}} = 63.2$, а для квантовых точек типа ядро/оболочка состава CdSe/ZnS значение $Z_{\text{eff}} = 40.2$. Для сравнения, величины Z_{eff} для CsI:Tl и LSO:Ce ($\text{Lu}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$) составляют 54.0 и 50.2, соответственно [10]. Известно, что величина световыхода сцинтилляторов на основе ПНК состава CsPbBr_3 может достигать величины 21 000 фотонов/МэВ [11], а для сцинтилляторов на основе квантовых точек CdSe/ZnS световыход может достигать 9 000 фотонов/МэВ [8].

Перовскитные нанокристаллы изготавливают в растворе методами коллоидной химии при относительно низкой температуре. Положение максимума флуоресценции (ФЛ) ПНК может быть получен в любой области видимого спектра путем контролируемой подстройки химического состава и условий синтеза [12]. В частности, ПНК CsPbBr_3 характеризуются ФЛ в зеленой области спектра [13], отличаются высокой фотостабильностью и длительное время сохраняют

свои физико-оптические свойства при их непрерывном облучении гамма-квантами [14]. Отмечается, что при использовании композитных материалов на основе ПНК CsPbBr₃ самая низкая обнаруживаемая мощность дозы рентгеновского излучения составляет 13 нГр/с [15], что существенно ниже величины средней эффективной дозы для широко распространенных методов рентгенографических исследований в отделениях неотложной помощи [16]. В работе He и др. было продемонстрировано, что сцинтилляторы на основе ПНК обладают энергетическим разрешением 1.4% при облучении гамма-квантами с характерной энергией 0.662 МэВ от изотопа ¹³⁷Cs, в то время как для классического сцинтиллятора NaI:Tl эта величина составляет 5.6 % [17]. Для квантовых точек типа ядро/оболочка состава CdSe/ZnS характерен узкий фотопик с энергетическим разрешением 9.8% при их облучении гамма-квантами с энергией 661.7 кэВ от изотопа ¹³⁷Cs [8] и 15% при облучении образцов изотопом ²⁴¹Am с энергией гамма-квантов 59 кэВ [18].

Несмотря на описанные выше преимущества, ПНК имеют и важный для практических задач недостаток: при контакте с атмосферой они проявляют структурную нестабильность, что приводит к ухудшению фотофизических свойств при воздействии света, влаги и молекулярного кислорода. Для снижения этих негативных эффектов окружающей среды ПНК можно механически защитить путем инкапсулирования в полимерную матрицу. В предыдущем исследовании мы продемонстрировали, что для этой цели оптимальными матрицами являются полистирол и поли(пара-метилстирол), поскольку квантовый выход флуоресценции инкапсулированных ПНК длительное время оставался стабильным [19]. В настоящей работе мы демонстрируем возможность изготовления пластиковых сцинтилляторов на основе пара-метилстирола, допированного ПНК состава CsPbBr₃, представляем концепцию химического дизайна пластиковых сцинтилляторов, а также исследуем их радиолюминесценцию при помощи рентгеновской трубки (напряжение 50 кВ) и гамма-спектроскопии при регистрации квантов с энергией 661.7 кэВ (источник ¹³⁷Cs).

Материалы и методы

Материалы: пара-метилстирол (pMeSt, 96%), дивинилбензол (DVB, 80%), 1,4-бис (5-фенилоксазол-2-ил) бензол (POPOP), лаурил пероксид (98%) были приобретены в Sigma-Aldrich и использованы без

дополнительной очистки. Растворители, толуол (ОСЧ) и метилацетат (ЧДА), были приобретены у АО“Экос-1”.

Синтез перовскитных нанокристаллов состава CsPbBr₃

Перовскитные нанокристаллы состава CsPbBr₃ получали путём коллоидного химического синтеза, методика которого приведена в работе [20]. Синтезированные ПНК очищали от реакционной среды путем их осаждения из исходного раствора при добавлении избытка метилацетата, после чего очищенные ПНК растворяли в толуоле и хранили в сухом и тёмном месте. В процессе изготовления сцинтилляционных материалов ПНК переводили из раствора в толуоле в раствор в пара-метилстироле путём их переосаждения описанным выше способом.

Изготовление композитных сцинтилляторов на основе перовскитных нанокристаллов CsPbBr₃ и параметилстирола.

Образцы композитных сцинтилляторов готовили методом радикальной полимеризации. Для этого навеску высушенных ПНК растворяли в пара-метилстироле, при необходимости обрабатывая растворы на ультразвуковой ванне. Для инициации реакции радикальной полимеризации использовали термоинициатор лаурил пероксид (1 % по массе от пара-метилстирола). В качестве кросслинкера для формирования более компактной трехмерной структуры полимера использовали DVB (10 % по массе от пара-метилстирола). Указанные компоненты тщательно смешивали с раствором ПНК состава CsPbBr₃ в пара-метилстироле, после чего смесь заливали в 4-мл виалы. Далее реакционную смесь продували потоком аргона в течение 60 с, после чего виалы герметично запечатывали полиэтиленовой пленкой и помещали в печь на 12 часов при температуре 70 °С. По проставлении реакции полимеризации виалы разбивали, извлекали из них композитный образец и осуществляли полировку поверхностей с использованием наждачной бумаги и полировальной пасты для пластиков.

Инструментальные методы исследований: Измерение спектров флуоресценции и радиолюминесценции изготовленных сцинтилляционных материалов проводили посредством портативного спектрометра Ocean Optics HR2000+ ES (Ocean Optics). Изображение радиолюминесценции образцов получали при помощи цифровой зеркальной фотокамеры D5100 (Nikon) при облучении образцов с использованием рентгеновской трубки с медным анодом Arpogee

(Oxford Instruments). Все измерения с использованием рентгеновской трубки проводились при напряжении 50 кВ. При исследовании образцов методом гамма-спектроскопии для регистрации сигналов сцинтилляции использовали ФЭУ-82 с торцевым полупрозрачным сурьмяно-цезиевым фотокатодом при электростатической фокусировке электронов на первый диод. Согласно заявленным техническим характеристикам, область максимальной спектральной чувствительности находится в диапазоне от 380 до 480 нм. Спектры распределения импульсов по амплитудам исследуемых образцов получали при их облучении гамма-квантами от источника ^{137}Cs (энергия γ -квантов 661.7 кэВ). Для отсеечения β -частиц между источником и исследуемым образцом помещали алюминиевую пластину. Сигналы с ФЭУ анализировали при помощи осциллографа С1-94. Рабочее напряжение на ФЭУ составляло 1.4 кВ. В качестве образца сравнения использовали кристалл антрацена цилиндрической формы с диаметром 30 мм и высотой 10 мм. Для антрацена напряжение на ФЭУ составляло 1.2 кВ.

Результаты и обсуждение

Пластиковый сцинтиллятор представляет собой многокомпонентную гомогенную смесь различных флуорофоров, помещенных в полимерную матрицу. Как правило их изготавливают при помощи реакции радикальной полимеризации при высоких температурах. В классических пластиковых сцинтилляторах реализована трёхступенчатая структура переноса энергии первично рассеянных высокоэнергетических фотонов (Рис. 1), которая включает полимерную основу (полистирол, пара-метилстирол, поли(винилтолуол)), первичный флуорофор (например, нафталин, 2,5-дифенилоксазол (РРО), п-терфенил (РТР), 2-(4-трет-бутилфенил)-5-(4-бифенил)-1,3,4-оксадиазол (b-PBD)) и вторичный флуорофор (например, антрацен, 1,4-бис (5-фенилоксазол-2-ил) бензол (РОРОР), 1,4-бис(2-метилстирил) бензол (Vis-MSB)). Добавление вторичного флуорофора позволяет сдвинуть длину волны ФЛ в более красную область спектра, и тем самым определяет длину волны излучения, которое будет регистрироваться сцинтилляционным детектором [21]. В более сложных сцинтилляционных системах могут присутствовать ещё несколько компонентов. При этом перенос энергии в системе между донорами и акцепторами в основном происходит безызлуча-

тельно, по механизму FRET (от англ. Förster (Flourescence) Resonance Energy Transfer) [22].

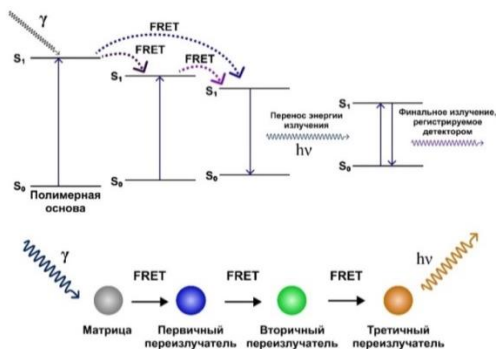


Рис. 1. Иллюстрация многокаскадного переноса энергии с полимерной основы на различные флуорофоры в пластиковых сцинтилляторах.

В настоящей работе были реализованы двух- и трёхкомпонентные системы переноса энергии. В первом случае ПНК (~ 0.2 % по массе) инкапсулировали в полимеризованную матрицу пара-метилстирола (PNC-pMeSt). Для реализации трехступенчатой системы к описанной выше системе добавляли органический флуорофор РОРОР (0.15% по массе), выступающий в роли первичного переизлучателя (PNC-РОРОР-pMeSt). Описанным методом был также изготовлен контрольный образец на основе только пара-метилстирола и дивинилбензола (Clear-pMeSt).

Спектры флуоресценции синтезированных ПНК состава CsPbBr₃ и радиолоуминесценции образца PNC-pMeSt, а также его свечение при облучении рентгеновской трубкой показаны на рис. 2. Длина волны максимума ФЛ для ПНК в растворе составляла 514 нм. Анализируя спектр радиолоуминесценции, можно заметить, что максимум длины волны излучения (λ_0) составляет также 514 нм. Это можно объяснить тем фактом, что в системе пара-метилстирол – ПНК взаимодействие гамма-квантов с полимерной основой приводит к созданию возбужденных состояний (экситонов), которые осуществляют перенос энергии на ПНК посредством механизма FRET. При этом полная ширина спектра радиолоуминесценции на уровне половины высоты составляет около 24 нм, и несколько превышает таковую для

исходных ПНК. Объяснить это можно большой толщиной исследуемого образца (~ 7–8 мм), из-за чего может происходить перепоглощение излучения, что и приводит к видимому уширению спектра.

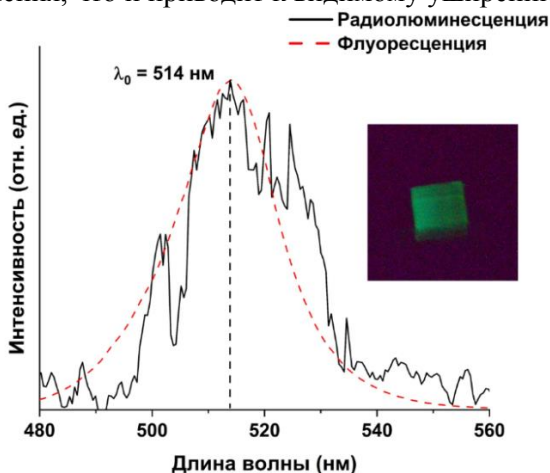


Рис. 2. Спектр радиолоуминесценции образца PNC-pMeSt (черная линия) и его свечение при облучении рентгеновской трубкой. Пунктирной линией обозначен спектр флуоресценции ПНК состава CsPbBr₃ из раствора в толуоле.

Описанный выше эксперимент является демонстрацией эффективной радиолоуминесценции композитных сцинтилляторов под воздействием рентгеновского излучения. При этом, исследования образца PNC-pMeSt методом гамма-спектроскопии при регистрации высокоэнергетических гамма-квантов с энергией 661.7 кэВ (источник ¹³⁷Cs) для исследуемых образцов показали (Рис. 3), что для этой задачи данный тип сцинтилляторов не подходит. Действительно несмотря на то, что сигнал образца PNC-pMeSt имеет большую амплитуду, чем сигнал контрольного образца (Clear-pMeSt), и превышает шумовые сигналы ФЭУ, форма спектра при заданных параметрах регистрации не позволяет определить положение в спектре края комптоновского рассеяния. Из этого можно заключить, что исследуемый образец обладает очень низкой величиной световыхода, вероятно, за счет поглощения собственного излучения. Наблюдаемый эффект можно объяснить неомогенностью образца, возникающей в ходе полимеризации, и неравномерным распределением ПНК в объеме полимерной матрицы, что и приводит к образованию слабо излучающих агрегатов и перепоглощению собственного излу-

чения. Второй причиной низкого световыхода образца PNC-pMeSt может служить низкая эффективность переноса энергии от полимерной матрицы к нанокристаллам, что обусловлено относительно малой объемной концентрацией последних в композите, а также слабым спектральным перекрыванием спектров ФЛ матрицы и возбуждения ФЛ ПНК.

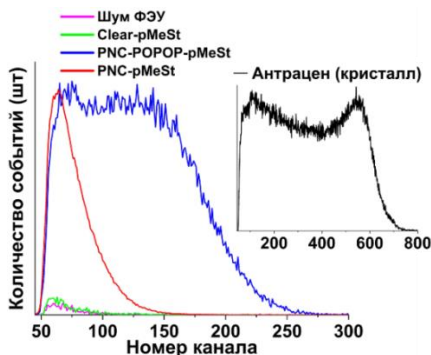


Рис. 3. Распределение импульсов по амплитудам при регистрации гамма-квантов с энергией 661.7 кэВ от образцов на основе пара-метилстирола (зелёная линия), матрицы, допированной ПНК (красная линия), образца, содержащего ПНК и РОРОР (синяя линия), а также антрацена (чёрная линия).

Таким образом, эффективное сечение комптоновского рассеяния полимерной матрицы, допированной ПНК, превышает таковое для чистой матрицы пара-метилстирола, из-за более высокого значения Z_{eff} композита. В то же время световыход образца PNC-pMeSt является существенно меньшим чем таковой для кристалла антрацена, в гамма-спектре которого явно выражен комптоновский край (Рис. 3). Увеличение концентрации ПНК в композите с условием сохранения гомогенности или добавление в композит флуорофоров, являющих промежуточным переносчиком энергии между матрицей и ПНК, может позволить увеличить световыход сцинтиллятора. Поскольку в ходе пробных экспериментов было установлено, что увеличение доли ПНК в композите на основе пара-метилстирола свыше 0.5% (по массе) приводит к видимому помутнению композита, было принято решение изготовить по описанной ранее методике образец PNC-POPOP-pMeSt, дополнительно содержащий в своём составе флуорофор, обладающий высоким значением световыхода. В качестве такого флуорофора нами был выбран РОРОР. Из гамма-спектра

образца PNC-POPOP-pMeSt (Рис. 3) видно, что он имеет характерный для пластиковых сцинтилляторов край комптоновского распределения. Таким образом, использование дополнительных флуорофоров позволяет реализовать многокомпонентную систему переноса энергии в композитах на основе ПНК и полимерных матриц, дизайн которой приведен на рис. 1. Положение в гамма-спектре комптоновского края является важным параметром, поскольку ему соответствует максимальная энергия комптоновских электронов, которая для источника ^{137}Cs составляет 477.65 кэВ. Сравнивая положение края комптоновского распределения в спектрах разных образцов, можно определить величину световыхода сцинтилляционных материалов. Из анализа амплитудных спектров для образца PNC-POPOP-pMeSt и кристалла антрацена с учётом разного значения напряжения на ФЭУ для этих сцинтилляторов, можно заключить, что световыход образца PNC-POPOP-pMeSt составляет порядка 13% от световыхода антрацена, что соответствует примерно 2000 фотонов/МэВ. Таким образом можно заключить, что добавление дополнительных флуорофоров для создания трехкомпонентной системы переноса энергии позволяет существенно увеличивать величину световыхода композитов на основе ПНК и полимерных матриц. Можно также предположить, что увеличение загрузки ПНК состава CsPbBr_3 в полимерной матрице позволит увеличить также и сечение поглощения гамма-квантов, что приведет к еще более существенному улучшению характеристик композитных сцинтилляторов.

Заключение

В настоящей работе мы реализовали два варианта химического дизайна композитных сцинтилляторов на основе ПНК и поли(параметилстирола), имеющие различную эффективность сцинтилляции при воздействии рентгеновского и гамма-излучений. Так для образца, в котором в качестве единственного допанта выступали только ПНК состава CsPbBr_3 , наблюдалась достаточно эффективная радиoluminesценция, в то время как под воздействием гамма-квантов источника ^{137}Cs наблюдались только слабые сигналы сцинтилляции, незначительно превышающие сигналы от чистой полимерной матрицы. Для увеличения световыхода композита, а также для получе-

ния типичного для пластиковых сцинтилляторов гамма-спектра, оказалось необходимым реализовать трёхкаскадную систему переноса энергии первично рассеянных гамма-квантов от матрицы к ПНК, включающую промежуточный флуорофор – органический краситель РОРОР. Можно предположить, что подбор оптимальных концентраций переизлучателей для достижения максимально эффективного переноса энергии по механизму FRET в многокаскадной системе, а также значительное увеличение доли ПНК в пластиковом сцинтилляторе позволит изготовить композитные сцинтилляторы, обладающие высоким значением световыхода для регистрации гамма-квантов широкого энергетического диапазона. Таким образом ПНК состава CsPbBr₃ могут стать основой сцинтилляторов нового поколения для детекторов рентгеновского и гамма-излучения для медицинской техники.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 21-79-30048.

Список публикаций

1. Hall H. // *Rev. Mod. Phys.* 1936. Vol. 8. № 4. P. 358–397.
2. Nikl M., Yoshikawa A. // *Adv. Opt. Mater.* 2015. V. 3. № 4. P. 463–481.
3. Yaffe M.J., Rowlands J.A. // *Phys. Med. Biol.* 1997. V. 42. № 1. P. 1–39.
4. Wang Z., Dujardin C., Freeman M.S. et al. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 2023. V. 70. № 7. P. 1244–1280.
5. Pagano F., Kratochwil N., Salomoni M. et al. // *Phys. Med. Biol.* 2022. V. 67. № 13. P. 135010.
6. Khoshakhlagh M., Islamian J. P., Abedi S. M., and Mahmoudian B. // *World J. Nucl. Med.* 2015. V. 14. № 03. P. 156–159.
7. Lu L., Sun M., Wu T. et al. // *Nanoscale Adv.* 2022. V. 4. № 3. P. 680–696.
8. Liu C., Li Z., Hajagos T. J. et al. // *ACS Nano.* 2017. V. 11. № 6. P. 6422–6430.
9. Yanagida T. // *PJA-B: Phys. & Biol. Sci.* 2018. V. 94. № 2. P. 75–97.
10. Maddalena F., Tjahjana L., Xie A. et al. // *Crystals.* 2019. V. 9. № 2. P. 88.
11. Zhang Y., Sun R., Ou X. et al. // *ACS Nano.* 2019. V. 13. № 2. P. 2520–2525.
12. Chen J., Zhou Y., Fu Y. et al. // *Chem. Rev.* 2021. V. 121. № 20. P. 12112–12180.
13. Knysh A., Tkach A., Gulevich D. et al. // *Phys. Atom. Nuclei.* 2022. V. 85. № 10. P. 1619–1624.
14. Zaffalon M.L., Cova F., Liu M. et al. // *Nat. Photon.* 2022. V. 16. № 12. P. 860–868.
15. Chen Q., Wu J., Ou X. et al. // *Nature.* 2018. V. 561. № 7721. P. 88–93.
16. Jones J., Mills C., Mogensen M., and Lee C. // *WestJEM.* 2012. V. 13. № 2. P. 202–210.
17. He Y., Petryk M., Liu Z. et al. // *Nat. Photonics.* 2021. V. 15. № 1. P. 36–42.

18. Létant S.E., Wang T.-F. // *Nano Lett.* 2006. V. 6. № 12. P. 2877–2880.
19. Knysh A., Sosnovtsev V., Gulevich D. et al. // *Phys. Atom. Nuclei.* 2023. V. 86. № 11. P. 2535–2539.
20. Gulevich D.G., Tkach A. A., Nabiev I. R. et al. // *Tech. Phys.* 2023. V. 68. № 2. P. 241.
21. Nuri H. L., Pancoko M., Jami A. et al. // *SPEKTRA.* 2022. V. 7. № 3. P. 141–150.
22. Cardoso Dos Santos M., Algar W. R., Medintz I. L., and Hildebrandt N. // *TrAC Trends Anal. Chem.* 2020. V. 125. P. 115819.

Композитные материалы на основе квантовых точек и полимерных матриц для регистрации гамма-излучения в сцинтилляционных детекторах нового поколения

А.А. Кныш¹, В.В. Сосновцев¹, И.Р. Набиев^{1,2}, П.С. Самохвалов¹

¹Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия;

²Реймский университет Шампань — Арденны, Реймс, Франция

Обоснование. В настоящее время разработка новых сцинтилляционных материалов на основе флуоресцентных нано-кристаллов со структурой перовскита состава CsPbBr_3 и квантовых точек CdSe/ZnS является актуальной темой и развивается многими научными группами [1-4]. Оба указанных материала обладают высоким потенциалом для применения в этой роли, поскольку являются отличными флуорофорами с квантовым выходом люминесценции около 100%, но кроме того обладают и высокими значениями эффективного атомного номера Z_{eff} . Сечение фотоэффекта зависит от Z_{eff} как $(Z_{\text{eff}})^5$, а величина поглощения рентгеновских лучей зависит от Z_{eff} как $(Z_{\text{eff}})^4/(AE^3)$, где A — атомная масса вещества, поглощающего γ -квант, а E — энергия рентгеновского фотона [5].

Цель — разработать методику изготовления сцинтилляторов на основе квантовых точек и полимерных матриц, обладающих высокой степенью прозрачности, высокой временной стабильностью квантового выхода люминесценции и короткими временами затухания люминесценции (время высвечивания или среднее время жизни вещества в возбуждённом состоянии) для регистрации гамма-излучения.

Материалы и методы. Для регистрации сцинтилляционных сигналов использовался фотоэлектронный умножитель НАМАМАТСУ R7400U-6. В качестве источника ионизирующего излучения использовался источник ^{137}Cs с энергией γ -кванта 661,7 кэВ.

Результаты. При облучении γ -квантами изотопа ^{137}Cs образцов на основе матрицы поли(пара-метилстирола), сшитого молекулами дивинилбензола (10% масс), активированных нафталином (10%, первичный акцептор), антраценом (1%) и квантовыми точками/перовскитными нанокристаллами (0,1-1,0%, переизлучатель) в энергетическом спектре проявлялось эффективное комптоновское

рассеяние гамма-квантов в веществе на атомах, входящих в состав квантовых точек/перовскитных нанокристаллов

В результате исследования было обнаружено, что для образцов, не содержащих неорганические элементы — квантовые точки и перовскитные нанокристаллы, — комптон-эффект для гамма-квантов отсутствует. Дополнительно показано, что матрица параметилстирола позволяет защитить перовскитные нанокристаллы от воздействия внешней среды, при этом значение квантового выхода фотолюминесценции объёмных композитных материалов на основе перовскитных нанокристаллов состава CsPbBr₃ и поли(параметилстирола) длительное время остаётся постоянным в пределах погрешности.

Заключение. Экспериментально подтверждено, что квантовые точки и перовскитные нанокристаллы, инкапсулированные в различные полимерные матрицы, проявляют свойства сцинтилляторов под воздействием ионизирующего излучения. Изготовленные образцы перовскитных нанокристаллов/квантовых точек и различных полимеров можно считать наиболее перспективными для использования в качестве сцинтилляционного материала для регистрации рентгеновского и гамма-излучения.

Работа поддержана грантом Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 075-15-2021-1413.

Ключевые слова: люминесценция; сцинтиллятор; квантовые точки; перовскитные нанокристаллы; CsPbBr₃; композитные материалы; полимерные матрицы; квантовый выход

Список цитированных публикаций

1. Chen Q., Wu J., Ou X., et al. AU-inorganic Perovskite Nanocrystal Scintillators // Nature. 2018. Vol. 561, N 7721. P. 88-93. doi: 10.1038/s41586-018-0451-1
2. Liu C., Li Z., Hajagos T.J., et al. Transparent Ultra-High-Loading Quantum Dot/Polymer Nanocomposite Monolith for Gamma Scintillation // ACS Nano. 2017. Vol. 11, N 6. P. 6422-6430. doi: 10.1021/acsnano.7b02923
3. Lee C.H., Son J., Kim T.-H., Kim Y.K. Characteristics of Plastic Scintillators Fabricated by a Polymerization Reaction // Nuclear Engineering and Technology. 2017. Vol. 49, N 3. P. 592-597. doi: 10.1016/j.net.2016.10.001
4. Letant S.E., Wang T.F. Semiconductor Quantum Dot Scintillation under γ -Ray Irradiation // Nano Lett. Vol. 6, N 12. P. 2877-2880. doi: 10.1021/nl0620942
5. Nikl M., Yoshikawa A. Recent R&D Trends in Inorganic Single-Crystal Scintillator Materials for Radiation Detection // Advanced Optical Materials. 2015. Vol. 3, N 4.

P. 463-481. doi: 10.1002/adom.201400571 Engineering and Technology. 2017. VoL 49,
N 3. P. 592-597. doi: 10.1016/j.net.2016.10.001

Разработка метода получения изотопа ^{37}Ag для калибровки эмиссионного двухфазного детектора на жидком аргоне.

Ф. Ата-Курбонова^a, В.А. Белов^{a,б}, А.И. Болоздыня^a, А.А. Васин^a, А.В. Галаванов^a, Ю.В. Гусаков^{a,с}, А.Г. Коваленко^{a,б}, Е.С. Козлова^a, А.М. Коновалов^{a,б}, В.Н. Корноухов^a, А.В. Кумпан^a, А.В. Лукьяшин^a, А.В. Пинчук^a, О.Е. Разуваева^{a,б}, Д.Г. Рудик^a, Г.Е. Симакон^{a,б}, В.В. Сосновцев^a, А.В. Шакиров^a, А.В. Этенко^{a,б}

^a *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (Московский инженерно-физический институт), Москва, 115409, Российская Федерация*

^б *Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, 634050, Российская Федерация*

^в *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, 123098, Российская Федерация*

^с *Объединенный институт ядерных исследований, Россия, 141980, Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6*

1. ВВЕДЕНИЕ.

Эмиссионные двухфазные детекторы на сжиженном благородном газе широко применяются в настоящее время в низкофоновых исследованиях, таких, как поиск темной материи во Вселенной в форме тяжелых слабовзаимодействующих частиц – WIMP, а также для регистрации упругого когерентного рассеяния реакторных антинейтрино на тяжелых атомных ядрах (УКРН). Благодаря применяемому в них электролюминесцентному усилению ионизационного сигнала они обладают очень низким энергетическим порогом по ионизации – вплоть до чувствительности к единичным ионизационным электронам, что соответствует выделившейся энергии порядка одной или нескольких сотен эВ. Двухфазный детектор представляет собой криогенный сосуд с электродной системой, заполненный сжиженным благородным – аргонем или ксеноном. В связи с этим, исследование отклика такого детектора в низких энергиях – в кэВ-ной и суб-кэВ-ной областях энергии, возможно только при помощи достаточно короткоживущего радиоактивного изотопа, который хорошо растворяется в жидком благородном газе, обеспечивая однородную объемную калибровку рабочего объема детектора, а также не производит никакого ухудшения рабочих характеристик самого детектора. Для такой калибровки различными экспериментальными группами довольно широко используется радиоизотоп ^{37}Ag с периодом полураспада $T_{1/2} = 35,04 \pm 0,04$ дня. Он распадается посредством K -захвата с вероятностью $0,9017 \pm 0,0024$ и L -захвата с

вероятностью $0,0890 \pm 0,0020$ в стабильный изотоп ^{37}Cl . Последующие процессы заполнения *K*- и *L*-оболочек приводят к испусканию мягкого рентгена и Оже-электронов с суммарными энергиями 2,82 кэВ и 0,27 кэВ соответственно [1].

Практически радиоизотоп ^{37}Ar может быть получен в следующих трех реакциях:



Наиболее широко используемые реакции получения этого радиоизотопа (1) и (3) описаны в работах [2 – 6] и [7,8,9] соответственно. В работе [10] сравниваются с практической точки зрения оба этих метода. Реакция (1) идет на тепловых нейтронах, а реакция (3) имеет наибольшее сечение на быстрых нейтронах. В работах [2,3,9] для обеспечения минимальной степени загрязненности нарабатываемого ^{37}Ar от других изотопов аргона, полученных в (n, γ) реакциях с изотопами натурального аргона, использовался аргон, обогащенный по содержанию ^{36}Ar . Реакция (3) более удобна в лабораторных условиях, поскольку не требует облучения в нейтронных каналах ядерного реактора. С этой целью могут быть использованы Am-Be или Pu-Be источники нейтронов или d-t нейтронный генератор. Кальций, используемый для облучения, как правило, используется в виде соединения – CaO, CaCl₂, поскольку металлический кальций является очень активным металлом и с ним очень трудно работать. Однако, в этом случае требуется специальная очистка выделяемого после облучения ^{37}Ar , поскольку для работы эмиссионного детектора требуется очень высокая степень чистоты инжектируемого в детектор газа от электроотрицательных примесей. В работе [8] для получения ^{37}Ar использовался металлический кальций, изолированный при облучении в герметичную ампулу, который затем переводился в расплав нагреванием до температуры до 900°C для выделения образовавшегося ^{37}Ar .

В работе [11] был кратко описан разработанный нами относительно простой способ получения радиоизотопа ^{37}Ar для калибровки эмиссионного двухфазного детектора на жидком ксеноне, обеспечивающий необходимую степень чистоты газа, инжектируемого в детектор для проведения калибровки. В настоящей работе производится описание процедуры наработки радиоизотопа ^{37}Ar для калиб-

ровки эмиссионного двухфазного детектора РЭД-100 и приводится оценка эффективности выхода ^{37}Ar из металлического кальция при помощи пропорционального счетчика.

2. НАРАБОТКА ИЗОТОПА ^{37}Ar

Для наработки изотопа ^{37}Ar нами был выбран металлический кальций в виде стружки, чтобы избежать дальнейшей специальной очистки наработанного аргона от примесей, неминуемо присутствующих в химических соединениях кальция. Стружка с характерными размерами $\sim 5 \times 20 \times 0,5$ мм была получена путем обработки болванки из металлического кальция на токарном станке в атмосфере аргона. Такая мера предосторожности была выбрана для предотвращения окисления и гидратации кальция. По мере наработки стружка быстро переносилась в герметичный стеклянный сосуд, для последующего хранения в аргоновой атмосфере. Для проведения облучения нейтронами стружка кальция была перенесена в герметичный контейнер из нержавеющей стали с внутренним объемом 22 л. Общий вес кальция в контейнере составил $\sim 4,0$ кг. Перед облучением контейнер был прогрет до температуры свыше 100°C в течение нескольких суток с откачкой до давления лучше 10^{-5} торр. После этого контейнер был заполнен газом носителем – аргоном до давления 2 атм (абс.) и отсоединен от вакуумной/газовой системы. Нарботка изотопа ^{37}Ar происходила путем облучения контейнера с кальциевой стружкой потоком нейтронов (энергия 14-MeV) с помощью двух нейтронных d-t генераторов ИНГ-006, помещенных внутрь контейнера, с суммарной интенсивностью нейтронов $4 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$ в течение 20 часов в лаборатории Всероссийского НИИ Автоматики имени Н.Л. Духова ГК «Росатом» (см. рис. 1). После облучения контейнер был выдержан в течение 4 суток с целью уменьшения наведенной активности до уровня естественного фона.

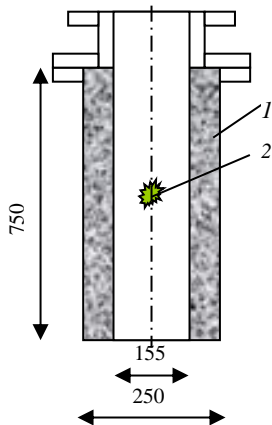


Рис.1 Схема герметичного контейнера из нержавеющей стали с внутренним объемом 22 л ,1 – кальциевая стружка, 2 - источник нейтронов

3. ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ НАРАБОТАННОГО ИЗОТОПА ^{37}Ag .

Для определения активности наработанного радиоизотопа ^{37}Ag в газе-носителе использовался пропорциональный счетчик - см. Рис.2



Рис.2 Фото счетчика, использованного для измерений.

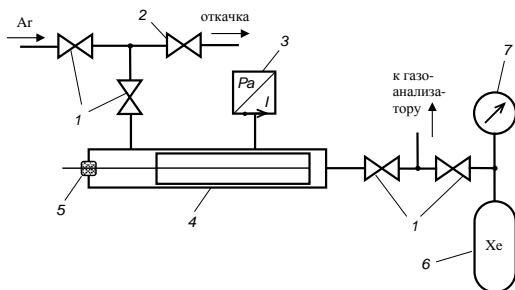


Рис. 3. Схема подключения пропорционального счетчика для анализа количества наработанного ^{37}Ar ; 1 – газовые вентили, 2 – вакуумный вентиль, 3 – цифровой измеритель давления, 4 – корпус пропорционального счетчика, 5 – вакуумный высоковольтный ввод, 6 – баллон с ксеноном, 7 – стрелочный манометр.

Счетчик, выполненный в виде полого цилиндра из нержавеющей стали диаметром 29 мм и длиной 300 мм и толщиной стенки 0.5 мм был расположен внутри трех последовательно соединенных стандартных (CF2.75") высоковакуумных элементов типа тройник (см. фото на рис. 2). Центральный электрод выполнен из золоченой вольфрамовой проволоки диаметром 50 мкм. Боковые порты CF2.75" и CF1.33" использовались для откачки счетчика и измерения давления газа соответственно. Схема соединений показана на Рис. 3.

Все газовые линии и линии откачки выполнены из высоковакуумных материалов с стандартными соединениями типа VCR и CF. Пропорциональный счетчик заполнялся либо натуральным аргоном (не содержащим радиоизотопа ^{37}Ar) либо аргоном из контейнера с кальциевой стружкой. Перед заполнением счетчика аргоном из контейнера последний был прогрет при температуре $\sim 100^\circ\text{C}$ в течение 12 часов.

С целью получения удовлетворительного амплитудного разрешения в счетчике использовалась газовая смесь 70% аргона + 30% ксенона при давлении смеси 2 атм (абс). Добавка ксенона обеспечивала амплитудное разрешение, которое на гамма-линии 30 кэВ составило 8% (FWHM). Смесь готовилась следующим образом: счетчик откачивался с помощью турбомолекулярного насоса до остаточного давления 10^{-6} Торр, затем в счетчик напускался исследу-

дуемый аргон до давления 1.4 атм, после этого из отдельного баллона напускался ксенон до тех пор пока общее давление в счетчике не станет 2 атм. Такая мера предосторожности требовалась, чтобы исключить попадание ксенона в контейнер с облученным кальцием. Сигналы со счетчика регистрировались с помощью электронного тракта, включавшего спектрометрический предусилитель ORTEC 142РС, что позволило проводить измерения при коэффициентах газового усиления около 200 и обеспечило линейность отклика счетчика вплоть до энергий 60 кэВ. Время формирования спектрометрического усилителя в схеме составило 2 мкс, что обеспечило полное собирание заряда в счетчике. Контроль таких параметров газовой смеси как состав и давление проводился с точностью лучше 1%.

С целью энергетической калибровки анализатора было проведено облучение счетчика гамма-квантами от источника ^{241}Am , расположенного снаружи корпуса счетчика примерно в средней его части. На рис. 4 представлены амплитудные спектры, полученные при использовании натурального аргона марки ВЧ в вышеуказанной смеси с ксеноном при коэффициенте газового усиления около 200. На Рис. 4а представлен полученный амплитудный спектр, на Рис. 4б представлен амплитудный спектр ионизационных потерь космических мюонов за время 10 000 секунд, где 13,4 кэВ – наиболее вероятное значение энергии, выделяемой космическими мюонами в счетчике.

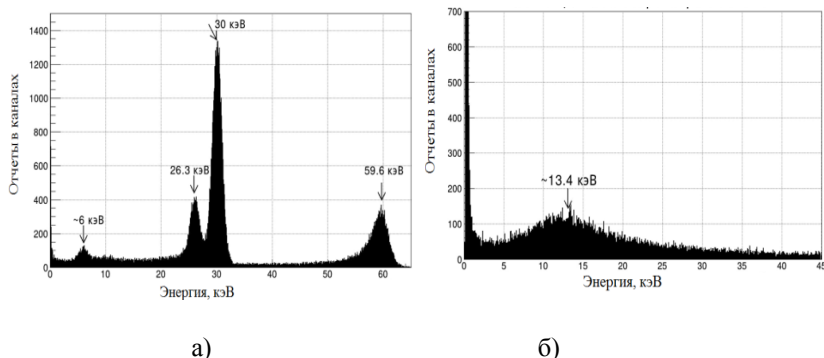


Рис. 4. Амплитудные спектры со счетчика: а) от источника ^{241}Am , б) спектр энергии, оставленной с счетчике космическими мюонами за время 10 000 секунд,

На Рис.5 представлен спектр энергии выделяемой космическими мюонами за время 10 000 секунд в газовой смеси, где обычный аргон был заменен на аргон из объема с облученным кальцием.

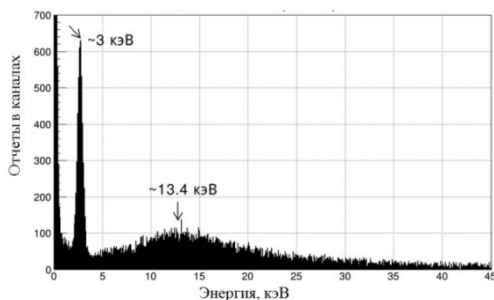


Рис.5 Амплитудный спектр ионизационных потерь космических мюонов, снятый за 10000 сек в смеси аргона с изотопом ^{37}Ar .

На спектре демонстрируется узкий пик (FWHM $\sim 20\%$) с энергией в районе 3 кэВ, связанный с распадами наработанного ^{37}Ar .

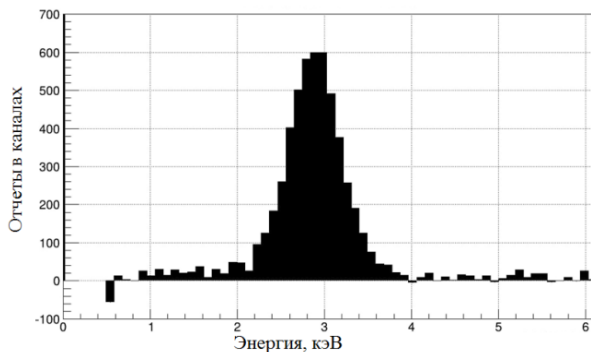


Рис.6. Разность спектров на Рис.4 б) и Рис.5 в районе энергии ~ 3 кэВ.

Разность спектров на Рис.4 б) и Рис.5, в районе энергии ~ 3 кэВ (см. Рис.6) демонстрирующая пик от распадов ^{37}Ar без фона от ионизационных потерь космических мюонов, содержит 3676 отсчетов, полученных за время 10 000 сек. С учетом соотношения количества аргона в активном объеме счетчика (0,28 л) и полного количества аргона, содержавшегося в облученном объеме с кальциевой

стружкой (44 л), полная активность наработанного в мишени с кальциевой стружкой изотопа ^{37}Ar на момент измерений составила около 58 Бк, что является достаточным для калибровки детектора РЭД-100.

Измеренная активность позволяет рассчитать важный параметр реализованной технологии наработки изотопа ^{37}Ar , а именно, эффективность выхода ^{37}Ar из кальциевой стружки после ее облучения нейтронами и дополнительного прогрева до температуры около 100 С. Было проведено моделирование процесса наработки ^{37}Ar при помощи метода Монте-Карло с использованием программного пакета Geant4 с учётом геометрии, материалов конструкции (контейнер, заполненный кальциевой стружкой), технических данных D-T генератора и условий облучения. Результаты моделирования показали, что за 20 часов облучения в используемой мишени из кальциевой стружки было образовано около $\sim 2,5 \times 10^{10}$ атомов ^{37}Ar . С учётом времени распада ^{37}Ar , времени выдержки облучённого образца, транспортировки и нагрева емкости с облученным кальцием, а также времени, затраченного на измерение его активности в пропорциональном счётчике, оценка эффективности экстракции составляет $\sim 2,6$ % от общего количества наработанного в образце ^{37}Ar .

Заключение

Была проведена наработка изотопа ^{37}Ar в реакции $^{40}\text{Ca}(n,\alpha)^{37}\text{Ar}$ при облучении 10 кг кальциевой стружки нейтронами с энергией около 14-МэВ и потоком 2×10^8 шт/сек $\times 4$ стер в течении 20 часов. Измеренная с помощью пропорционального счетчика активность полученного изотопа составила на момент измерений около 58 Бк, что было достаточно для амплитудной калибровки детектора РЭД100. Оценка эффективности выхода ^{37}Ar из кальциевой стружки с учетом геометрии облучения, материалов конструкции (контейнер, заполненный кальциевой стружкой), технических данных D-T генератора, а также учётом времени распада ^{37}Ar , времени выдержки облучённого образца, транспортировки и нагрева емкости с облученным кальцием, а также времени, затраченного на измерение его активности в пропорциональном счётчике и дополни-

тельного прогрева до температуры около 100 С, составила около 2,6 %

Авторы выражают благодарность Российскому Научному Фонду за финансовую поддержку работ в рамках контракта №22-12-00082 от 13 мая 2022 года.

Литература.

1. F.B. Larkins, Semiempirical Auger-electron energies for elements $10 \leq Z \leq 100$. *At. Data Nucl. Data Tables* **20** (1977) 311.
2. W. Zhang et al., Characterization of a gaseous time projection chamber with an internal ^{37}Ar source. arXiv:2408.11734.
3. E. Aprile et al., Low-energy calibration of XENON1T with an internal ^{37}Ar source. *Eur. Phys. J. C* **83** (2023) p. 542.
4. L. Baudis et al., The first dual-phase xenon TPC equipped with silicon photomultipliers and characterisation with ^{37}Ar . *Eur. Phys. J. C* **80** (2020) p. 477.
5. S. Sangiorgio et al., First demonstration of a sub-keV electron recoil energy threshold in a liquid argon ionization chamber. *Nucl. Instr. and Meth. A* **728** (2013) p. 69.
6. E. Anachkova, A.M.Kellerer, H. Roos, «Calibrating and testing tissue equivalent proportional counters with ^{37}Ar », *Radiat. Environ. Biophys.* **33** (1994), (4), p. 353.
7. D.G. Kelly et al., The production of Ar-37 using a thermal neutron reactor flux. *J Radioanal Nucl Chem* **318** (2018) 279.
8. E.M. Boulton et al., Calibration of a two-phase xenon time projection chamber with a ^{37}Ar source. *JINST* (2017) **12** P08004.
9. V.I. Barsanov et al., A Technology and Facility for Extraction, Purification, and Collection of ^{37}Ar from Calcium Oxide. *Instr. and Exp. Tech.* **49** (2006) 4 454;
10. В.И. Барсанов и др., Приборы и Техника Эксперимента, 2006, №4, с. 10
11. H. Michael, R. Wölfle and S.M. Qaim, Production of ^{37}Ar , *Int. J. Appl. Radiat. Isot.* **35** (1984) 813.
12. D.Y. Akimov et al., Experimental study of ionization yield of liquid xenon for electron recoils in the energy range $2.8 \div 80$ keV. *JINST* **9** (2014) P11014.

ЛЭЯФ НИЯУ МИФИ

Сборник трудов

Выпуск 5

Подписано в печать 15.05.2025. Формат 60x84 1/16.

Уч.-изд. л. 8,75. Печ. л. 8,75. Тираж 50 экз.

Изд. № 010-2

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».

Типография НИЯУ МИФИ.

115409, Москва, Каширское ш., 31.