ЖЭТФ, 2025, том 168, вып. 3 (9), стр. 343–349 © 2025

ПЕРВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ НА УСТАНОВКЕ ENDA-INR

К. О. Куринов [a*], *Д. А. Кулешов* [a], *И. О. Малий* [b], *Ю. В. Стенькин* [a,b], *О. Б. Щеголев* [a,b]

[a] *Институт ядерных исследований Российской академии наук*
117312, Москва, Россия

[b] *Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)*
141701, Долгопрудный, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 25 апреля 2025 г.,
после переработки 20 июня 2025 г.
Принята к публикации 20 июня 2025 г.

Прототип кластера установки ENDA (Electron Neutron Detector Array) был создан на территории ИЯИ РАН в Москве (ENDA-INR). Представлены результаты исследований нейтронной компоненты широких атмосферных ливней на установке ENDA-INR, а также результаты моделирования.

DOI: 10.31857/S004445102509007X

1. ВВЕДЕНИЕ

Проект ENDA (Electron Neutron Detector Array), ранее именуемый PRISMA, основан на использовании измерений адронной и электронной компонент широких атмосферных ливней (ШАЛ) для оценки энергии первичной частицы и ее атомного номера [1,2]. Прототип установки ENDA-INR [3] (работающий в режиме набора данных с сентября 2021 г.) состоит из 16 электронно-нейтронных детекторов (эн-детекторов), расположенных по квадратной сетке 4×4 с шагом в 5 м под открытым небом, и предназначен для изучения ШАЛ с энергиями выше 1 ПэВ, тестирования методов регистрации и обработки сигналов. В установке с помощью эн-детекторов регистрируются сигналы от заряженных частиц и тепловых нейтронов, которые генерируются высокоэнергетическими адронами ливня в результате ядерной реакции в веществе вблизи детектора (грунте, зданиях, материалах детектора и воздухе). Сигналы от тепловых нейтронов регистрируются во временном интервале от 100 мкс до 5 мс после прихода фронта ливня. Более подробно методика выделения сигналов от тепловых нейтронов, которая используется в эксперименте, описана в статье [4].

Конструкция эн-детектора является стандартной для сцинтилляционных детекторов ШАЛ, а в качестве сцинтиллятора используется специализированный тонкий (толщина 50 мг/см^2) сцинтиллятор на основе неорганического сцинтилляционного компаунда $ZnS(Ag) + B_2O_3$ с необогащенным бором. В настоящее время помимо установки ENDA эн-детекторы также применяются для регистрации ШАЛ в установках PRISMA [5] и УРАН [6], входящих в экспериментальный научный комплекс НЕВОД [7], а также для анализа вариаций нейтронного фона в геофизических исследованиях [8, 9].

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для моделирования ШАЛ в работе использовалась программа CORSIKA [10] версии 77402. Электромагнитная компонента ливня моделировалась с помощью программы EGS4, а для низких энергий адронных взаимодействий использовалась модель GHEISHA [11]. В качестве моделей адронного взаимодействия при высоких энергиях использовалась модель QGSJET-II-04 [12]. Уровень наблюдения был равен 170 м над уровнем моря, геомагнитное поле равно $B_x = 16.5$ мкТл, $B_y = 49.6$ мкТл. Для адронов (кроме π_0) нижний энергетический порог был равен 50 МэВ; для $e^{\pm}, \gamma, \pi^0$ — 60 кэВ, для $\mu^{\pm}$ — 100 МэВ. Ливни разыгрывались без процедуры прореживания в энергетическом диапазоне от 10^{15} до 10^{17} эВ с показателем дифференциального спектра

* E-mail: kyrinov.ko@gmail.com

-2.7, зенитный угол был в диапазоне от 0 до 45° в предположении изотропности распределения направления прихода по небесной сфере. Выбранный диапазон зенитных углов обусловлен тем, что распределение зенитных углов осей ШАЛ для уровня моря с учетом влияния телесного угла и площади детектора $\sim \cos^{9.5}\theta \sin\theta$, где наиболее вероятный угол приблизительно равен 18°, а влиянием горизонтальных ливней можно пренебречь. А поскольку в эксперименте направление прихода ШАЛ не определяется, никаких дополнительных критериев на зенитный угол в моделировании не накладывалось.

Для моделирования отклика установки на прохождение ШАЛ использовалась программа моделирования, написанная с помощью пакета Geant4 [13], а также программа быстрого Монте-Карло, которая основана на аппроксимациях, полученных из первой программы. В модели, заложенной в Geant4, использовалась упрощенная модель сцинтиллятора, представляющего собой сплошной слой компаунда $ZnS(Ag) + B_2O_3$, диспергированный в слое оптически прозрачного силикона, пластиковый корпус детектора, грунт (бетон с 10% влажностью) и воздух. В качестве списка физических моделей взаимодействия частиц использовался набор QGSP_BIC_HP, который является комбинацией моделей «QGS» Quark Gluon String, применяемой для описания адронных взаимодействий высоких энергий ($\gtrsim$ 15 ГэВ), «P» Precompound для описания процессов фрагментации и снятия возбуждения ядер, «BIC» Binary Cascade для описания адронных взаимодействий низких энергий ($\lesssim$ 10 ГэВ) и «HP» High Precision neutron model, которая применяется для описания нейтронных взаимодействий повышенной точности для энергий $<$ 20 МэВ.

Ось ливня равномерно разыгрывалась в границах установки, общее число событий после отбора составило чуть больше 25500 событий для протона и 25700 для железа.

3. РЕКОНСТРУКЦИЯ СОБЫТИЙ

Ключевым этапом реконструкции параметров ШАЛ является выбор функции пространственного распределения (ФПР). Наиболее часто используемой функцией, описывающей плотность пространственного распределения частиц ливня, является функция Нишимуры – Каматы – Грейзена (НКГ) (1) [14]. При выводе этой функции ливень рассматривался как сугубо электромагнитный без учета ядерно-каскадного процесса, а также для нулевого энергетического порога электронов. Впоследствии стало ясно, что такая аппроксимация недостаточно хорошо описывает ФПР реального ливня [15–17]:

$$\rho_e(r,s) = C(s)\left(\frac{r}{r_m}\right)^{s-2}\left(1+\frac{r}{r_m}\right)^{s-4.5}, \quad (1)$$

где

$$C(s) = \frac{1}{r_m^2}\frac{\Gamma(4.5-s)}{2\pi\Gamma(s)\Gamma(4.5-2s)}$$

— нормировочная константа, $0.5 \le s \le 1.5$, r_m — радиус Мольера (76 м для уровня Москвы).

В связи с этим в литературе существуют различные варианты ФПР, а также различные модификации функции НКГ. Модификации связаны с различными вариациями показателей степени, нормировочных коэффициентов и мольеровского радиуса, а также с введением различных параметров возраста. Например, введение поперечного параметра возраста $s_\perp$ (модификация Учайкина или Лагутина) [18] приводит к следующей зависимости:

$$\rho_e(r,s_\perp) = m^{-2}\rho_{NKG}\left(\frac{r}{m}, s_\perp\right), \quad (2)$$

где $m = 0.78 - 0.21 s_\perp$ и $0.6 \le s_\perp \le 1.8$.

А введение локального параметра возраста $s(r)$, зависящего от расстояния от оси ливня, приводит к зависимости

$$\rho_e(r,s) = C(s)\left(\frac{r}{r_m}\right)^{s+\alpha(r)-2}\left(1+\frac{r}{r_m}\right)^{s+\alpha(r)-4.5}, \quad (3)$$

где параметризация поправки $\alpha(r)$ выбирается экспериментально или на основе моделирования (в работе использовалась параметризация, полученная в эксперименте ШАЛ-МГУ [19]), а $C(s)$ — нормировочная константа, которая вычисляется численно, $0.5 < s < 1.5$.

Для выбора ФПР, лучше всего описывающей данные, был проведен вычислительный эксперимент, суть которого состояла в следующем. Ось ливня разыгрывалась равномерно в круге радиусом 30 м от центра установки, затем восстанавливались параметры ШАЛ с помощью метода максимального правдоподобия с использованием трех различных ФПР (1)–(3), отбирались события, в которых реконструированная ось ливня лежала в границах установки, и оценивались метрики классификации на основе ее истинного положения и точность реконструкции оси, за которую принималась квантиль 68% распределения погрешности определения оси ливня.

Таблица. Сравнение результатов восстановления

ФПР	ΔR, м	Recall, %	Precision, %	F1, %
(1)	0.72	72.6	84.9	78.3
(2)	1.05	98.7	74.2	84.7
(3)	1.67	99.4	65.0	78.6

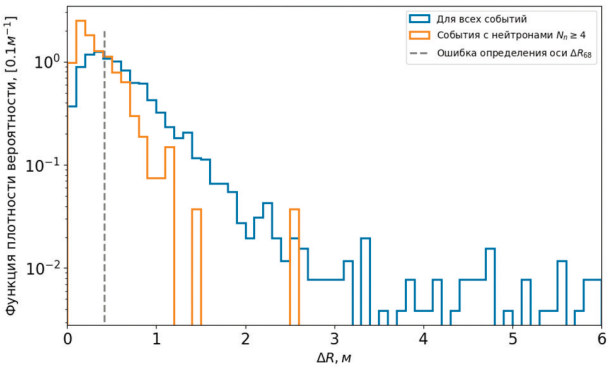

Рис. 1. Распределение погрешности определения оси ливня

В процессе классификации реконструированные события делились на события, в которых ось ливня была определена в границах установки и за ее пределами. Метрика recall (efficiency) показывает, сколько событий с реконструированной осью ливня в границах установки удалось восстановить от всех событий, в которых истинная ось ливня находилась в пределах установки, а метрика precision (purity) соответствует точности такой классификации. Мера F1 — это среднее гармоническое recall и efficiency. Результаты сравнения представлены в таблице.

Из результатов сравнения видно, что наилучшее качество отбора осей показала модификация Лагутина (2), которая в дальнейшем использовалась при обработке данных моделирования и эксперимента. Также из таблицы видно, что меньше всего событий от их полного числа в границах установки удалось восстановить с помощью стандартной функции НКГ, а наибольшее число «лишних» событий (ось в которых восстановилась в границах установки, но истинное положение которой было за ее пределами) было при использовании функции НКГ с локальным возрастом. Для устранения таких событий (которые были при применении всех трех ФПР) можно использовать информацию о нейтронной компоненте. На рис. 1 представлено распределение погрешности определения оси ливня для ФПР (2) в отобранных событиях и в событиях с нейтронами.

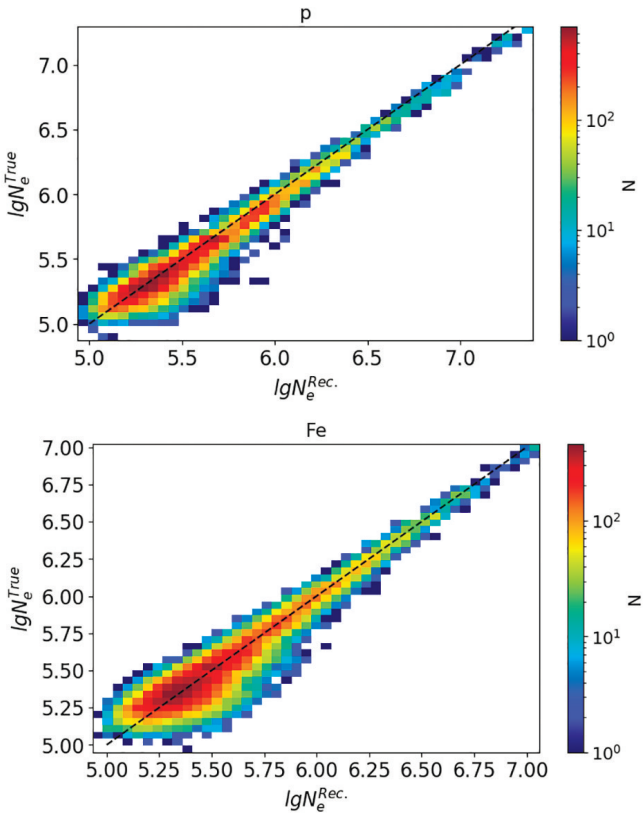

Рис. 2. Корреляционные зависимости истинной мощности ливня от реконструированного значения для протонов (сверху) и железа (снизу), штриховые линии соответствуют прямо пропорциональной зависимости

Из рис. 1 видно, что при использовании данных только об электромагнитной компоненте у распределения погрешности определения оси ливня возникает длинный «хвост». При использовании же данных и о нейтронной компоненте от него можно избавиться, так как высокоэнергетические адроны ливня, которые рождают испарительные нейтроны, находятся вблизи оси ливня.

На рис. 2 представлены корреляционные зависимости истинной мощности ливня от ее реконструированного значения. За истинную мощность ливня принималось полное число электронов и позитронов в ливне на уровне наблюдения, влиянием гамма-квантов пренебрегалось из-за низкой чувствительности сцинтиллятора к ним (вероятность взаимодействия одиночного гамма-кванта в ШАЛ со сцинтиллятором приблизительно равна 2.3%).

Погрешность восстановления мощности оценивалась как $\sigma\ \lg(N_e^{Rec}/N_e^{True})$, для протона она составила 0.08, а для ядер железа 0.1, средние значения разности логарифмов составили 0.03 и 0.01 соответственно.

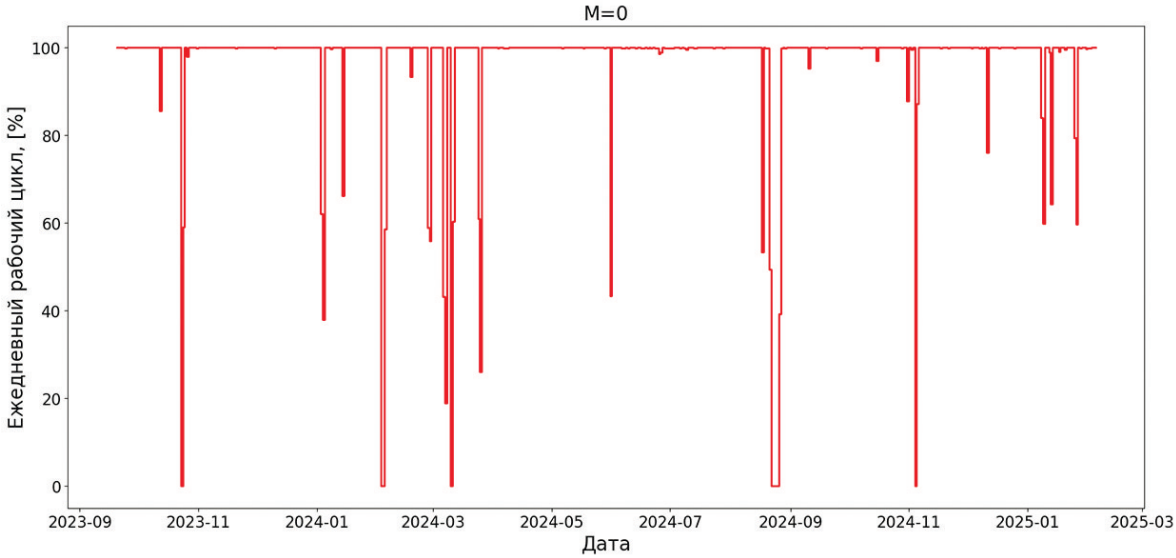

Рис. 3. Ежедневный рабочий цикл установки

4. ОТБОР СОБЫТИЙ

При обработке экспериментальных данных была взята информация за промежуток времени с 01.09.23 по 05.02.25, в течение которого конфигурация установки была неизменна.

Онлайн программа, анализирующая входной сигнал, присваивает каждому событию метку триггера второго уровня, которая называется мастером (M), он имеет битовое двоичное представление, где значение каждого бита определяется следующими условиями.

1. Сработали два и более детектора (с порогом 8 каналов АЦП).
2. Суммарное энерговыделение $\geq$ 300 каналов АЦП.
3. Суммарное число нейтронов ≥ 5.

Соответственно, если было выполнено условие (1), то в десятичной записи $M = 1$, если (1) и (2), то $M = 3$, если выполнены все условия, то $M = 7$. Для контроля фона тепловых нейтронов (а также контроля работоспособности онлайн программы) используется программный триггер, названный нулевым мастером ($M = 0$), который запускается каждые 10 с. Суммарное по всем детекторам число фоновых нейтронов подчиняется распределению Пуассона и его среднее составляет 0.47 нейтронов на событие.

С помощью нулевого мастера можно контролировать вариации фона тепловых нейтронов в месте проведения эксперимента, а также оценить итоговый рабочий цикл установки (рис. 3).

Провалы на графике связаны с техническими неполадками (отключение электроэнергии или зависание программы). Также программа останавливалась, когда на установке проводились ремонтные работы. Итоговый рабочий цикл установки составил приблизительно 96.1%.

Для контроля работоспособности установки оценивается количество триггеров по первому и третьему мастеру, среднее энерговыделение и среднее число зарегистрированных нейтронов в детекторе за промежуток времени равный 6 ч. В результате анализа этих параметров события, в которых наблюдались отклонения от стабильного режима работы установки, были удалены из дальнейшей обработки. При обработке данных моделирования и эксперимента отбирались события, в которых сработали минимум 10 детекторов с порогом в 12 каналов АЦП (около 18 частиц), затем были отброшены события, в которых ось ливня была восстановлена за пределами установки. Нормировка каналов АЦП в число частиц проводилась из сравнения показаний эн-детекторов установки ENDA и пластических детекторов KM2A-ED эксперимента LHAASO [20] в совместных событиях.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

Временное распределение тепловых нейтронов (временные задержки нейтронов относительно

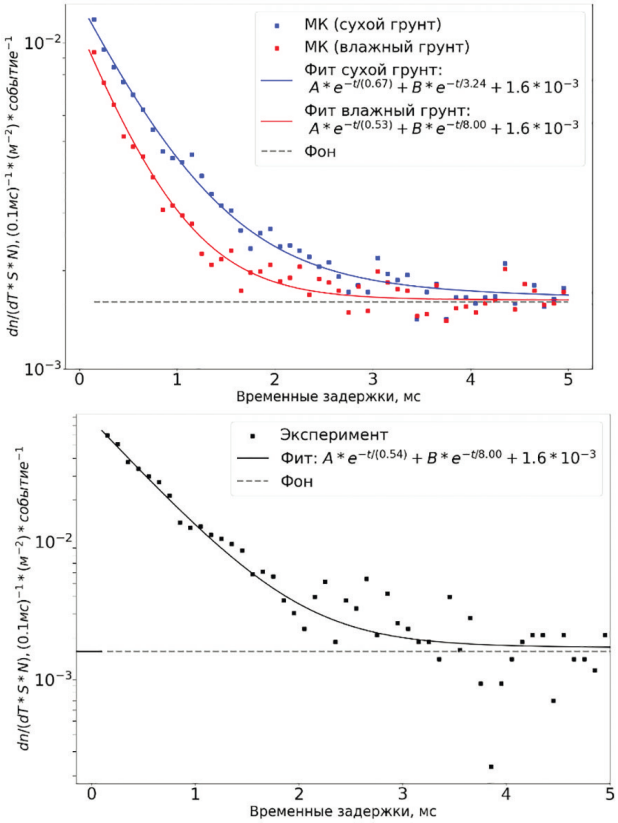

Рис. 4. Временное распределение тепловых нейтронов. Верхняя панель — результаты моделирования, нижняя — экспериментальные данные

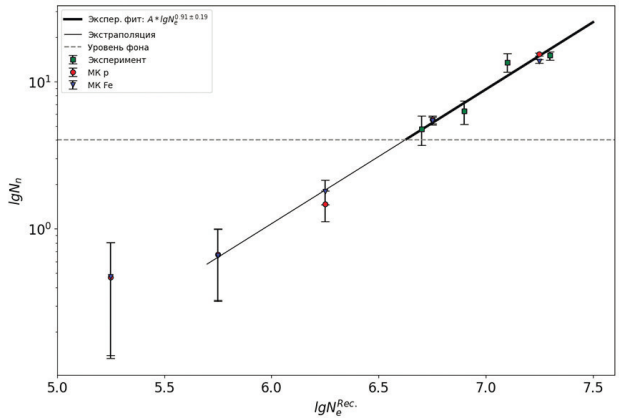

Рис. 5. Зависимость числа зарегистрированных нейтронов от реконструированной мощности ливня

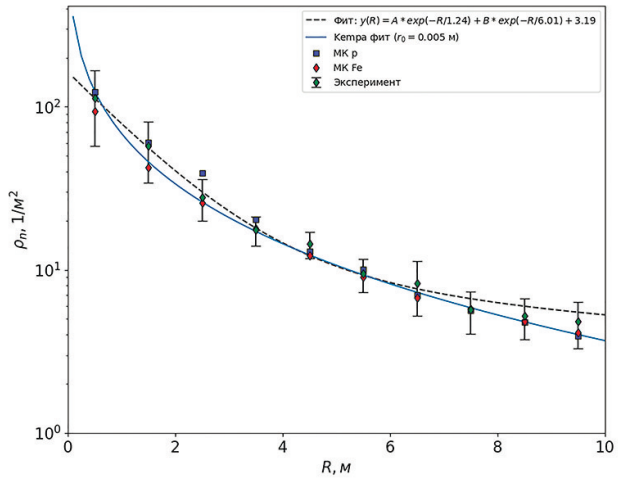

Рис. 6. Функция пространственного распределения тепловых нейтронов

фронта ливня) зависит от параметров внешней среды, в частности от химического состава и влажности грунта. Для численной оценки этого влияния было проведено моделирование для сухого грунта и грунта с влажностью 10%. На рис. 4 представлены полученные временные распределения без нормировки с дифференциальным распределением, полученным из эксперимента. При моделировании выборка для сухого и влажного грунта формировалась на одном и том же наборе событий ШАЛ для протона при фиксированной энергии первичной частицы. К временному распределению, полученному при моделировании, был добавлен экспериментально измеренный фон, разыгрываемый по Пуассону со средним 0.47 нейтронов на событие, равномерно в интервале от 100 мк до 5 мс.

Полученные временные распределения можно аппроксимировать функцией вида

$$f(t) = A\,e^{-t/\tau_1} + B\,e^{-t/\tau_2} + C. \qquad (4)$$

Первая экспонента в (4) описывает компоненту временного распределения, связанную с локально рожденными нейтронами, где параметр τ_1 связан с временем жизни нейтрона в грунте. Для сухого грунта $\tau_1 = 0.67$ мс, для грунта с 10-процентной влажностью $\tau_1 = 0.53$ мс, в эксперименте $\tau_1 = 0.54$ мс. Из полученных результатов видно, что экспериментальные данные не противоречат модели с грунтом с влажностью 10%. Вторая экспонента в (4) описывает компоненту, связанную с нейтронами, рожденными в атмосфере (либо рожденными в грунте, но затем попавшими в атмосферу) и приходящими с больших расстояний с большой временной задержкой [21]; следует учесть, что фон тепловых нейтронов в этой области оказывает превалирующее влияние. На рис. 4 горизонтальной прямой показан фон, оцененный по нулевому мастеру и равный $1.60\cdot10^{-3}$ см$^{-2}\cdot$ с$^{-1}$, он близок к уровню, на который

выходит временное распределение, и находится в хорошем согласии с фоном тепловых нейтронов вблизи поверхности земли $\sim 10^{-3}$ см$^{-2}\cdot$ с$^{-1}$, который зависит от места проведения измерений [8].

На рис. 5 представлена зависимость среднего числа зарегистрированных нейтронов от восстановленной мощности ливня для результатов моделирования и экспериментальных данных, где для уменьшения влияния фона была взята область выше $N_n \geq 4$. Жирной линией показана аппроксимация в диапазоне, доступном экспериментальным данным, тонкой линией показана экстраполяция на меньшую мощность. Поскольку в эксперименте спектр энерговыделений нейтронов соответствует экспоненциальному закону [4] и из-за установленного порога по амплитуде уменьшается эффективность регистрации (и составляет 12%), при сравнении с результатами моделирования на это делалась поправка.

Зависимость описывается степенным законом $\propto \lg N_e^{\alpha}$, где по данным эксперимента $\alpha = 0.91 \pm 0.19$. По данным моделирования для протона $\alpha = 0.93 \pm 0.06$, а для железа $\alpha = 0.89 \pm 0.02$, где аппроксимация проводилась в диапазоне от 5.75 до 7.25 по логарифму мощности.

Далее были построены ФПР нейтронной компоненты для событий, в которых $N_n \geq 4$, в эксперименте таких событий было 39. На рис. 6 представлена ФПР нейтронной компоненты ШАЛ в сравнении с результатами моделирования.

Данные можно описать функцией следующего вида:

$$\rho_n(R) = A\, e^{-R/r_1} + B\, e^{-R/r_2} + C. \qquad (5)$$

где $r_1 = 1.24$ м, $r_2 = 6.01$ м, $C = 3.19$ м$^{-2}$.

ФПР тепловых нейтронов на уровне моря впервые была получена на установке PRISMA-32. Ее вид также представляет собой сумму двух экспонент [22, 23], где параметры $r_1 = 1.4$ м, $r_2 = 8.2$ м.

Вторая экспонента так же, как и вторая компонента во временном распределении, возникает из-за нейтронов, пришедших из атмосферы. Из-за того, что установки находятся в разных внешних условиях (PRISMA-32 расположена в здании), параметр r_2 будет различаться. Параметр же r_1 находится в хорошем согласии для обоих экспериментов и связан с характерным расстоянием до родительских адронов от оси ливня.

На малых расстояниях от оси ШАЛ регистрируются в основном нейтроны, рожденные высокоэнергичными адронами, возникает это из-за того, что нейтроны имеют малую длину диффузии в плотном веществе, а адроны имеют крутую ФПР в этой области, что приводит к тому, что ФПР тепловых нейтронов близка к ФПР родительских адронов. На рис. 6 также проведена кривая, соответствующая функции Кетра [24], которая является аппроксимацией ФПР адронов в ШАЛ. Из рис. 6 видно, что такая аппроксимация хорошо описывает ФПР тепловых нейтронов.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе было получено временное и пространственное распределения тепловых нейтронов в ШАЛ, а также получена зависимость числа зарегистрированных нейтронов от мощности ливня. Проведено сравнение с результатами моделирования, которые показали хорошее согласие с экспериментом, а также с данными, ранее полученными на установке PRISMA-32.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-72-01086).

ЛИТЕРАТУРА

1. Yu. V. Stenkin, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **196**, 293 (2009).
2. Yu. V. Stenkin, V. V. Alekseenko, Danzengluobu et al., Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **85**, 405 (2021).
3. O. B. Shchegolev, V. V. Alekseenko, D. A. Kuleshov et al., J. Phys.: Conf. Ser. **1690**, 012011 (2020).
4. K. O. Kurinov, D. A. Kuleshov, A. A. Lagutkina et al., JETP **136**, 4 (2023).
5. D. M. Gromushkin, F. A. Bogdanov, Yu. V. Stenkin et al., Phys. Part. Nucl. **49**, 47 (2018).
6. Д. М. Громушкин, И. И. Астапов, Н. С. Барбашина и др., Изв. РАН, сер. физ. **81**, 4 (2017).
7. I. I. Yashin, M. B. Amelchakov, I. I. Astapov et al., J. Instrum. **16**, 8 (2021).
8. Д. М. Громушкин, А. А. Петрухин, Ю. В. Стенькин и др., Изв. РАН, сер. физ. **73**, 425 (2009).
9. Ю. В. Стенькин, В. В. Алексеенко, А. С. Багрова и др., Изв. РАН, сер. физ. **81**, 179 (2017).
10. D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle et al., *Report FZKA*, Forschungszentrum Karlsruhe **6019**, 11 (1990).
11. H. Fesefeldt, *Report PITHA-85/02*, RWTH Aachen **647**, 27 (1985).

12. N. N. Kalmykov, S. S. Ostapchenko, and A. I. Pavlov, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **52**, 17 (1997).

13. S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako et al., Nucl. Instr. Meth. A **506**, 3 (2003).

14. K. Kamata and J. Nishimura, Prog. Theor. Phys. Suppl. **6**, 93 (1958).

15. S. Yoshida, N. Hayashida, K. Honda et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **20**, 651 (1994).

16. A. V. Glushkov, M. I. Pravdin, and I. Ye. Sleptsov, *Proc. 25th ICRC* **6**, 233 (1997).

17. R. N. Coy, G. Cunningham, C. L. Pryke, and A. A. Watson, Astropart. Phys. **6**, 263 (1997).

18. A. A. Lagutin, A. V. Pljasheshnikov, and V. V. Uchaikin, *Proc. 16th ICRC* **7**, 18 (1979).

19. Yu. A. Fomin, N. N. Kalmykov, and V. N. Kalmykov, *Proc.* 28th *ICRC*, Tsukuba **1**, 119 (2003).

20. H. He, on behalf of LHAASO Collaboration, Radiat. Detect. Technol. Methods **2**, 7 (2018).

21. Д. М. Громушкин, А. А. Петрухин, Ю. В. Стенькин и др., Изв. РАН, сер. физ. **75**, 3 (2011).

22. D. M. Gromushkin, V. I. Volchenko, A. A. Petrukhin et al., Phys. Atom. Nucl. **78**, 349 (2015).

23. О. Б. Щеголев, Ю. В. Стенькин, Кратк. сообщ. по физике ФИАН **43**, 7 (2016).

24. J. Kempa, Nuovo Cim. A **31**, 568, 581 (1976).