Модель компактного водного черенковского детектора в Geant4

© М.А. Илюшин, Д.Р. Ахмедьянов, Р.Д. Монхоев, М.В. Шульга

Иркутский государственный университет,
664003 Иркутск, Россия
e-mail: mikhail.ilushin@yandex.ru

Поступило в Редакцию 5 мая 2026 г.
В окончательной редакции 18 июля 2026 г.
Принято к публикации 23 октября 2026 г.

Представлена компьютерная модель компактного водного черенковского детектора для исследований в области физики космических лучей и гамма-астрономии высоких и сверхвысоких энергий. Приведены сравнения результатов моделирования и экспериментальных данных, а также методика контроля уровня воды в баке.

Ключевые слова: космические лучи, широкий атмосферный ливень, сцинтилляционный счетчик, черенковское излучение, экспериментальный комплекс TAIGA, Geant4.

DOI: 10.61011/JTF.2026.12.64035.295-26

Введение

В Тункинской долине в 50 km от озера Байкал расположен действующий астрофизический комплекс TAIGA-1 (Tunka Advanced Instrument for cosmic ray physics and Gamma-rayAstronomy) [1], предназначенный для исследования первичного космического излучения (ПКИ) методом регистрации компонент широких атмосферных ливней (ШАЛ). Гибридная система детекторов развернута на площади $\sim 1\,\mathrm{km}^2$ и в настоящее время включает широкоугольные черенковские станции TAIGA-HiSCORE (High Sensitivity COsmic Rays and gamma Explorer), атмосферные черенковские телескопы TAIGA-IACT (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope), а также массив сцинтилляционных счетчиков Tunka-Grande и TAIGA-Muon. Установка нацелена на исследования в области физики космических лучей и гамма-астрономии в диапазонах энергий от 200 TeV до 1000 PeV и свыше 3 TeV соответственно.

В ближайшие годы в рамках проекта TAIGA планируется создание установки следующего поколения TAIGA-100 с гибридной системой детекторов на площади порядка $100\,\mathrm{km}^2$ для продвижения в область более высоких энергий. Базовыми элементами проекта станут широкоугольные черенковские станции с углом обзора 1 sr и водные детекторы площадью $40\,\mathrm{m}^2$, дополненные сцинтилляционными счетчиками и радиоантеннами. В центральной части новой установки также предполагается разместить атмосферные черенковские телескопы, а на ее периферии — флуоресцентные детекторы [2]. Задача массива водных черенковских детекторов будет состоять в выделении мюонов из общего потока частиц ШАЛ с целью сепарации событий, инициированных первичными гамма-квантами, а также исследования массового состава ПКИ.

При проектировании комплекса TAIGA-100 важной задачей является оценка точности восстановления параметров ШАЛ и ПКИ, которая зависит от совокупности факторов: типа и разрешающей способности детекторов, их пространственной конфигурации, алгоритмов реконструкции и т. д. Основным инструментом для проведения таких оценок служит компьютерное моделирование, которое в полной мере описывает процесс от момента взаимодействия ПКИ с атмосферой Земли до формирования сигнала в детекторах. Настоящая работа посвящена исследованию отклика компактного водного черенковского детектора при прохождении одиночных атмосферных мюонов с использованием программного инструментария Geant4 [3], а также сравнению моделированных и экспериментальных данных.

1. Конструкция прототипа водного черенковского детектора

Прототип компактного водного черенковского детектора (рис. 1) представляет собой цилиндрическую бочку

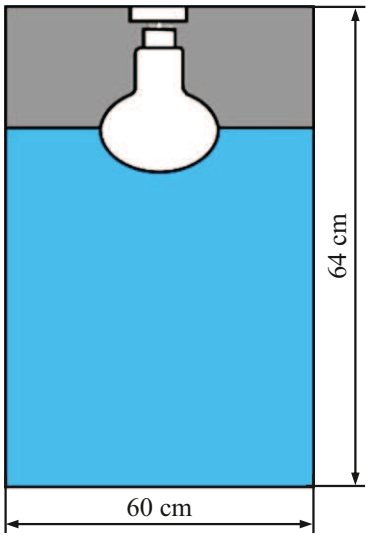


Рис. 1. Конструкция прототипа водного черенковского детектора.

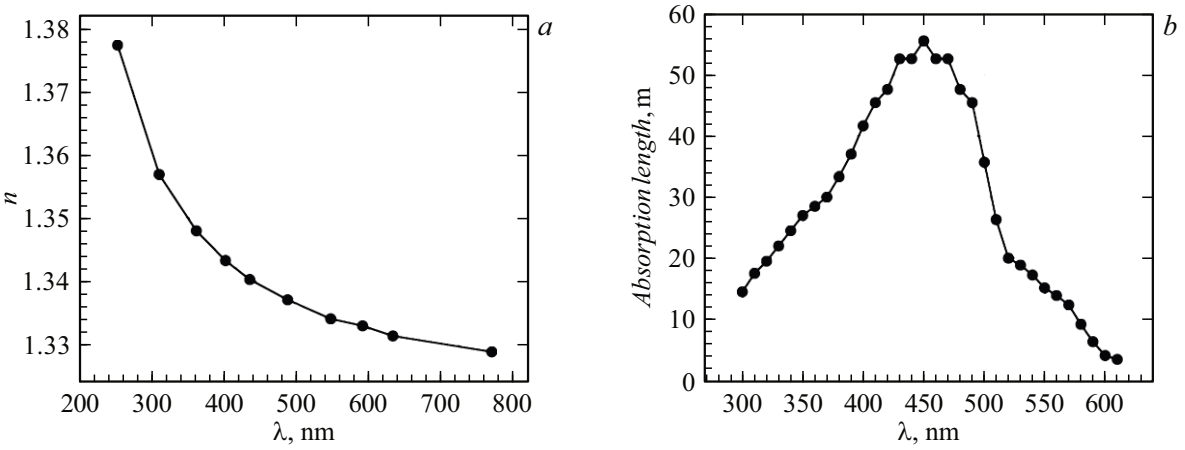


Рис. 2. Зависимость показателя преломления (a) и длины поглощения (b) света в дистиллированной воде от его длины волны.

из поливинилхлорида радиусом 30 cm и высотой 94 cm, которая заполнена дистиллированной водой до уровня 64 cm. Сверху установлен фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) Hamamatsu R5912 [4], площадь погруженной в воду его части составляет 0.03 m^2. Внутренняя поверхность цилиндра покрыта отражающим материалом Tyvek 1082D.

2. Параметры модели детектора

При прохождении релятивистской заряженной частицы через водную среду возникает черенковское излучение, моделирование которого осуществляется методом Монте–Карло (МК) с использованием Geant4. Модель включает в себя детальную геометрию созданного детектора, в котором учитываются оптические свойства воды (рис. 2) и паспортные характеристики ФЭУ.

Кроме того, в модели учитываются свойства светоотражающей поверхности, которые в Geant4 описываются с помощью модели UNIFIED [5], где интенсивность I отраженного света задается с помощью параметров: C_{sl}, C_{ss} — вероятности зеркальной составляющей относительно нормали микрограни (поверхность не идеально ровная) и нормали усредненной поверхности соответственно, C_{bs}, C_{dl} — вероятности обратного рассеяния в направлении прихода фотона и ламбертовского рассеяния, σ_α — стандартное отклонение угла α_r между усредненной поверхностью и микрогранями, распределенными по Гауссу:

$$I = R(\theta_i, n)\Big[C_{sl}\delta(\alpha_r; 0, \sigma_\alpha) + C_{ss}\delta(\theta_i - \theta_r)\delta(\varphi_r) + C_{bs}\delta(\theta_i + \theta_r)\delta(\varphi_r) + C_{dl}\cos(\theta_r)\Big], \quad (1)$$

$$C_{sl} + C_{ss} + C_{bs} + C_{dl} = 1, \quad (2)$$

где θ_i — угол падения и θ_r — угол отражения относительно средней нормали, φ_r — угол между проекцией отраженного фотона на среднюю поверхность и плоскостью падения, R — полный коэффициент отражения, равный 0.85–0.95, в диапазоне длин волн 300–600 nm. Для Tyvek 1082D вероятности отражения C_{ss} и C_{bs} малы и приняты равными 0, $C_{sl} = 0.85$ и $\sigma_\alpha = 0.06$ были получены в работе [6].

3. Сравнение модели с экспериментом

Для регистрации вертикальных одиночных атмосферных мюонов в реальном эксперименте с водным баком была организована схема совпадения с двумя сцинтилляционными счетчиками: первый под баком площадью 0.25 m^2, а второй площадью 1 m^2 на высоте 4.5 m над нижним счетчиком. Отклик детектора в компьютерной модели рассчитывался путем генерации вертикально направленных мюонов равномерно через всю площадь бака с энергией 1 GeV. В результате определено число зарегистрированных фотоэлектронов на фотокатоде ФЭУ. На рис. 3 представлено сравнение модели с экспериментом. Видно, что средние числа фотоэлектронов, полученные из аппроксимации распределений функцией Гаусса, хорошо согласуются: для эксперимента — (648.9 ± 2.0) p.e., для модели — (649.0 ± 1.0) p.e. Уширение распределения в эксперименте связано с дополнительными флуктуациями, вызванными неоднородностью светосбора детектора, аппаратными погрешностями (амплитудное разрешение ФЭУ и электроника), а также фоновыми составляющими: регистрацией касательных треков мюонов, случайными совпадениями и событиями от ШАЛ, которые не учитывались в симуляции.

4. Методика контроля уровня воды в водном детекторе

При эксплуатации водного черенковского детектора и анализе экспериментальных данных необходимо знать уровень воды в баке, который может меняться

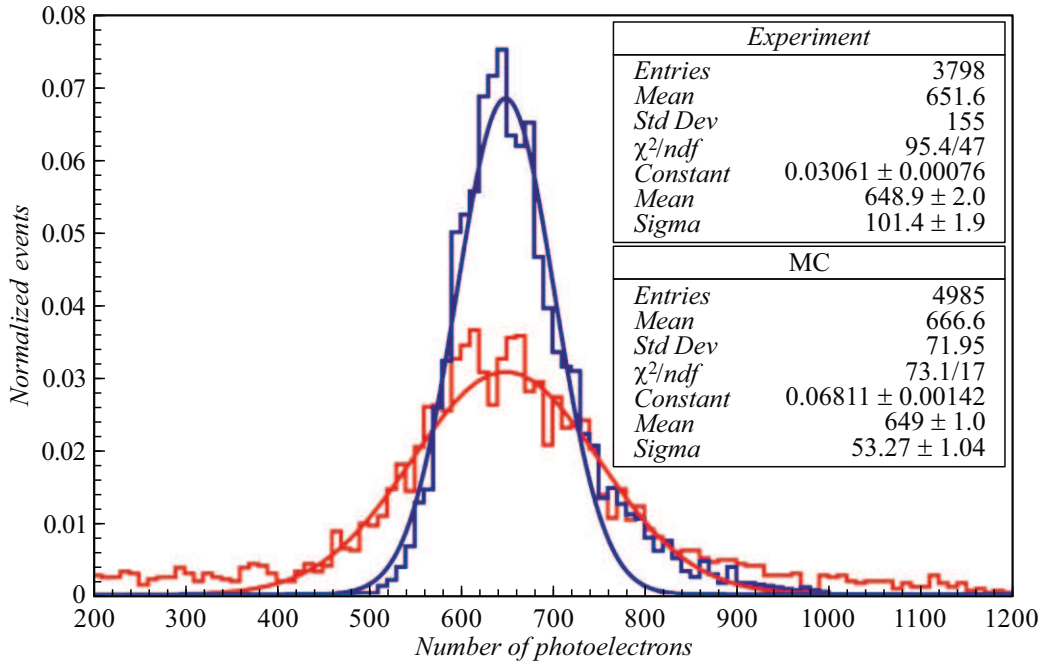


Рис. 3. Сравнение экспериментального сигнала (красный) с МК (синий).

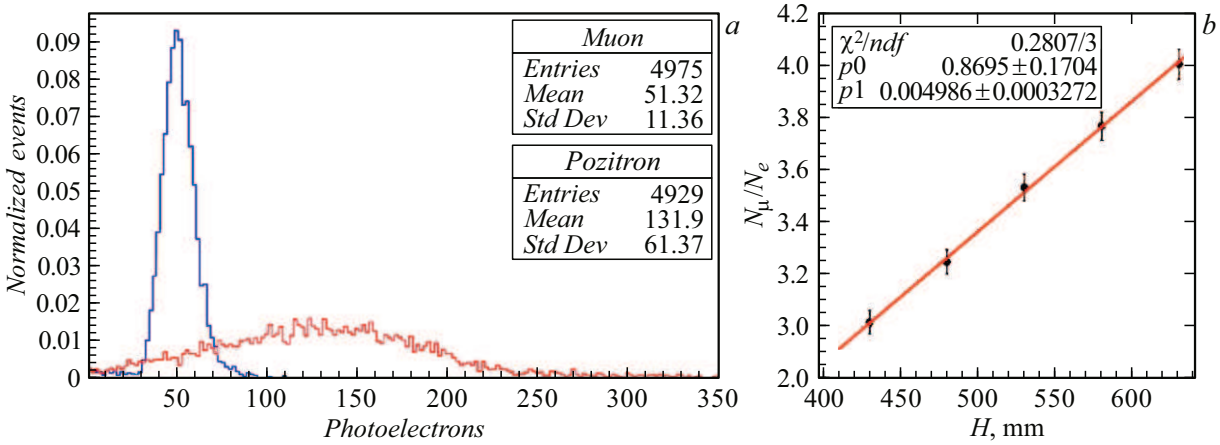


Рис. 4. Распределение количества фотоэлектронов от вертикального мюона с энергией 0.1 GeV (синий) и от позитрона (красный) (*a*). Отношение амплитуды сигнала от мюона и электрона (позитрона) в зависимости от уровня воды в баке (*b*).

с течением времени. Контроль уровня осуществляется путем определения отношения сигналов от зарегистрированных вертикальных высокоэнергетических одиночных мюонов и электронов (позитронов) от распада низкоэнергетических мюонов:

$$\mu^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu, \quad \mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu. \qquad (3)$$

Средняя энергия распадных электронов (позитронов) составляет ~ 40 MeV, что позволяет этим частицам проходить расстояние около $l \sim 15$ cm в воде. При этом средний сигнал от таких событий при характерном размере детектора больше l будет зависеть от многих параметров: оптических свойств воды и отражающей поверхности, эффективности регистрации ФЭУ и т. д. Распределение фотоэлектронов от мюонов с энергией 100 MeV и от позитронов, образовавшихся в результате их распада, представлены на рис. 4, *a*. Поскольку высокоэнергетические мюоны могут проходить через весь объем детектора, их сигнал зависит не только от перечисленных факторов, но и от толщины водного слоя H.

Исходя из вышесказанного, отношение среднего числа фотоэлектронов от высокоэнергетического мюона к числу фотоэлектронов от электрона (позитрона) зависит только от уровня воды в детекторе. На рис. 4, *b* представлена такая зависимость, полученная в Geant4 для вертикальных мюонов с энергией 1 GeV и электронов (позитронов), образующихся при распаде мюонов с

энергией 100 MeV. Зависимость

$$\frac{N_\mu}{N_e} = 0.8695 + 0.004986 \cdot H\,(\text{mm}) \qquad (4)$$

согласуется с результатами других экспериментов [7].

Для контроля уровня воды в реальном эксперименте предлагается периодически проводить специальный набор данных в два этапа. На первом шаге предполагается использование сцинтилляционных счетчиков, установленных над и под водным детектором и включенных с ним в схему совпадений, для отбора около вертикальных высокоэнергичных мюонов. Второй шаг основан на регистрации событий с водного детектора без внешнего триггерного сигнала, в которых выделяются продукты распада мюонов.

Заключение

Разработана модель водного черенковского детектора в среде Geant4, позволяющая генерировать черенковское излучение от заряженных частиц ШАЛ. Сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования продемонстрировало их хорошее согласие. Это подтверждает корректность модели и открывает возможность для ее масштабирования и использования при проектировании детекторов астрофизического комплекса TAIGA-100. Дополнительно исследована возможность мониторинга уровня воды в баке. Предложенный подход будет апробирован в реальном эксперименте, что позволит контролировать данный параметр в режиме реального времени.

Финансирование работы

Исследование поддержано Российским научным фондом (проект 23-72-00016 (разделы 3,4)) и Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (проекты FZZE-2024-0005, FZZE-2026-0006, FZZE-2025-0001).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] N. Budnev et al. Nucl. Instrum. Meth. A, **1039**, 167047 (2022).
[2] R. Monkhoev, I. Astapov, P. Bezyazeekov, A. Blinov, A. Bogdanov, E. Bonvech, A. Borodin, N. Budnev, A. Bulan, P. Busygin, A. Bykov, D. Chernov, A. Chiavassa, A. Dyachok, A. Gafarov, A. Garmash, V. Grebenyuk, E. Gress, O. Gress, A. Grinyuk, O. Grishin, A.D. Ivanova, A.L. Ivanova, M. Iliushin, I. Kabannik, N. Kalmykov, E. Kholupenko, V. Kindin, S. Kiryuhin, K. Kompaniets, E. Korosteleva, V. Kozhin, A. Krasilshchikov, E. Kravchenko, A. Kryukov, L. Kuzmichev, A. Lagutin, Yu. Lemeshev, B. Lubsandorzhiev, N. Lubsandorzhiev, A. Lukanov, S. Malakhov, R. Mirgazov, E. Osipova, A. Panferova, A. Pakhorukov, L. Pankov, A. Pan, A. Panov, A. Petrukhin, I. Poddubny, V. Poleschuk, E. Popova, E. Postnikov, V. Prosin, A. Pushnin, R. Raikin, A. Razumov, G. Rubtsov, E. Ryabov, V. Samoliga, I. Satyshev, A. Silaev, A. Silaev(Jr), A. Sidorenkov, A. Skurikhin, A. Sokolov, L. Sveshnikova, A. Shaikovsky, M. Shulga, V. Tabolenko, A. Tanaev, M. Ternovoy, N. Ushakov, P. Volchugov, N. Volkov, D. Voronin, V. Zirakashvili1, A. Zagorodnikov, D. Zhurov, I. Yashin. Phys. Atom. Nuclei, **89**, 11 (2026). DOI: 10.1134/S1063778826600181
[3] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, S. Chauvie, J. Chuma, R. Chytracek, G. Cooperman, G. Cosmo, P. Degtyarenko, A. Dell'Acqua, G. Depaola, D. Dietrich, R. Enami, A. Feliciello, C. Ferguson, H. Fesefeldt, G. Folger, F. Foppiano, A. Forti, S. Garelli, S. Giani, R. Giannitrapani, D. Gibin, J.J. GómezCadenas, I. González, G. GraciaAbril, G. Greeniaus, W. Greiner, V. Grichine, A. Grossheim, S. Guatelli, P. Gumplinger, R. Hamatsu, K. Hashimoto, H. Hasui, A. Heikkinen, A. Howard, V. Ivanchenko, A. Johnson, F.W. Jones, J. Kallenbach, N. Kanaya, M. Kawabata, Y. Kawabata, M. Kawaguti, S. Kelner, P. Kent, A. Kimura, T. Kodama, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, E. Lamanna, T. Lampén, V. Lara, V. Lefebure, F. Lei, M. Liendl, W. Lockman, F. Longo, S. Magni, M. Maire, E. Medernach, K. Minamimoto, P. Mora de Freitas, Y. Morita, K. Murakami, M. Nagamatu, R. Nartallo, P. Nieminen, T. Nishimura, K. Ohtsubo, M. Okamura, S. O'Neale, Y. Oohata, K. Paech, J. Perl, A. Pfeiffer, M.G. Pia, F. Ranjard, A. Rybin, S. Sadilov, E. DiSalvo, G. Santin, T. Sasaki, N. Savvas, Y. Sawada, S. Scherer, S. Sei, V. Sirotenko, D. Smith, N. Starkov, H. Stoecker, J. Sulkimo, M. Takahata, S. Tanaka, E. Tcherniaev, E. SafaïTehrani, M. Tropeano, P. Truscott, H. Uno, L. Urban, P. Urban, M. Verderi, A. Walkden, W. Wander, H. Weber, J.P. Wellisch, T. Wenaus, D.C. Williams, D. Wright, T. Yamada, H. Yoshida, D. Zschiesche. Nucl. Instrum. Meth. A, **506** (3), 250 (2003). DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8
[4] Электронный ресурс. Режим доступа: https://hep.hamamatsu.com/eu/en/products/R5912.html
[5] A. Levin, C. Moisan. in *IEEE Nuclear Science Symposium. Conference Record* (IEEE, Anaheim, 1996), v. 2, p. 702. DOI: 10.1109/NSSMIC.1996.591410
[6] L.Y. Wang, X.B. Shen, W.S. Duan, Y.J. Li, Z. Wang. Chinese Phys. C, **36** (7), 628 (2012). DOI: 10.1088/1674-1137/36/7/011
[7] P.L. Ghia. 30th *International Cosmic Ray Conference* (Mexico, 2007)